Messungen an einem Siliziumdetektor für das HERMES–Experiment

Diplomarbeit

von

Michael Wiesmann

Physikalisches Institut der FRIEDRICH–ALEXANDER–Universität
Erlangen–Nürnberg

Dezember 1998

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Ein wichtiger Forschungsschwerpunkt der modernen Physik ist die Aufklärung der Struktur der Materie. Das HERMES–Experiment am HERA–Beschleuniger des **D**eutschen **E**lektronen–**SY**nchrotrons (DESY) in Hamburg leistet dabei einen wichtigen Beitrag zur Untersuchung der Spinstruktur der Nukleonen. Dazu werden in einem auf der Welt einzigartigen Aufbau longitudinal polarisierte Elektronen in einem Speicherring an einem internen Gastarget tiefinelastisch gestreut. Dank einer neuartigen Technologie kann die Speicherzelle die Vorteile eines Gasjets und die eines Festkörpertargets auf sich vereinigen: Sie verfügt über die hohen Polarisationsgrade eines Gases bei einer um zwei Größenordnungen höheren Dichte als in Gasjets. Die Speicherzellengeometrie bietet zusätzlich die bisher nie dagewesene Möglichkeit, niederenergetische Targetfragmente von tiefinelastischen Stoßprozessen nachzuweisen. Diese Messungen sind auch im Hinblick auf den noch ungeklärten Einfluß von Kerneffekten auf die Quarkbindungen (EMC-Effekt) äußerst interessant.
Es ist deshalb geplant, unter der Speicherzelle einen Siliziumstreifendetektor zu installieren. Er soll speziell diese niederenergetischen Targetfragmente nachweisen und bewirkt nebenbei eine willkommene Akzeptanzerweiterung.

Die Bedingungen in der Targetregion sind für einen Detektor sehr ungünstig. So ist zum einen sehr wenig Platz, zum anderen soll sich der gesamte Aufbau im Ultrahochvakuum des Beschleunigers befinden. Für die Strahlperiode 98/99 wurde deshalb ein Prototyp eines Siliziumdetektors entwickelt, der bei voller Funktionsfähigkeit, aber eingeschränkter aktiver Fläche, die physikalischen Aspekte bestätigen und die technische Realisierbarkeit erproben soll.

Der erste gemeinsame Test aller Komponenten fand im Februar 1998 am Tandembeschleuniger der Universität Erlangen-Nürnberg statt. Hier wurde der Detektor das erste Mal einem Protonenstrahl ausgesetzt. Die vorliegende Arbeit beschreibt das Testexperiment und erarbeitet eine Energiekalibration des Detektors.
Dazu wird in Kapitel 2 zunächst das HERMES-Experiment und das Siliziumprojekt vorgestellt. Grundlagen von Siliziumdetektoren werden dann in Kapitel 3 näher erläutert und mit einem Überblick über den Aufbau des Siliziumprototyps für das HERMES–Experiment vertieft. Nach einer Beschreibung des Teststandes am Erlanger Tandembeschleuniger in Kapitel 4 wird schließlich in Kapitel 5 die Kalibration des Siliziumtestdetektors dargestellt. Im Anhang werden kurz die verwendeten Parametrisierungen für die Energiekalibration vorgestellt (Anhang A) und die Funktionsweise eines Tandembeschleunigers erläutert (Anhang B).

2 Das HERMES–Experiment

2.1 Physikalisches Potential des HERMES–Experiments

Ende der 60er Jahre fand man durch Streuexperimente an Nukleonen heraus, daß sich Hadronen auf eine Substruktur zurückführen lassen, die sich sehr gut durch drei Konstituenten mit -1/3 bzw. +2/3 der Elementarladung beschreiben lassen. Diese Konstituenten wurden *Quarks* genannt. Sie tragen eine weitere Ladung, die *Farbe*, durch die sie über die *Starke Wechselwirkung* aneinander gebunden sind. In weiteren Messungen wurde festgestellt, daß der Impuls der Nukleonen nicht alleine von den Quarks gestellt, sondern zu einem großen Teil auch von den Austauschteilchen der Farbkraft, den *Gluonen*, getragen wird. Diese experimentellen Resultate gaben den Anstoß zur Entwicklung einer soliden theoretischen Grundlage, der *Quantenchromodynamik (QCD)*. Sie erklärt den Aufbau der Nukleonen aus 6 *Quarks* und ihren jeweils ladungskonjugierten Antiteilchen, die über den Austausch von Gluonen miteinander wechselwirken. Viele weitere Messungen bestätigten auf eindrucksvolle Weise die Voraussagen der QCD.

Neben der Masse ist auch der Spin eine charakteristische Eigenschaft der Materie. Durch die Einführung der Quarks ließ sich die bis dahin nicht erklärbare Spinstruktur der Nukleonen wieder auf die Dirac'sche Theorie für Fermionen zurückführen. Erste Messungen am *Stanford Linear Accelerator (SLAC)* 1976 und 1983 stimmten innerhalb der (technisch bedingt sehr großen) Meßtoleranzen mit den Voraussagen überein. Diese Messungen wurden mit größerer Präzision von der *European Muon Collaboration (EMC)* wiederholt und führten direkt in die sog. „Spinkrise“.
Ursache dieser Krise war die Entdeckung der EMC im Jahre 1987, daß sich nur ein kleiner Teil des Spins auf den Spin der Quarks zurückführen läßt und die Annahmen der Ellis-Jaffe–Summenregel [Ell 74], daß die Beiträge der s-Quarks zum Gesamtspin des Nukleons verschwinden, falsch sind. Dieser Nachweis war der Anlaß zu vielen Diskussionen, in denen teilweise sogar die Richtigkeit der QCD in Frage gestellt wurde.
Letztlich kam man überein, daß nur neue und detailliertere Daten aus präziseren Messungen Aufklärung über die Zusammensetzung des Spins der Nukleonen bringen würden.

In dieser Situation wurden mehrere neue Experimente ins Leben gerufen:
Am SLAC wurden Experimente mit polarisierten Elektronen an einem polarisierten ^{3}He–Gastarget (E-142, [Ant 93]) und an polarisiertem und polarisiertem deuterierten Ammoniak (E-143, [Abe 95]) durchgeführt. Weitere Messungen (E-154 und E-155) folgten.

Am CERN[1] in Genf wurde das Nachfolgeexperiment der EMC, die *Spin Muon Collaboration (SMC)* [Ade 93], tätig. Hier wurden polarisierte Myonen an festem Butanol gestreut, das außer in der „normalen“ Wasserstofform auch in einer deuterierten Version verwendet wurde. In den weiteren Messungen wurde wieder Ammoniak eingesetzt.

Am DESY in Hamburg entstand das HERMES–Experiment [HERMES]. Hier kam eine völlig neue Technologie zum Einsatz: Mit dem weltweit ersten longitudinal polarisierten Leptonenstrahl in einem Speicherring wird durch tiefinelastische Streuung an einem internen Gasttarget die Spinstruktur von Neutron und Proton vermessen. Diese neue Technik erlaubt HERMES, Daten von großer Präzision zu nehmen, da durch die hohen Polarisationsgrade (50 - 60 % Strahl, ca. 90 % Target) nur noch geringe Verunreinigungen der Daten durch unpolarisierte Ereignisse auftreten.
In den bisherigen tiefinelastischen Streuexperimenten wurde meist lediglich das gestreute Lepton nachgewiesen (*inklusive Messung*). HERMES ist zusätzlich in der Lage, die Sorte des getroffenen Quarks festzustellen, indem das Hadron mit der größten Energie (engl. *leading hadron*) koinzident mit dem Lepton nachgewiesen werden kann (*semi-inklusive Messung*).
Über die Beobachtung von Kaonen und Lambdas kann so z. B. explizit die Polarisation der Seequarks[2] oder die Polarisation der s-Quarks im allgemeinen untersucht werden.

Die Universalität des HERMES–Spektrometers macht es auch für unpolarisierte Physik äußerst interessant.
In die Speicherzelle kann auch unpolarisiertes Gas eingelassen werden, so daß die Elektronenstreuung an verschiedenen Atomkernen (^{3}He, H_2, D_2, N_2, Kr) untersucht werden kann. Dabei sind wesentlich höhere Gasdichten möglich als beim polarisierten Betrieb des Targets; sie sind nur durch den Einfluß der Gasdichte auf die Lebensdauer des Strahls begrenzt.
Weiterhin können mit semiinklusiven Messungen an unpolarisierten Gasen Fragmentationsfunktionen vermessen werden, die beschreiben, wie die aus Nukleonen herausgeschlagenen Quarks hadronisieren.

Seit dem Beginn der Datennahme 1995 hat HERMES bereits einige Resultate veröffentlicht, unter anderem die polarisierte Strukturfunktion des Neutrons $g_1^n(x)$ aus Messungen an einem ^{3}He–Target und des Protons $g_1^p(x)$ aus Messungen an einem ^{1}H–Target. Die Referenzen sind im Literaturverzeichnis angegeben [HERMES 98].

[1] **C**entre **E**uropée pour la **R**echerche **N**ucléaire

[2] $\overline{\Lambda}$ z. B. besteht aus der Quarkkombination $\overline{u}\overline{d}\overline{s}$ und kann damit nur aus dem See kommen.

2.2 Das HERMES–Spektrometer

Das HERMES[3]–Experiment ist eines von vier Experimenten am HERA[4]–Speicherring des DESY. Es führt polarisierte, tiefinelastische Lepton-Nukleon–Streuung an einem ruhenden Target durch.

Dabei bietet es zwei Besonderheiten, das es gegenüber allen anderen Konkurrenzexperimenten auszeichnet:

1. Am HERA–Ring wurde die Möglichkeit entwickelt, einen Leptonenstrahl hoher Energie zu polarisieren. Man nutzt dabei aus, daß sich bei sorgfältig kontrollierter Strahlführung die bereits beschleunigten Elektronen selbständig transversal polarisieren. Aufgrund einer Asymmetrie in der Abstrahlung von Synchrotronstrahlung stellen sich die Spins der Elektronen bevorzugt antiparallel zu den Feldlinien der Führungsmagnete ein (*Sokolov-Ternov–Effekt*, [Sok 64]). Der Aufbau der Polarisation dauert etwa eine halbe Stunde und ist theoretisch auf 92,38 % begrenzt [Dür 95]. In der Praxis ergeben sich aber aufgrund depolarisierender Effekte niedrigere Polarisationsgrade, für HERA typischerweise zwischen 40 und 70 %. Vor und hinter dem HERMES–Detektor befinden sich Spinrotatoren, die den Spin der Elektronen so drehen, daß sich aus der transversalen die gewünschte longitudinale Polarisation einstellt, bzw. wieder die transversale.

2. An Speicherringen hat man die Möglichkeit, Gastargets einzusetzen. Sie sind im Vergleich zu Festkörpertargets sehr „saubere“ Targets, da sie sich hoch polarisieren lassen und damit kaum Stöße an unpolarisierten Nukleonen auftreten.
   Im HERMES–Experiment wird als zweite Weltneuheit in der Hochenergiephysik ein Gastarget in einer internen Speicherzelle verwendet. Dadurch erreicht man eine definierte Wechselwirkungszone mit Gasdichten, die um zwei Größenordnungen höher sind als bei Jettargets. Bei HERMES wurde eine Flächendichte von 7×10^{13} Nukleonen/cm^2 für Wasserstoff und von 1×10^{14} Nukleonen/cm^2 für Deuterium erreicht. Die Speicherzelle ist ein Rohr mit elliptischem Querschnitt ($400,0 \times 29,0 \times 9,8$ mm^3), in dessen Mitte polarisierte Atome injiziert werden. Diese Atome führen einige hundert Wandstöße in der Zelle aus, bevor sie über die offenen Enden in das Beschleunigervakuum entweichen und von einem differentiellen Pumpsystem wieder abgeführt werden. Eine spezielle Beschichtung der Speicherzelle verhindert, daß die Atome bei den vielen Wandstößen depolarisiert

[3] **HER**a **ME**asurement of nucleon **S**pin

[4] **H**adronen–**E**lekronen–**R**ing–**A**nlage

werden.

Die Speicherzelle kann je nach verwendeter Quelle mit polarisiertem ^{1}H, ^{2}H oder ^{3}He oder mit unpolarisierten Gasen jeglicher Sorte wie z. B. ^{1}H, ^{2}H, ^{3}He, N oder sogar Kr betrieben werden.

Durch die Wand der Speicherzelle (75 μm Aluminium) und ein Austrittsfenster (300 μm Edelstahl) verlassen die Streuprodukte das Vakuum des Beschleunigers und gelangen in das Spektrometer.

Das HERMES–Spektrometer ist ein Vorwärtsspektrometer in offener Dipolstruktur. Mit ihm können neben dem gestreutem Lepton auch leichte Hadronen identifiziert werden. Die verschiedenen Funktionen des Detektors werden von verschiedenen Komponenten wahrgenommen (siehe Abb. 2.1).

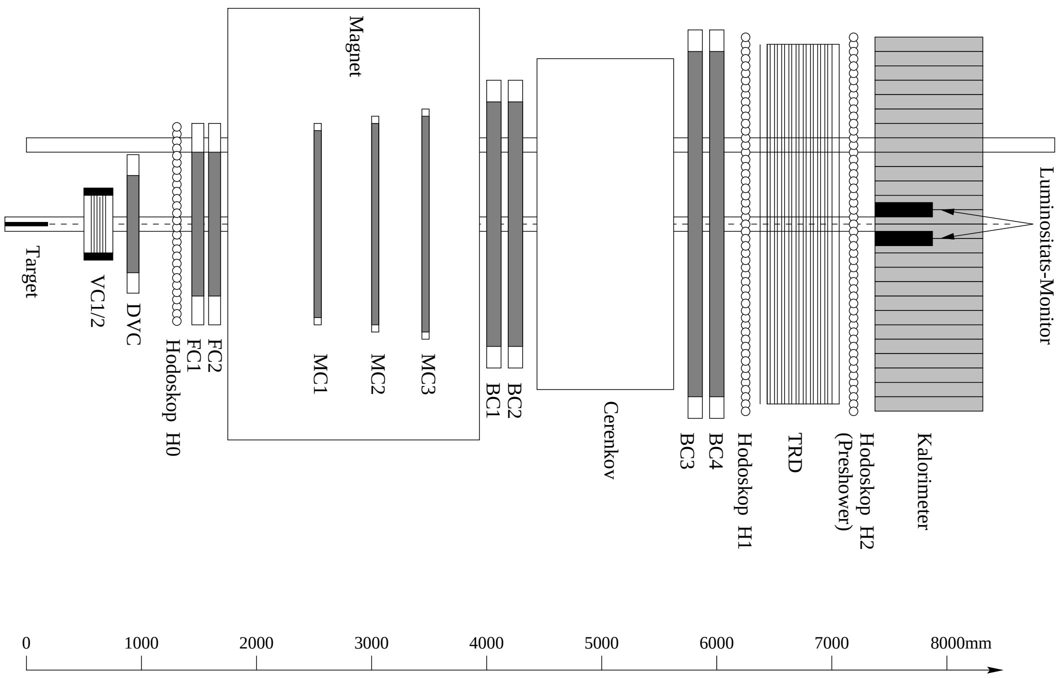

Abb. 2.1: *Die einzelnen Komponenten des HERMES–Spektrometers. Die Abbildung zeigt schematisch einen horizontalen Schnitt durch den Detektor. Die Namen der einzelnen Komponenten sind angegeben, ihre Aufgaben werden kurz im Text beschrieben.*

Der Detektor ist durch einen Magneten mit einer integrierten Flußdichte von 1,3 Tm in eine vordere und eine hintere Hälfte geteilt. Über die Ablenkung einer Teilchenspur im Magneten läßt sich der Impuls des durchgegangenen Teilchens vermessen. Zur

Spurbestimmung sind vor und hinter dem Magneten Spurkammern eingebaut: im vorderen Bereich die Vertex Chambers VC, die Drift Vertex Chambers DVC und die Front Chambers FC, im hinteren Teil zwei unterschiedlich große Paare von Back Chambers BC. Die VCs sind Mikrostreifen–Gaszähler, der Rest Driftkammern. Um eine höhere Effizienz zu erhalten, sind diese Komponenten jeweils in doppelter Ausführung vorhanden.
Im Magneten sind drei zusätzliche Kammern eingebaut, die Magnet Chambers MC (Proportionalkammern), die das Zusammensetzen der Spuren im vorderen und im hinteren Bereich erleichtern.

Dazwischen befinden sich weitere Komponenten zur Teilchenidentifikation (engl. *Particle Identification Detector PID*), die anhand typischer Reaktionen Teilchensorten unterscheiden können. Dies sind ein Schwellen-Čerenkov–Zähler Č bzw. seit 1998 ein RICH[5]–Detektor, ein Preshower, der TRD[6] und ein Bleiglaskalorimeter. Č und RICH messen das relativistische γ eines Teilchens über seine Čerenkovstrahlung. Der Preshower ist ein Szintillator hinter einer Bleiplatte und liefert unterschiedliche Signale für Photonen und Leptonen. Der TRD identifiziert Teilchen anhand ihrer Übergangsstrahlung und das Kalorimeter vermißt ihre Energieschauer.

Das Kalorimeter dient außerdem zusammen mit den Hodoskopen als Trigger: nur wenn die deponierte Energie eine Schwelle von 3,5 GeV überschreitet, wird die Datennahme gestartet. Die Hodoskope stellen dabei sicher, daß das auslösende Teilchen von *vorne* und *durch* den Detektor gekommen ist.

Die letzte Komponente ist der Luminositäts–Monitor, der die relative Luminosität des Experiments mißt.

Für eine detailliertere Funktionsbeschreibung sei hier auf die zweite Referenz von [HERMES 98] verwiesen.

Aufgrund der eingebauten PIDs ist HERMES in der Lage, das gestreute Lepton mit hoher Sicherheit zu identifizieren und damit sehr saubere Datensätze zu nehmen, die ausschließlich tiefinelastische Streuereignisse enthalten.

Einen Eindruck vom tatsächlichen Aufbau des HERMES–Experiments liefert Abbildung 2.2. Diese Abbildung zeigt eine CAD–Zeichnung des Spektrometers aus einer anderen Perspektive.

[5]**R**ing **I**maging **CH**erenkov

[6]**T**ransition **R**adiation **D**etector: Übergangsstrahlungsdetektor

In der gedruckten Version befindet sich hier ein Bild vom HERMES-Detektor. In der Elektronischen Version wurde es jedoch aus Platzgründen weggelassen.

Abb. 2.2: *Der HERMES–Detektor in der Halbfrontalen, Stand November 1998. [HERMES 98a].*

2.3 Der Rückstoßdetektor im HERMES–Experiment

In Abschnitt 2.1 wurde bereits erwähnt, daß die Bedingungen am HERMES–Experiment für die tiefinelastische Streuung einzigartig sind. Neben hohen, ungestörten Polarisationsgraden hat ein internes Gastarget aber auch den Vorteil, daß niederenergetische Rückstoßprodukte der Streuung das Target verlassen können. Dies ist bei Festkörpertargets unmöglich. Dieser Vorteil wurde bis jetzt im HERMES–Experiment noch nicht ausgenutzt.

Nachdem HERMES den Routinebetrieb aufgenommen hat, ist nun geplant, einen Detektor in die Nähe der Speicherzelle einzubauen, der auf den Nachweis dieser Rückstoßprodukte angelegt ist. Dieser Detektor wird deswegen im folgenden „Rückstoßdetektor“ genannt.

Dieses Kapitel beschreibt zunächst in Abschnitt 2.3.1 die physikalische Motivation, Rückstoßprodukte nachzuweisen. Anschließend wird in Abschnitt 2.3.2 über die technische Realisierung berichtet. In 2.3.3 werden dann die Gründe dargelegt, die dazu geführt haben, zunächst den Prototyp zu bauen, von dem diese Arbeit handelt.

2.3.1 Physikalische Motivation

Eine Erweiterung des HERMES–Detektors hat zwar auch den Effekt einer Akzeptanzvergrößerung. In [HERMES 97] sind einige physikalische Aspekte genannt, die allein aus diesem Grund von einem Rückstoßdetektor profitieren können, wie z. B. die Beobachtung von J/ψ, Λ und ρ_0.
Im folgenden werden jedoch nur die physikalischen Ideen erklärt, die dem Detektor seinen Namen gegeben haben. Die Ausführungen richten sich dabei größtenteils nach [HERMES 97].
Der Kernbegriff ist dabei die Strukturfunktion. Sie beschreibt die Impulsverteilung im Nukleon. Im einfachsten Modell des Nukleons, dem Quark-Parton–Modell, läßt sich diese Funktion als die Summe über die Dichten der verschiedenen Quarks, gewichtet mit ihrer Ladung, interpretieren. Für weitere Ausführungen sei hier z. B. auf [Fer 97] verwiesen.

Es ist geplant, beim HERMES–Experiment mit tiefinelastischer Streuung am Deuteron die Strukturfunktion des Neutrons F_2^n zu vermessen. Ein Rückstoßdetektor ermöglicht dabei nun, auch das nicht getroffene Proton, das sog. „Beobachterproton“, nachzuweisen und damit zusätzliche Informationen über den Streuprozeß zu erhalten. In der englischen Fachliteratur heißen Strukturfunktionen, bei denen man über den Nachweis eines Protons sicherstellt, daß am Neutron gestreut wurde, *tagged structure functions*, „markierte“ Strukturfunktionen.

Strukturfunktion des Neutrons. Die Strukturfunktion des Neutrons ist sehr interessant, da im naiven Quark-Parton–Modell F_2^n/F_2^p proportional zum Quotienten aus der d- und der u-Quarkdichte ist.
Die Vermessung der Strukturfunktion des Neutrons gestaltet sich jedoch schwieriger als die des Protons, da man keine Targets aus freien Neutronen präparieren kann. Messungen müssen deshalb stets an zusammengesetzten Systemen stattfinden. Das einfachste System mit einem Neutron ist das Deuteron ^{2}H. Um aus den Messungen am Deuteron Aussagen über das Neutron zu gewinnen, muß die „Struktur des Protons“ wieder abgezogen werden.

Um aus gebundenen Systemen wie dem Deuteron die Strukturfunktion für ein freies Neutron zu erhalten, ist es jedoch nötig, Kerneffekte zu korrigieren. Eine einfache, aber nicht ausreichende Korrektur ist dabei die Berücksichtigung der Fermi–Impulse der Nukleonen. Die Fermibewegung muß dazu aus Modellen über die Dynamik der Nukleonen abgeleitet werden.
Für Messungen von Strukturfunktionen im Bereich der Seequarks sind die Korrekturen zwar am größten, die Strukturfunktionen sind aber auch am wenigsten anfällig für Unsicherheiten in diesen Korrekturen. Die Berücksichtigung der Fermi–Impulse führt in diesem Bereich zu zufriedenstellenden Ergebnissen. Im Bereich der Valenzquarks jedoch ist die Strukturfunktion sehr empfindlich für Kernkorrekturen, so daß die Resultate nicht zufriedenstellend sind.

Für die formale Beschreibung der Strukturfunktionen sind viele Modelle ausgearbeitet worden, die sich gerade im Bereich der Valenzquarks signifikant unterscheiden. Messungen in diesem kinematischen Bereich sind also sehr aufschlußreich, um die Gültigkeit der Modelle zu überprüfen.

Besonders im Bereich der Valenzquarks müssen aber neben den Fermibewegungen der Nukleonen weitere Bindungseffekte auf Kernebene berücksichtigt werden, wie die sog. „off-shell“–Effekte, Korrelationen zwischen Nukleonen, Modifikationen in den Quarkverteilungen in gebundenen Nukleonen oder gar die Bildung von „Multiquarkclustern“. Die Unsicherheiten in den Meßwerten sind allerdings noch so groß, daß die verschiedenen Modelle für die Quarkstruktur nicht eindeutig bestätigt oder widerlegt werden können.

Über den Nachweis von Beobachterprotonen ist es möglich, die Fermi–Impulse der Neutronen zu vermessen. Aufgrund der Impulserhaltung trägt das Proton nämlich den entgegengesetzten Impuls des Neutrons. Gelingt es, das Proton nachzuweisen, so kann für jedes einzelne Ereignis eine eigene Fermikorrektur durchgeführt und die Unsicherheit um diesen Betrag reduziert werden. Innerhalb der Fehler sollten dann die Quarkmodelle unterscheidbar sein.

EMC–Effekt. Als EMC–Effekt bezeichnet man das Phänomen, daß die Strukturfunktionen eine Abhängigkeit vom umgebenden Kernmedium zeigen, d. h. für schwere und leichte Kerne unterschiedlich sind. Dies ist umso erstaunlicher, als sich Kerneffekte eigentlich typischerweise bei Energien im Bereich einiger MeV abspielen (z. B. Bindungsenergien), tiefinelastische Streuung aber im Bereich mehrerer 10 GeV stattfindet (z. B. hat der HERA–Elektronenstrahl 27,5 GeV). Man erwartete deshalb, daß es,

abgesehen von den kinematischen Effekten der Nukleonen im Atomkern, gleichgültig sei, ob man die Strukturfunktionen durch Streuung an freien oder an gebundenen Nukleonen vermißt. 1983 stellte jedoch die EMC fest, daß sich die Strukturfunktionen F_2 von schweren und leichten Kernen um bis zu 25% unterscheiden können [Arn 94].
Es gibt viele Ansätze, dieses Verhalten zu erklären. Bislang ist aber noch kein Modell in der Lage, eine Beschreibung für den gesamten kinematischen Bereich zu liefern. Dies deutet darauf hin, daß vermutlich mehrere Effekte beteiligt sind.

Die Standardmethode zur Untersuchung des EMC–Effektes besteht darin, sog. isoskalare Kerne wie ^{40}Ca zu vermessen bzw. bei Kernen mit Neutronenüberschuß auf hypothetische Kerne mit gleicher Zahl von Protonen und Neutronen zu korrigieren. Durch den Vergleich mit der Strukturfunktion des Deuterons ist man auf diese Weise unabhängig von Unterschieden zwischen Protonen und Neutronen und es zählt nur noch der Massenunterschied. Ist die Quarkstruktur der Nukleonen unabhängig vom Kernmedium, so sollte sich ein Verhältnis von 1 ergeben. Durch den EMC–Effekt wird diese Vermutung jedoch widerlegt.

Bislang wenig vermessen ist der kinematische Bereich, in dem die Valenzquarks die Nukleonstruktur dominieren. Über die Methode des „Taggens“ können in diesem Bereich interessante Daten gesammelt werden. Die grundlegende Idee ist dabei, die Neutron-Proton–Korrelation in Kernen zu betrachten. Dabei handelt es sich um Paare von Nukleonen, die eine gemeinsame Bewegung im Kern ausführen. Liegt eine solche Korrelation vor und wird an diesem Neutron tiefinelastisch gestreut, so verläßt das Proton den Kern und trägt Informationen über den Zustand des Neutrons bei der Streuung davon. Liegt keine Korrelation vor, so nimmt der gesamte Kern den Rückstoß auf, der dann meist nicht mehr meßbar ist.

Über den Nachweis dieses Protons kann die Strukturfunktion F_2^n in Abhängigkeit vom Impuls des gestoßenen Neutrons ausgemessen werden. Damit können verschiedene mögliche Ursachen für den EMC–Effekt unter einem neuen Blickwinkel betrachtet werden.

Im HERMES–Experiment sollen die Untersuchungen auf das Deuteron beschränkt bleiben. Da man auch hier wieder über den Nachweis des Protons den Fermi–Impuls des Neutrons kennt, kann man durch die Elimination der Unsicherheit für die Fermikorrekturen andere Abhängigkeiten des EMC–Effektes untersuchen, die im genannten kinematischen Bereich auftreten, insbesondere die off-shell–Korrekturen.

2.3.2 Technische Realisierung eines Rückstoßdetektors

Rahmenbedingungen. Eine Erweiterung von HERMES um einen Rückstoßdetektor gestaltet sich schwierig. So gibt es zwar verschiedene Detektortypen, die niederenergetische Rückstoßprodukte nachweisen können, diese sind aber nicht alle für den Einbau in HERMES geeignet. Der Detektor muß zum einen möglichst ohne weiteren Absorber in der Nähe der Speicherzelle und damit im Vakuum des HERA–Beschleunigers plaziert werden. Der Platz in der Targetkammer ist jedoch begrenzt und erlaubt nur einen kleinen Detektor. Die schlechten Zugangsmöglichkeiten erfordern außerdem, daß die verwendete Technologie über einen längeren Zeitraum zuverlässig und wartungsfrei arbeiten kann. Dazu zählt auch eine gewisse Beständigkeit gegen die Synchrotronstrahlung des HERA–Strahls. Wegen der erwarteten Datenmenge müssen zusätzlich kleine Totzeiten in der Auslese gefordert werden.

Das Siliziumprojekt. Unter den genannten Bedingungen ist Silizium sehr gut als Detektormaterial geeignet. Siliziumdetektoren sind klein und können direkt unter der Speicherzelle plaziert werden. In der Hochenergiephysik werden sie häufig eingesetzt und gelten inzwischen als ausgereifte Technik.
Der Rückstoßdetektor wird gemeinsam mit einem anderen Siliziumdetektor, den *Lambdarädern*, als Erweiterung des HERMES–Detektors geplant und ausgeführt. Zwar verfolgen diese beiden Detektoren unterschiedliche physikalische Zwecke, ihre Position im Vakuum der Targetkammer und die damit verbundenen Auflagen legen jedoch eine gemeinsame Planung nahe. Sie sind unter dem Namen „Siliziumdetektoren“ zu einem Projekt zusammengefaßt. Die Lambdaräder stehen in Vorwärtsstreurichtung und sollen die Akzeptanz von HERMES erweitern. Ihr Hauptzweck liegt in der Spurrekonstruktion minimalionisierender Teilchen. Der Rückstoßdetektor soll direkt unterhalb der Targetzelle liegen und neben minimalionisierenden Teilchen auch Spuren und sogar Impulse von niederenergetischen Targetfragmenten vermessen.

Design. Für den Rückstoßdetektor wird ein Siliziumteleskop eingesetzt. In diesem Konzept sind zwei Lagen Silizium unterschiedlicher Dicke hintereinander angeordnet. Über die deponierte Energie wird auf den Impuls der Teilchen zurückgeschlossen. Eine Teilchenidentifikation kann über die Korrelation der Energiedepositionen in beiden Lagen durchgeführt werden [7].

[7] Eine typische Depositionskurve für ein Siliziumteleskop wurde auch im Rahmen dieser Arbeit angefertigt, siehe Abb. 5.9 und 5.10.

Auf der Vorder- und der Rückseite ist das Silizium orthogonal gestreift, so daß die deponierte Energie ortsaufgelöst bestimmt werden kann. Die Ortsbestimmung wird benötigt, um die Energiedeposition auf verschiedene Eintrittswinkel korrigieren zu können. Außerdem bietet sie eine weitere Möglichkeit, den Vertex eines tiefinelastischen Streuereignisses zu bestimmen.

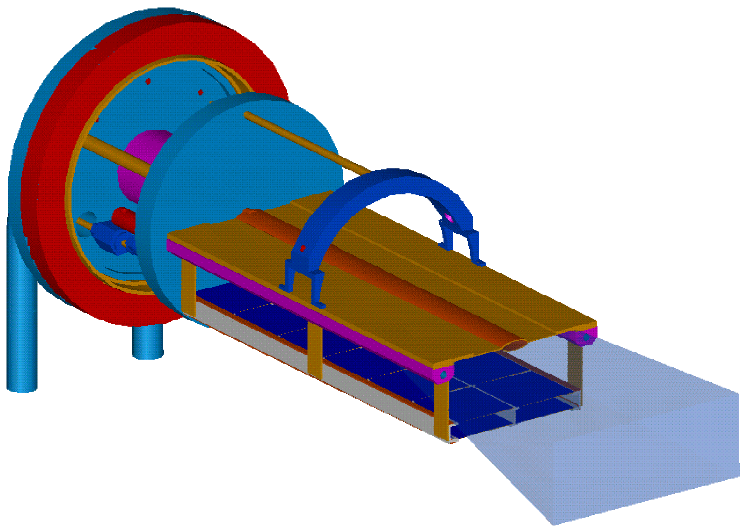

Abb. 2.3: *Der Rückstoßdetektor nach der Planung von* [HERMES 97]. *Das kleine ellipsenförmige Rohr ist die Speicherzelle, die dunklen Flächen darunter der Rückstoßdetektor. Der schattierte Bereich kennzeichnet die Akzeptanz des Spektrometers und zeigt, daß der Rückstoßdetektor vollständig außerhalb davon liegt.*

Die aktuelle Planung [HERMES 97] sieht vor, zwei Lagen Silizium mit einer aktiven Fläche von jeweils $100 \times 350\,\mathrm{mm}^2$ im Abstand von 60 bzw. 75 mm unterhalb der Speicherzelle zu installieren. Diese sollen aus Zählern von $50 \times 50\,\mathrm{mm}^2$ zusammengesetzt werden. Die Streifenbreite ist bestimmt durch die Anforderungen an die Winkelauflösung. Es sind Streifen von 1 mm parallel zur Strahlrichtung und 0,25 mm quer zur Strahlrichtung von geplant. Für die erste Lage ist eine Dicke von 100 μm, für die zweite eine von 300 μm [8] vorgesehen.

[8] Für eine gute Teilchenidentifikation sollte die zweite Lage so dick wie möglich sein, weil dann die deponierte Energie größer ist und eine geringere statistische Unsicherheit aufweist. Da der vorgesehene Auslesechip jedoch im dynamischen Bereich begrenzt ist, führen größere Energiedepositionen lediglich zu einer Sättigung des Chips. Ein neu entwickelter, bisher aber noch nicht getesteter Chip verspricht einen höheren dynamischen Bereich.

Meßbereich. Der Auslesechip kann in verschiedenen Verstärkungsmodi betrieben werden. Bei der kleinsten Verstärkung können neben den Spuren der Rückstoßprotonen auch deren Impulse vermessen werden. Minimalionisierende Teilchen (engl. *minimum ionizing particles, MIPs*) dagegen gehen im Rauschen des Detektors unter. Für die größte Verstärkung können nur noch die Spuren der Protonen nachgewiesen werden, da die Signale zu groß werden und der APC in die Sättigung gerät. In dieser Verstärkung können dafür auch die Spuren von MIPs bestimmt werden. Eine Impulsmessung für MIPs ist nicht möglich, aber auch nicht nötig, da die Kinematik der minimalionisierenden Teilchen meist an den Vertex des Streuereignisses gekoppelt ist, der über das HERMES–Spektrometer vermessen wird.

Zeitplan. Aufgrund finanzieller und personeller Probleme mußte das Siliziumprojekt geteilt werden. Es wurde zunächst den Lambdarädern der Vorzug gegeben. Sie werden in der nächsten Strahlpause im Mai 1999 zumindest teilweise eingebaut werden. Der Rückstoßdetektor ist dann für das Jahr 2000 geplant.

2.3.3 Der Siliziumtestdetektor als Prototyp

Wie im vorherigen Abschnitt ausgeführt wurde, ist der Einbau des Rückstoßdetektors mit einigen technischen Schwierigkeiten behaftet. Es wurde deswegen beschlossen, zunächst einen Prototypen, den sog. *Siliziumtestdetektor STD* zu bauen (siehe Abb. 2.4) und damit einige Tests durchzuführen. Der STD ist voll funktionsfähig und besitzt die gleichen Eigenschaften wie der endgültige Detektor, er ist lediglich in seiner aktiven Fläche eingeschränkt. Mit ihm können viele Probleme, die beide Siliziumdetektoren betreffen, vorab geklärt werden.

Folgende Punkte sollen mit dem Prototyp untersucht werden:

- Über den ersten Nachweis von Rückstoßprodukten in einem Hochenergiespeicherring soll das prinzipielle Funktionieren des „Taggens“ nachgewiesen werden.
- Durch den Einbau des STD direkt in die Targetzelle können wichtige Informationen über den Untergrund in diesem Bereich und seinen Einfluß auf die Messungen gewonnen werden. Dazu zählen insbesondere Untersuchungen
  - zum Einfluß von Møller–Elektronen aus elastischen Stößen der Strahlelektronen mit dem Target,

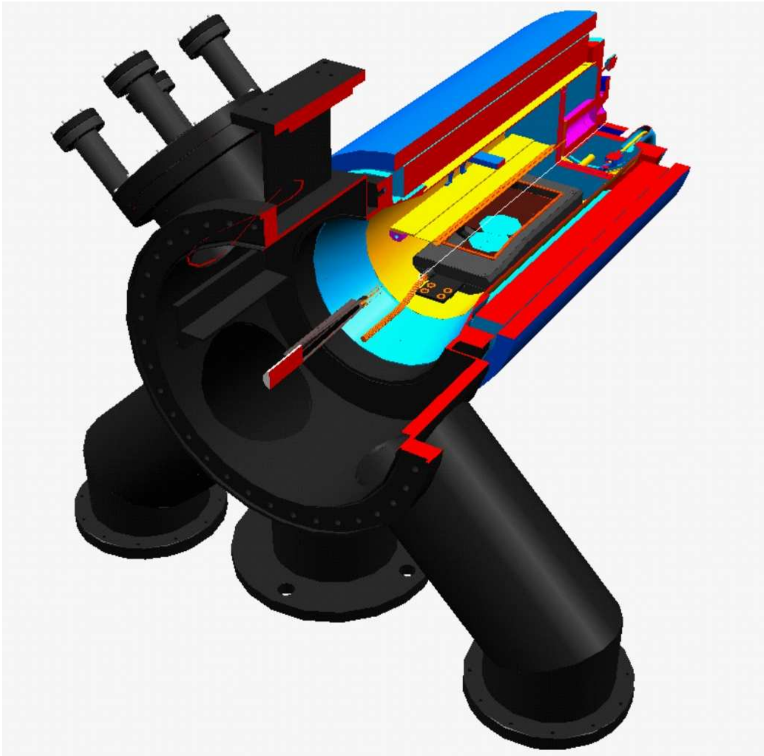

Abb. 2.4: *Zeichnung des Targetgebiets von* HERMES *mit dem Testdetektor. Unter der Targetzelle (wegen des Schnitts hier nur halb abgebildet) kann man die aktiven Flächen – die drei hellen Oktogone – erkennen. Aus Strahlenschutzgründen befindet sich der Testdetektor in einer abschirmenden Metallbox. Das Eintrittsfenster ist mit einem feinen Gitter überspannt.*

- zum Einfluß des Magnetfeldes um die Targetzelle, das die Quantisierungsachse der Polarisation bestimmt,
- zu den Störungen durch die Hochfrequenz– und die Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls.

- Die Schädigung des Siliziums durch den in der Nähe fließenden Wasserstoff und durch Strahlungsschäden, insbesondere unvorhergesehene Strahlverluste, kann untersucht werden.
- Es müssen Komponenten gefunden und erprobt werden, die mit dem HERA–Vakuum verträglich sind.
- Erfahrungen mit den Temperaturverhältnissen in der Targetzelle können gesam-

melt werden.

- Es können erste Schritte in der Anlage von Software und Datenanalyse gemacht werden, so daß eventuell auftretende Probleme bereits in der Hardware des Rückstoßdetektors berücksichtigt werden können.

- Nicht zuletzt zählt auch besonders, daß Erfahrungen in der Handhabung von Siliziumdetektoren gesammelt werden können, was das spätere Arbeiten erleichtert und beschleunigt.

Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus des STD findet sich in Abschnitt 3.2.

3 Der Siliziumtestdetektor und seine Funktionsweise

Seit Halbleiterdetektoren (auch Halbleiterzähler, HLZ) Anfang der 70er Jahre ihren Einzug in die Hochenergiephysik gehalten haben, haben sie immer mehr an Bedeutung gewonnen. Dies ist zum einen durch die prinzipiell sehr guten Detektoreigenschaften der verwendeten Materialien Silizium und Germanium bedingt, die dank der schnellen technischen Entwicklung in den letzten Jahren immer weiter verbessert werden konnten (hohe Reinheit bzw. Lithium-Kompensation); zum anderen ist ihr häufiger Einsatz in der Praxis aber auch darauf zurückzuführen, daß die technische Entwicklung inzwischen eine Massenfertigung ermöglicht und somit ein großes Angebot an qualitativ hochwertigem Detektormaterial zur Verfügung steht.

Zunächst wurden HLZ ausschließlich zur Energiebestimmung verwendet. Man unterscheidet dabei zwei Fälle:

1. Die Teilchen werden gestoppt und deponieren ihre gesamte Energie im Detektor. Für leichte Kerne mit einer kinetischen Energie bis zu etwa 10 MeV genügen hier bereits Halbleiter mit Stärken von weniger als 1 mm. [9]
2. Im sog. $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$–Modus wird bei Teilchen, die die Detektoren durchdringen, aus dem partiellen Energieverlust auf den anfänglichen Impuls zurückgeschlossen. Die theoretischen Zusammenhänge dazu sind gut verstanden.

Der zweite Fall ist allerdings für minimalionisierende Strahlung nicht mehr praktikabel, da die schwache Abhängigkeit des partiellen Energieverlustes vom Impuls in diesem kinematischen Bereich (siehe Abb. 3.1) eine Impulsbestimmung äußerst schwierig, wenn nicht sogar unmöglich macht.
Die große Bedeutung der HLZ in diesem Bereich beruht auf ihrer hohen Energieauflösung. Die Anzahl an erzeugten Ladungsträgern bei gleicher Energiedeposition ist hier wesentlich höher als bei anderen Meßmethoden und somit die Genauigkeit aufgrund größerer Statistik besser.

Als die Verfeinerung der technischen Möglichkeiten eine Verkleinerung der Strukturen in den Halbleitern gestattete, erschloß sich weiterer Einsatzbereich für die HLZ.

[9] 10 MeV–Protonen werden z. B. schon von Silizium mit einer Stärke von 0,7 mm gestoppt.

Da sie sich nun auch noch durch ein hohes Ortsauflösungsvermögen auszeichnen, werden sie inzwischen auch sehr häufig als Spurdetektoren verwendet. Ihre Kompaktheit verbunden mit dieser hohen Auflösung macht sie besonders in geometrisch schlecht zugänglichen Bereichen sehr attraktiv.
Die Grenzen von Strukturen in Halbleitern liegen inzwischen bei 0,25 μm und sind nicht mehr durch die Eigenschaften des Siliziums vorgegeben, sondern durch die Auflösungsgrenzen der von Lasern gefertigten Masken. Damit ist theoretisch also auch eine Ortsauflösung in dieser Größenordnung möglich.

Der - im Vergleich zu anderen physikalischen Forschungsgebieten - erst relativ späte Einsatz der Mikrostreifendetektoren in der Hochenergiephysik rührt daher, daß derart kleine Streifen auch einen immensen elektronischen Aufwand nach sich ziehen. Eine Auslese für jeden einzelnen Kanal ist praktisch nicht mehr möglich. Hier mußten erst Werkzeuge entwickelt werden, die die Daten bereits auf Hardwareebene nach ihrer physikalischen Bedeutung selektieren und über wenige Kanäle als serielles Signal ausschreiben.

3.1 Grundlagen der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Da die Wechselwirkung verschiedener Strahlungsarten mit Materie auf unterschiedlichen elementaren Prozessen im Festkörper beruht, sind auch die makroskopischen Effekte von Materie auf Strahlung äußerst unterschiedlich.

Der für den Siliziumtestdetektor (STD) im Rahmen dieser Arbeit relevante Fall ist der Durchgang von geladenen Teilchen wie Protonen und leichten Kernen. Dieser Fall wird deswegen im folgenden ausführlicher beschrieben.

3.1.1 Physikalische Grundlagen

Für schwere, geladene Teilchen (also *keine* Leptonen) wird der Durchgang durch sehr viele, meist kleine, elektromagnetische Stöße bestimmt. Der Gesamteffekt ist neben dem Energieverlust auch eine Richtungsablenkung. Verantwortlich dafür sind hauptsächlich zwei Effekte:

1. elektromagnetische, *inelastische* Stöße an den Atom*elektronen* und
2. *elastische* Stöße mit den Atom*kernen*.

Zusätzlich denkbare Reaktionen wie *Bremsstrahlung, Čerenkovstrahlung* und *Kernreaktionen* sind für den Fall von Hadronen und leichten Kernen meist vernachlässigbar. So treten die ersten beiden Effekte bei Hadronen erst bei sehr hohen Energien auf, und Kernreaktionen haben meist wegen des kleinen Massenverhältnisses $m_{\text{Teilchen}}/m_{\text{Medium}}$ — wenn man von α-Strahlung in Wasserstoff absieht — sehr kleine Energieüberträge.

Die genaue Anzahl an Stößen ist statistisch verschmiert, da jeder einzelne Stoß nur mit einer kleinen, quantenmechanischen Wahrscheinlichkeit stattfindet. Die Anzahl ist aber bereits in dünnen Proben schon so groß, daß die statistischen Fluktuationen des gesamten Energieverlustes sehr klein werden. Eine Methode zur Quantifizierung der „Dicke" eines Absorbers wird in Abschnitt 3.1.4 dargestellt.
Eine charakteristische Größe für die Intensität der Wechselwirkung ist die *Stopping Power* $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$. Da der Energieverlust sehr stark von der aktuellen Energie des Teilchens abhängt, ist sie definiert als der durchschnittliche Energieverlust pro Weglänge als Funktion der Energie.
Berechnet wurde diese Größe das erste Mal rein klassisch von Niels Bohr. Für schwere Teilchen, wie z. B. α-Teilchen, für die die quantenmechanischen Korrekturen klein sind, liefert bereits die Bohr'sche Formel akzeptable Ergebnisse. Da sie alle wichtigen Vorgänge der elektromagnetischen Stöße beschreibt, kann ein Studium der Ableitung sehr instruktiv sein. Eine Abhandlung davon findet sich in [Jac 75], eine kurze Zusammenfassung in [Leo 94].
Bethe [Bet 30] und Bloch [Blo 33] haben dann später die quantenmechanische Rechnung dazu durchgeführt.

3.1.2 Die Bethe-Bloch–Formel

Gleichung 3.1 ist das Ergebnis der quantenmechanischen Beschreibung des Energieverlustes in Materie durch Bethe und Bloch:

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right] \tag{3.1}$$

mit:

r_e – klassischer Elektronenradius $= 2.817 \times 10^{-13}$ cm

Z – Ordnungszahl des Absorbermaterials

A – atomare Masse des Absorbermaterials

ρ – Dichte des Absorbermaterials

z – Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung

δ – Dichtekorrektur

C – Schalenkorrektur

$W_{\max}$ – maximal übertragbare Energie bei einem einzelnen Stoß

I – mittleres Anregungspotential

Das mittlere Anregungspotential I ist der zentrale Parameter der Ableitung, und beschreibt die Möglichkeiten der Wechselwirkungen der Teilchen mit den Atomen. Theoretisch kompliziert zu berechnen, wird meist eine semi-empirische Parametrisierung in Z verwendet.
Die beiden Korrekturen δ und C sind generell klein. Die Dichtekorrektur δ greift für hohe Teilchenenergien. Sie berichtigt zusätzliche, durch strahlinduzierte Polarisation erzeugte Abschirmung. Die Schalenkorrektur C tritt bei niedrigen Energien auf und berücksichtigt den Effekt, daß die Geschwindigkeit der Atomelektronen gegenüber der der Strahlteilchen dann nicht mehr vernachlässigbar ist.

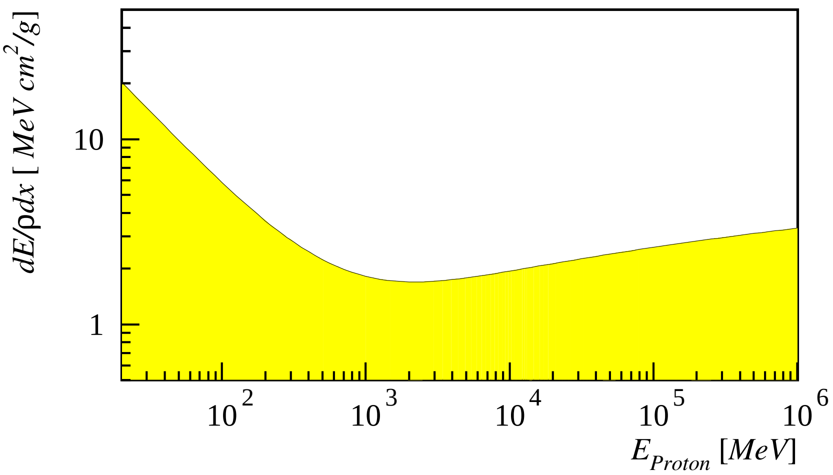

Abb. 3.1: *Die Stopping Power, auf Dichte normiert. Sie wurde für Silizium mit der Bethe-Bloch–Formel 3.1 berechnet. In dieser Auftragung reduziert sich die Materialabhängigkeit auf den Faktor Z/A. Da dieser sich jedoch über einen weiten Bereich kaum ändert, gelten die absoluten Werte näherungsweise auch für fast alle anderen Materialien.*

Aufgetragen über der Teilchenenergie zeigt die Stopping Power ein breites Minimum für eine Teilchengeschwindigkeit $v \approx 0,96\,c$ (siehe Abb. 3.1, logarithmische Skala). Teilchen dieses Energiebereichs heißen *minimalionisierend*.
Für mäßige Energien überwiegt der Faktor $1/\beta^2$, oberhalb des Minimums wird dieser Faktor aber nahezu konstant 1 und es verbleibt nur noch ein langsamer logarithmischer Anstieg.

Für sehr langsame Teilchen ist die Bethe-Bloch–Formel nicht mehr gültig. [Gru 93] nennt als charakteristische Grenze der Bethe-Bloch–Formel $\beta \gg \alpha z$ mit $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ als der Sommerfeld'schen Feinstrukturkonstanten und z als der Ladung des einfallenden Teilchens. Im Experiment fällt $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ nach einem Maximum sogar wieder sehr stark ab. Hier spielen u.a. Einfangprozesse von Elektronen des Mediums und eine damit verbundene Ladungsabschwächung des Strahlteilchens eine große Rolle. Die Rechnungen sind nicht trivial, deshalb sei hier nur auf [Lin 61] verwiesen.

Trotz dieser Begrenzung kann man aber deutlich sehen, daß der Energieverlust mit schwindendem β immer größer wird. Der Großteil der Energie wird sogar erst auf der letzten Strecke des Weges in einem sog. *Bragg Peak* deponiert.

3.1.3 Der Durchbruchspunkt

Die starke Abhängigkeit der Energiedeposition von der Geschwindigkeit führt dazu, daß für Teilchen, deren Reichweite gerade etwas mehr als die Dicke des Absorbers beträgt, die Deposition schlagartig wieder abnimmt. Dies ist in Abb. 3.2 für Silizium zweier verschiedener Dicken dargestellt. Der Maximalwert der Deposition ist dabei ein charakteristisches Maß für die Dicke des Siliziums. In der Fachliteratur wird dieser Punkt der *Punch-Through-Point* genannt, der „Durchbruchspunkt“. Kennt man die Dicke des Detektors, so kann man beim Durchfahren der Teilchenenergie diesen Punkt ausmessen und mit den theoretisch berechneten Energiedepositionen eine Kalibration des Detektors durchführen.
In dieser Arbeit wurde die umgekehrte Messung vorgenommen und über den Durchbruchspunkt die Dicke, bzw. die *aktive Zone*, eines HLZ bestimmt (siehe dazu Fußnote 14 und den Abschnitt 5.4).

3.1.4 Statistische Fluktuationen der Energiedeposition

Die statistische Natur der Energiedeposition hat zur Folge, daß bei durchgehenden Teilchen sowohl der Austrittswinkel als auch die Austrittsenergie nicht scharf defi-

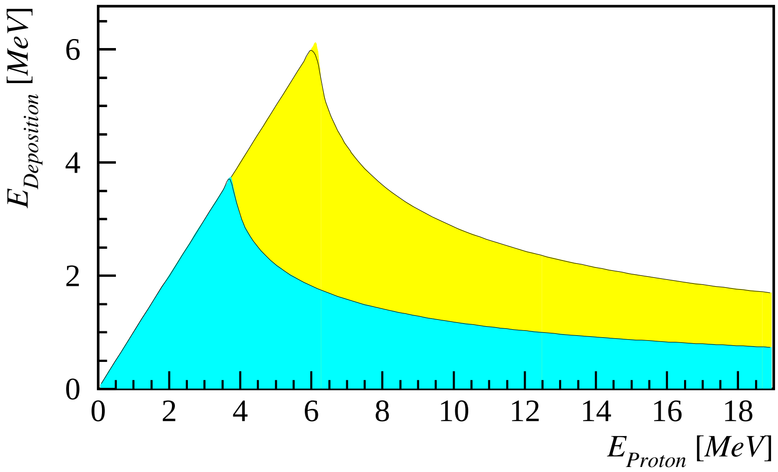

Abb. 3.2: *Energiedeposition in Silizium in Abhängigkeit von der Eindringtiefe.*

niert, sondern um den Bethe-Bloch–Mittelwert verschmiert sind. In der Fachsprache heißt dies *Winkel-* und *Energiestraggling*, Richtungs- bzw. Depositionsstreuung. Ist die Anzahl der Stöße groß genug, so konvergiert die Verschmierung nach dem zentralen Grenzwertsatz gegen eine Gauß'sche Normalverteilung.

Richtungsstreuung. Sie beruht zum größten Teil auf vielen kleinen elastischen Coulomb-Streuprozessen an den Atomkernen des Mediums. Die Coulomb-Streuung wird sehr gut durch einen Ansatz nach Molière beschrieben [Bet 53, Sco 63, Hem 68].

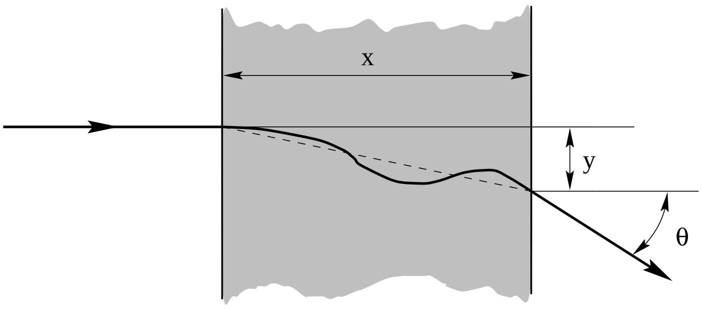

Abb. 3.3: *Die Richtungsstreuung für durchgehende Teilchen wird durch die Größen θ und y beschrieben.*

Für kleine Winkel kann die Verteilung gaußförmig angenähert werden.

Die Richtungsstreuung wird mit zwei Größen quantifiziert (siehe Abb. 3.3) [Gro 98]: θ beschreibt den Winkel zwischen der ursprünglichen und der neuen Richtung, y die Abweichung des Durchstoßpunktes von der geradlinigen Bahn.

Für θ ergibt sich

$$P(\theta)\mathrm{d}\theta \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Theta_0} \exp\left(-\frac{\Theta^2}{2\Theta_0^2}\right) \mathrm{d}\Theta,$$

mit einer Breite von

$$\theta_0 = \frac{13,6\mathrm{MeV}}{\beta cp} z\sqrt{x/X_0}\,[1 + 0,038 \ln x/X_0] \ .$$

Hier sind p, β und z der Impuls, die Geschwindigkeit bzw. die Ladungszahl des durchgehenden Teilchens. x/X_0 ist die Dicke des Absorbers in Strahlungslängen ($X_0 \approx \frac{716{,}4\mathrm{g/cm^2 A}}{Z(Z+1)\ln 287/\sqrt{Z}}$, Z ist die Ordnungszahl des Absorbers).

Für Winkel, die größer als wenige θ_0 sind, sind die Gaußwerte allerdings etwas zu klein. Die Verteilung folgt dann einer Rutherford-Streuung. Für die meisten Zwecke ist jedoch die Gaußverteilung für die zentralen 98 % ausreichend genau.

y bestimmt sich nach ([Leo 94]) zu:

$$P(y)\mathrm{d}y \approx \frac{2y}{y_{\mathrm{rms}}} \exp\left(-\frac{y^2}{2y_{\mathrm{rms}}}\right)\mathrm{d}y$$

mit:

$$y_{\mathrm{RMS}} = \frac{1}{\sqrt{3}} x\,\theta_0.$$

Depositionsstreuung. Für die Depositionsstreuung sieht die Formel entsprechend aus:

$$f_x(E_{\mathrm{Dep}}) \propto \exp\left(\frac{-(E_{\mathrm{Dep}} - \overline{E_{\mathrm{Dep}}})^2}{2\sigma^2}\right),$$

mit x als der Dicke des Mediums. Für nichtrelativistische, schwere Teilchen ergibt sich eine Breite von

$$\sigma^2 = 4\pi N_a r_e^2 (m_e c^2)^2 \rho \frac{Z}{A} x = 0.1569\,\rho \frac{Z}{A} x \ [\mathrm{MeV}^2] \, .$$

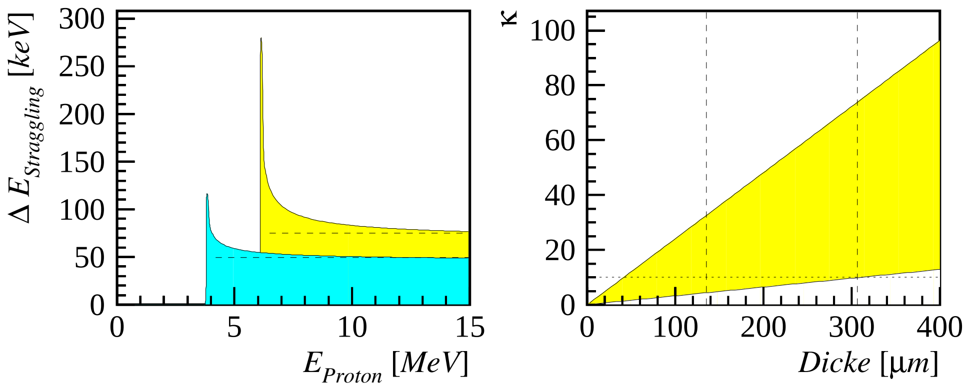

Abb. 3.4: *Depositionssterung in Silizium. Links ist die Depositionsstreuung in Abhängigkeit von der Teilchenenergie für die für den STD relevanten Dicken von 135 μm (dunkle Fläche) und 306 μm (helle Fläche) dargestellt. Die gestrichelten Linien geben den Wert der Gauß'schen Approximation an. Die rechte Abbildung zeugt den Parameter κ für Silizium verschiedener Dicke. Der grau unterlegte Bereich kennzeichnet κ für den kinematischen Bereich des Teststrahls:* $4,0$ MeV *(obere Gerade)* $< E_{\mathrm{Proton}} < 10,5$ MeV *(untere Gerade). Die im STD verwendeten Stärken von 135* μm *und 306* μm *sind ebenso gekennzeichnet wie die „magische" Grenze von* $\kappa = 10$.

Die Gauß'sche Näherung für die Depositionsstreuung ist nicht so gut wie für die Richtungsstreuung. Für zu dünne Proben werden Einzelstöße mit hohen Impulsüberträgen nicht mehr vernachlässigbar. Die Verteilung wird dann asymmetrisch und erhält einen Ausläufer am hochenergetischen Ende (Landauverteilung).
Als Unterscheidungskriterium zwischen dünnen und dicken Absorbern gibt [Leo 94] den Parameter κ an:

$$\kappa = \overline{E_{\mathrm{Dep}}}/W_{\mathrm{max}} \,.$$

κ ist das Verhältnis aus dem mittleren Energieverlust (zum Beispiel mit der Bethe-Bloch-Formel 3.1 berechnet) und dem maximal möglichen Energieverlust bei einem einzelnen Stoß W_{max} und ist damit eine untere Abschätzung für die Anzahl der stattgefundenen Stöße. Für Teilchenmassen $M \gg m_e$ bestimmt sich $W_{\max}$ dabei zu:

$$W_{max} \simeq 2m_e c^2(\beta\gamma)^2 .$$

Für $\kappa > 10$ handelt es sich um einen dicken Absorber und die Gauß'sche Approximation ist ohne Probleme anwendbar, für $\kappa > 1$ ist sie lediglich in guter Näherung erfüllt. Für kleinere κ benötigt man einen anderen Ansatz (Siehe dazu [Lan 44] und [Ros 52]).

Außer für zu dünne Proben bricht die Gauß'sche Näherung aber auch zusammen, wenn der Energieverlust in die Größenordnung der Teilchenenergie kommt. Die Graphen in Abb. 3.4, links, wurden deshalb mit einer Parametrisierung berechnet (siehe [Bro 97] und Anhang A) und zeigen diesen Effekt. Die Gauß'sche Näherung ist mit angegeben. Eine Vorstellung von der Größe von κ für den im Test in Erlangen verwendeten Energiebereich gibt Abb. 3.4, rechts.

3.1.5 Der Halbleiter Silizium als Detektormaterial

Halbleitermaterialien erweisen sich als besonders günstiges Detektormaterial. Mit der deponierten Energie werden Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben und damit Elektron-Loch–Paare erzeugt. Zum Auslesen legt man an den Halbleiterkristall ein elektrisches Feld an, das die erzeugten Ladungsträger sofort nach ihrem Entstehen absaugt.
Diese Arbeit kann keine vollständige Einleitung in die Physik von Halbleitern erbringen. Für die Grundlagen sei deshalb hier auf [Iba 95] oder [Kit 91] verwiesen.

Der pn-Übergang. Das Absaugen der Elektronen-Loch-Paare läßt sich einfach realisieren. Man bringt dazu einen p– und einen n–dotierten Halbleiter zusammen und formt einen *pn-Übergang* (siehe Ab. 3.5). Im Grenzbereich diffundieren dann die Elektronen der Donatoren der n-Seite in die Löcher der Akzeptoren der p-Seite. Da der Halbleiter vorher neutral war, baut sich durch diese Ladungsseparation solange ein Feld auf, bis das Diffusionsbestreben der Elektronen dadurch kompensiert wird. Um die Grenzfläche herum hat sich nun eine *raumladungsfreie Zone* gebildet, aus der die Kompensationsspannung die beim Teilchendurchgang entstehende Ladung sofort abführt.

Die Eigenschaften dieses intrinsischen pn-Übergangs lassen sich optimieren. So hat das intrinsische Feld z. B. keine gute Ausbeute beim Ladungssammeln. Außerdem ergeben sich für typische Dotierungen raumladungsfreie Zonen von nur wenigen 10 μm. Diese dünnen Zonen haben neben ihrem geringen aktiven Volumen auch eine hohe Kapazität,

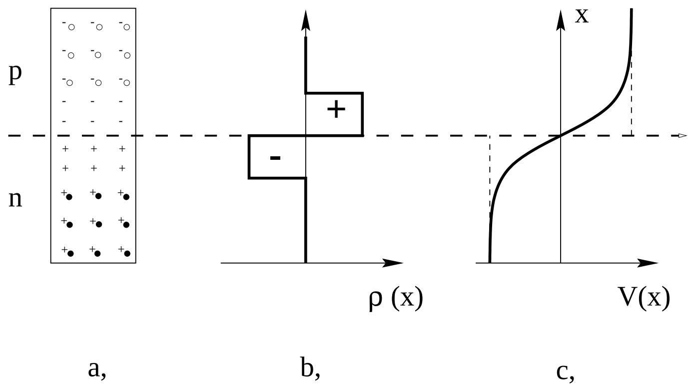

Abb. 3.5: *Der pn–Übergang im Schottky-Modell. Die Abbildung zeigt die Raumladungszone eines pn–Übergangs in Abhängigkeit vom Ort x. a, schematische Darstellung: die vollen Kreise stellen Elektronen dar, die leeren Kreise Löcher, '+' sind Donatorionen, '−' Akzeptorionen; b, Ladungsdichte $\rho(x)$ und c, Spannungsverlauf $V(x)$ über dem Übergang.*

die eine große Rauschanfälligkeit mit sich bringt.
Durch Anlegen einer Vorspannung in Sperrichtung (also die p–Seite an „−" und die n-Seite an „+") wird zum einen die raumladungsfreie Zone und damit das aktive Volumen des Detektors vergrößert. Rechnungen ergeben eine Wurzelabhängigkeit der Dicke der Raumladungszone von der angelegten Spannung nach Gleichung 3.2:

$$d = 0.53\sqrt{\rho_n}\,(V_0 + V_B)^{1/2}, \tag{3.2}$$

mit:

ρ_n – spezifischer Widerstand, typischerweise um die 20 000 $\Omega\,$cm,

V_0 – intrinsische Spannung, $\sim$ 1 V,

V_B – externe Sperrspannung.

Zum zweiten wird durch das größere Feld sowohl die Ausbeute beim Ladungssammeln verbessert als auch die Ladungsdrift reduziert.

Die Höhe der Sperrspannung ist durch den spezifischen Widerstand des Siliziums begrenzt, da für zu große Felder der Halbleiter leitend wird und der pn-Übergang zusammenbricht. Die Grenzwerte liegen jedoch weit über den Anforderungen an den STD und werden bei [Leo 94] mit 1 mm bei 300 V genannt. Die Vorspannungen der Silizumscheiben des STD waren stets so gewählt, daß das Silizium vollständig aktiviert war.

Leckstrom. Obwohl ein pn–Übergang in Sperrichtung „gesperrt“ sein sollte, fließt in diesem Fall dennoch ein kleiner Leckstrom. Dieser bildet das Rauschen des Detektors und setzt die Grenze für die Minimaldeposition: das Signal muß groß genug sein, um sich über dem Rauschen des Leckstroms deutlich abzuheben.
Der größte Teil des Leckstroms kommt dabei von Oberflächenströmen. Diese können jedoch durch sauberes Verarbeiten minimiert werden. Weitere Beiträge kommen von Minoritätsladungsträgern und thermisch angeregten Störstellen.

Zu bemerken ist noch, daß der Leckstrom zwar von der Temperatur abhängt, diese Abhängigkeit im allgemeinen jedoch sehr schwach ist. Selbst bei Experimenten mit hohen Anforderungen an die Auflösung sind für Silizium Temperaturen um die 0° C meist ausreichend.
Die größte Abhängigkeit von der Temperatur weist dabei der Strom der Minoritätsladungsträger auf. Eine grobe Abschätzung dieses Effektes läßt sich leicht über die Abhängigkeit der freien Ladungsträger von der Temperatur durchführen:
Die Anzahl der freien Ladungsträger N in einem Halbleiter ist proportional zur Fermiverteilung:

$$N = \frac{N_0}{\exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)+1},$$

mit E_F als der Fermienergie, k der Boltzmannkonstanten, T der Temperatur in K und N_0 einer Konstanten[10]. Im Bereich der Raumtemperatur läßt diese sich durch die Boltzmann-Besetzungswahrscheinlichkeit approximieren:

$$\frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)+1} \approx \exp\left(-\frac{E-E_F}{kT}\right).$$

Die Änderung der Ladungsträgerzahl für einen Temperaturunterschied ΔT ergibt sich dann zu

$$\begin{aligned}\Delta N &= \frac{\partial N}{\partial T}\Delta T \\ &= N_0 \exp\left(-\frac{E-E_F}{kT}\right)\frac{\partial}{\partial T}\left(-\frac{E-E_F}{kT}\right)\Delta T \\ &= N\left(\frac{E-E_F}{kT^2}\right)\Delta T.\end{aligned}$$

[10] Diese effektive Ladungsträgerzahl ist nur schwach von der Temperatur abhängig.

Setzt man für Differenz die $E - E_F$ als Größenordnung ~ 1 eV und für $kT \sim 1/40$ eV, so ergibt sich

$$\frac{\Delta N}{N} \approx \frac{1\text{eV}}{1/40\,\text{eV}} \frac{\Delta T}{T} = 40 \cdot \frac{\Delta T}{T},$$

so daß sich für das Kühlen bei Raumtemperatur eine Änderung in der Größenordnung der bereits vorhandenen Ladungsträgerzahl ergibt.
Da der Strom der Minoritätsladungsträger aber nicht der Hauptbestandteil des Leckstroms ist, hat diese Änderung jedoch keinen auschlaggebenden Einfluß auf den gesamten Stromfluß. [11]

Ladungsträgererzeugung. Der große Vorteil von Halbleitern ist, daß die Energie, die zur Erzeugung von Ladungsträgern benötigt wird, sehr klein ist. Als Größenordnung kann man sich leicht merken: Halbleiter 3 eV, Gaszähler 30 eV, Photokathoden 300 eV. Daraus ergibt sich die vielzitierte hohe Auflösung von HLZ in der Energie: bei gleicher deponierter Energie werden im HLZ wesentlich mehr Ladungsträger erzeugt. Da die Zahl der Ladungsträger N poissonverteilt ist, ist ihre damit verbundene relative, statistische Unschärfe proportional zu $1/\sqrt{N}$. Die relative Energieauflösung wird deshalb für höhere Energien besser.
Die Energie zur Erzeugung von Ladungsträgern wird nur zu etwa 1/3 durch die Bandlücke des Halbleiters bestimmt, die restlichen 2/3 gehen in Gitterschwingungen verloren.
Tabelle 3.1 nennt Zahlen für Bandlücken und Erzeugungsenergien von Ladungsträgern für typische Halbleiter. Die Bandlücke von Ge ist so klein und damit das Rauschen durch thermisch angeregte Elektronen bei Raumtemperatur so groß, daß ein sinnvoller Einsatz als Detektor nicht mehr möglich ist. Ge-Detektoren müssen deshalb stets gekühlt betrieben werden: ein Nachteil, der Silizium in vielen Anwendungen den Vorzug gibt.

3.2 Die technische Realisierung des Siliziumtestdetektors

Dieser Abschnitt stellt den Aufbau des STD vom Silizium bis zum fertigen Detektor dar.

[11] Niedrige Temperaturen haben aber einen indirekten Einfluß auf den Leckstrom. Strahlungsschäden erzeugen im Laufe der Zeit weitere Störstellen, die sich wiederum thermisch anregen lassen und zum Leckstrom beitragen. Für tiefere Temperaturen ist die Störstellenbildung jedoch unterdrückt und die Lebensdauer des Detektors erhöht.

	Bandlücke [eV]		Ladungsträger [eV]	
	0 K	300 K	77 K	300 K
Si	1,17	1,12	3,81	3,62
Ge	0,75	0,67	2,96	—

Tab. 3.1: *Daten von Halbleitern: Die Tabelle listet die für Teilchendetektoren relevanten Größen für die standardmäßig verwendeten Halbleiter Si und Ge auf. (Bandlücken aus [Iba 95], Ladungsträgerenergien aus [Leo 94])*

Im Abschnitt 3.2.1 wird zunächst der Aufbau und die Geometrie des Detektormaterials beschrieben. Der nächste Abschnitt baut das Silizium in Module ein (Abschnitt 3.2.2), die wiederum den gesamten STD bilden (Abschnitt 3.2.3).

3.2.1 Eigenschaften und Geometrie des Siliziums

Für den STD wurde eine doppelseitig auslesbare Detektorfläche von *Micron Semiconductors*, Sussex, UK, verwendet. Da nur eine geringe Menge an Silizium benötigt wurde, wurde aus Kostengründen darauf verzichtet, ein spezielles Design zu entwerfen und stattdessen ein bei *Micron* bereits vorhandenes übernommen. Das Design *BB4* hat eine oktogonale Form und ist in 64 Streifen zu 1 mm auf der Vorder– und Rückseite unterteilt. Diese etwas ungewöhnlichen Maße haben keinen besonderen Bezug zum HERMES–Experiment.

Das Grundmaterial ist n–Silizium[12], in das auf der „Vorderseite“ dünne, aber stark dotierte p–Streifen eindiffundiert sind. Auf diese Streifen ist etwa 200 nm starkes Aluminium aufgedampft, über das das Signal abfließen kann.
Da die p–Streifen stärker dotiert sind als das Grundmaterial, liegt die raumladungsfreie Zone nahezu vollständig im n–Silizium[13]. Um den Einfluß dieser inaktiven p–Schicht zu minimieren, wird sie so dünn wie möglich gefertigt. Der pn–Übergang liegt dann so

[12] Im Normalfall wird n-Silizium p-Silizium als Grundmaterial vorgezogen: Da die Beweglichkeit von Elektronen μ_n größer ist als die von Löchern μ_p, ist die raumladungsfreie Zone des pn-Übergangs und damit das aktive Volumen des Detektors bei gleicher Vorspannung größer ([Leo 94]).

[13] Die Raumladungszone ist insgesamt ungeladen, also müssen alle beteiligten Elektronen der n–Seite einen Akzeptor auf der p–Seite gefunden haben, analog mit den Löchern und den Donatoren auf der n–Seite. Ist die p–Seite jedoch viel stärker dotiert, so muß die Raumladungszone auf der n–Seite entsprechend voluminöser sein.

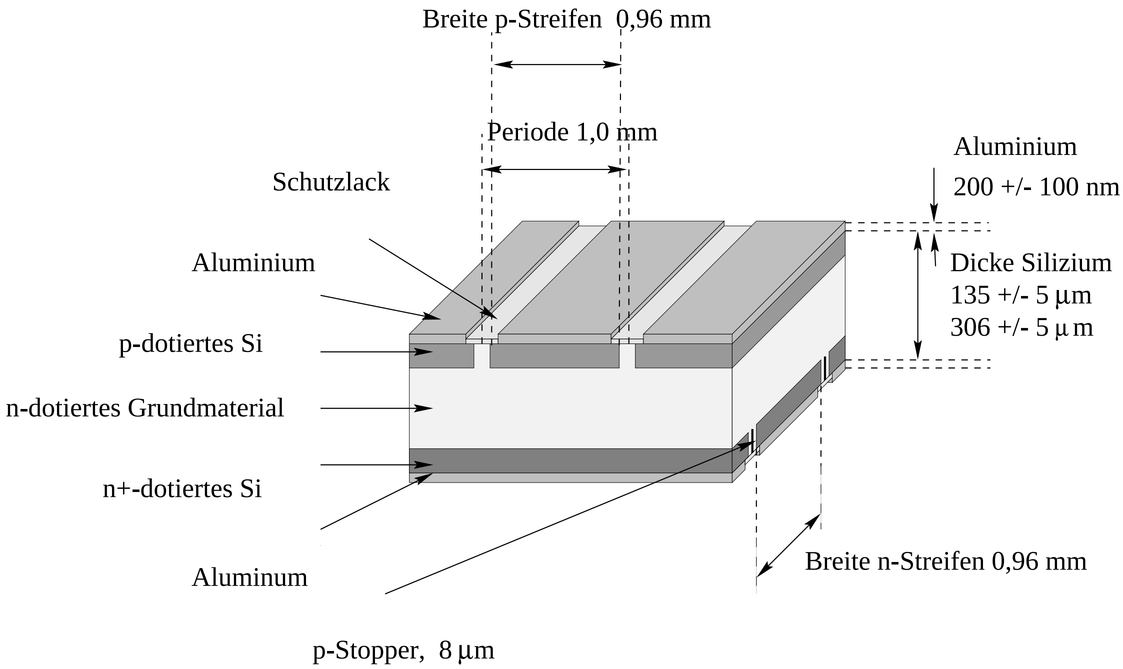

Abb. 3.6: *Doppelseitiges Silizium von* Micron *Semiconductors (Ausschnitt nicht maßstabsgetreu). Mehr zum Aufbau im Text.*

dicht unterhalb der Oberfläche, daß diese Seite in der englischen Fachsprache häufig auch *junction side* heißt, was sinngemäß übersetzt „Übergangsseite“ bedeutet.

Die Unterseite ist orthogonal zu den p–Streifen wiederum mit Aluminium kontaktiert. Da das Grundmaterial jedoch wegen seiner schwachen Dotierung eine sehr schlechte Leitfähigkeit besitzt, sind zur besseren Kontaktierung zusätzlich stark n–dotierte Streifen, sog. n+–Silizium, eindiffundiert. Diese verhindern auch die Bildung eines weiteren Übergangs.
Im Gegensatz zur Vorderseite, in der die p–Streifen durch das n–Grundmaterial elektrisch gegeneinander isoliert sind, ist auf der Rückseite für die n+–Streifen im n–Material eine zusätzliche Trennung erforderlich. Zwischen den Streifen sind deshalb *p–Stopper* eindiffundiert. Sie sind einerseits so groß, daß der elektrische Kontakt der n+–Streifen wirksam unterbrochen wird, andererseits aber auch so dünn, daß sie die Feldverteilung im Grundmaterial nur vernachlässigbar beeinflussen.
Eine grobe Vorstellung vom Aufbau des Siliziums liefert Abb. 3.6.

Für den STD wurden drei Siliziumscheiben in oktogonale Form mit einem Kantenabstand von 64 mm verwendet. Die Dicken wurden auf den physikalischen Einsatzzweck optimiert und betragen zweimal 135 μm und einmal 306 μm. Der Hersteller gibt dafür eine Genauigkeit von ± 5 μm an. Auf jeder Seite gibt es 64 Streifen mit je 1 mm Breite.

3.2.2 Aufbau der Module

In einem *Modul* verbindet eine Platine das Silizium fest mit zwei Elektronikeinheiten (jeweils eine für die Vorder- und die Rückseite).

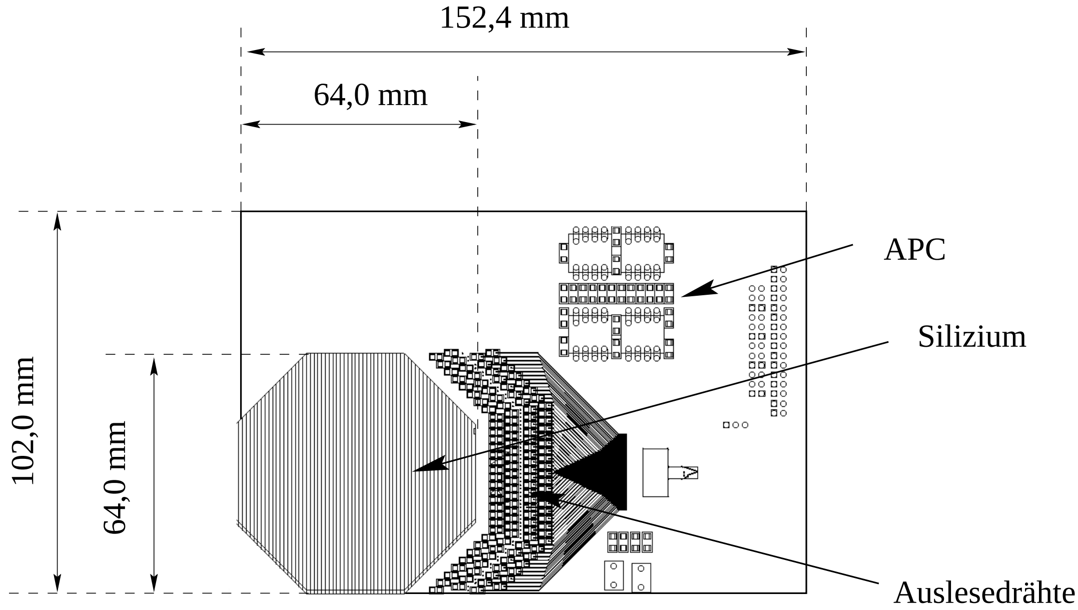

Abb. 3.7: *Ein Modul des STD. Die Abbildung zeigt die n-Seite eines Moduls. Man erkennt das Silizium und die 64 Auslesedrähte (engl.* bonding wires*) aus dem Silizium.*

Die Auswahl der Elektronik geschah unter den strengen Richtlinien des HERMES–Experiments. Da der STD direkt im Vakuum des HERA–Beschleunigers betrieben wird, müssen die verwendeten Materialien extrem ausgassicher sein. Als einfachste Maßnahme wurde unter vielen Kompromissen versucht, nur ein Minimum an Elektronik innerhalb des Vakuums zu plazieren.
Weiterhin wurde das Ausgasverhalten einzelner Detektorkomponenten intensiven Tests unterzogen. Mit diesen Anstrengungen ist es gelungen, das Ausgasen des STD auf ein Minimum und auf ungefährliche Stoffe zu reduzieren: der größte Partialdruck stammte von Wasser, das aus Kaptonfolien ausdampfte. Längere Aufenthalte in Pumpständen konnten das Kapton schließlich davon reinigen.

Das Kernstück der Elektronik ist der *Analog–Pipeline–Chip* (*APC*) ([Hor 93]). Er formt die 64 parallelen Signale einer Detektorseite in ein serielles Signal um. Dazu wird zunächst für jeden einzelnen Streifen ein bis zu 3,2 μs tiefer zirkularer Speicher gefüllt. Erhält der APC dann ein externes Triggersignal, so stoppt der Meßprozeß am Silizium und die Speicher der 64 Streifen werden nacheinander ausgelesen. Dieses serialisierte Signal wird zu einem *Analog-Digital-Wandler* (*ADC*) außerhalb des Vakuums geschickt, der es für eine Speicherung im Rechner aufbereitet.

Die zirkulare Speicherung der Signale hat zur Folge, daß der APC keine Information über die Höhe der Signale zur Verfügung hat und sich deshalb nicht selber triggern kann. Zur Auslese ist er deshalb stets darauf angewiesen, ein externes Triggersignal zu erhalten. Für den Einsatz im HERMES–Experiment stellt dies kein Problem dar, da die Daten des STD mit dem Rest des Detektors korreliert werden müssen. Für Messungen außerhalb von HERMES wird jedoch ein zusätzlicher Triggerdetektor benötigt. Diese Eigenschaft des APCs macht Testmessungen schwierig. Für den Test in Erlangen mußte ein zusätzlicher Triggerdetektor bereitgestellt werden (siehe Abschnitt 4.2).

Der APC wurde aufgrund seines großen dynamischen Bereichs von 100 bei einer maximalen Ausgangsspannung von 1,0 V ausgewählt (siehe [Bel 97]). Simulationsrechnungen ergaben, daß selbst für diesen dynamischen Bereich nicht das volle Spektrum der Protonen vermessen werden kann, wenn gleichzeitig MIPs nachgewiesen werden sollen. Der APC bietet deshalb über einen APC–Kontroller die Möglichkeit, die Verstärkung der Signale den verschiedenen Messungen anzupassen.

Weitere Funktionen, die über den APC–Kontroller angesprochen werden können, sind z. B. verschiedene Zeiteinstellungen für den Trigger.

Ein APC produziert eine Wärmeleistung von 250 mW. Da sich der gesamte Aufbau im Vakuum befindet, kann sich diese Leistung nur sehr langsam über thermische Strahlung verflüchtigen und muß deswegen aktiv abgeführt werden. Zu diesem Zweck wurde eine vakuumtaugliche Kühlung entwickelt. Die Kühlleistung wird von Peltierelementen erbracht, die über einen Kupferstab mit der Platine verbunden sind.
Um die Temperaturverhältnisse auf der Platine zu beobachten, wurden Temperatursensoren angebracht, die es ermöglichten, die Temperatur mit einer Präzision von $\pm 0,1°$C zu kontrollieren.

3.2.3 Der Siliziumtestdetektor

Der STD schließlich besteht aus drei Modulen. Sie befinden sich in einem Metallgehäuse, das vor dem elektromagnetischen Feld des HERA–Elektronenstrahls schützen soll. Damit dennoch Protonen die Siliziumscheiben erreichen können, hat der Deckel ein

Öffnungsfenster, das mit einem dünnen Drahtgitter gegen elektromagnetische Strahlung abgeschirmt ist (siehe Abb. 3.8).

Das Gehäuse enthält auch den Kupferstab, über den die Module gekühlt werden (siehe Abschnitt 3.2.2).

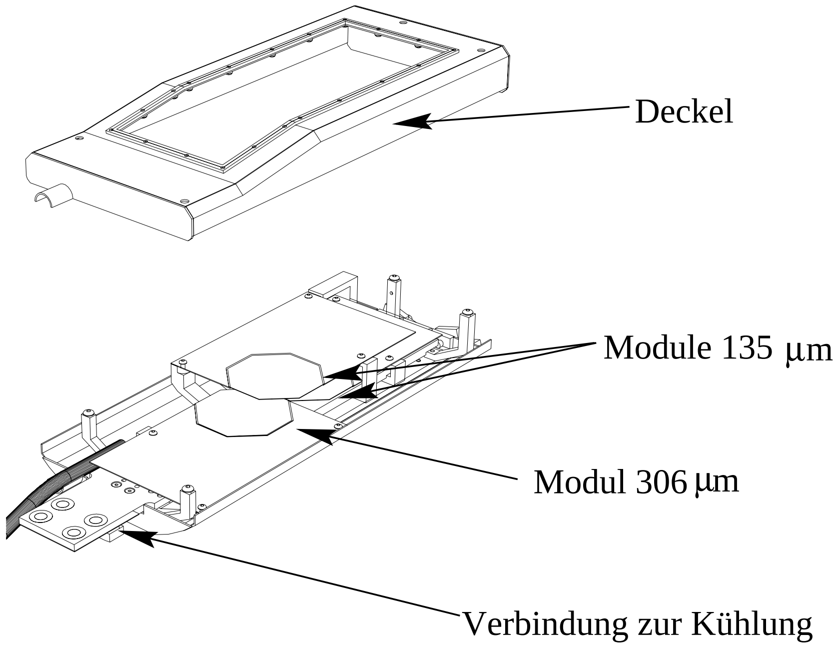

Abb. 3.8: *Der STD, wie er im* HERMES*–Experiment eingebaut wurde (der Deckel ist zur Übersicht abgenommen). Man erkennt die drei Module mit den oktogonförmigen Siliziumflächen.*

4 Der Aufbau des Teststands in Erlangen

Im Februar 1998 wurde der STD am Protonenstrahl des Tandembeschleunigers der Universität Erlangen-Nürnberg getestet.
Dieser Test war eine hervorragende Möglichkeit, den Detektor mit all seinen Komponenten in einer HERMES-ähnlichen Umgebung zu betreiben.
So konnte der Detektor das erste Mal im Vakuum betrieben werden. Dies gab die Gelegenheit für Ausgas- und Kühlungstests. Der vollständige Aufbau aller Komponenten ermöglichte einen Test des Zusammenspiels der gesamten Elektronik. Die Signale aus dem Detektor wiederum wurden zum Überprüfen der Software verwendet.
Nebenbei konnte viel Erfahrung in der Handhabung des Detektors gesammelt werden.

Ziel der Strahlzeit war es, Energiedepositionen im Silizium von wenigen MeV zu vermessen und damit eine Kalibration durchzuführen. Dazu wurden Protonen mit einer großen Anzahl an verschiedenen Energien und großer Energieschärfe benötigt. Um beide Detektoren mit durchgehenden Teilchen zu vermessen, sollte die minimale Energie 4 MeV nicht unterschreiten. Radioaktive Quellen waren dazu nicht geeignet.
Der Erlanger Tandembeschleuniger produziert Protonen in dem Energiebereich, in dem auch Rückstoßprotonen erwartet werden, und war somit ideal für diese Zwecke.

Die Testdaten mit Protonen einer genau definierten Energie ermöglichen eine Energiekalibration des STD, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde. Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau des Experiments in Erlangen. In Kapitel 5 werden dann die Messungen und ihre Ergebnisse beschrieben.

4.1 Der Erlanger Tandembeschleuniger

Der Tandembeschleuniger der Universität Erlangen wurde von der Firma *High Voltage Engineering Corporation (HVEC)*, Burlington, Massachusetts, USA, gebaut und 1966 in Betrieb genommen. Mit ihm können Protonen und leichte Ionen auf Energien bis zu 11 MeV (p) bzw. 44 MeV (Al^{4+}) beschleunigt werden.
Protonen stehen in einem Bereich von $E_{\mathrm{Proton}} = 4$ MeV bis ca. 11 MeV mit einer Energieunschärfe von $\Delta E = \pm 0.77 \times 10^{-3} E_{\mathrm{Proton}}$ [Sey 98] zur Verfügung. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise des Erlanger Tandembeschleunigers ist in Anhang B gegeben.

4.2 Die Strahllinie des Teststands

Die Strahllinie ist der Aufbau des individuellen Experiments nach den Beschleunigungselementen des Tandembeschleunigers (siehe Abb. 4.1). Auf der Strahllinie wird der Strahl den Anforderungen des Experiments angepaßt. Sie endet in der Targetkammer, in der der STD plaziert war.

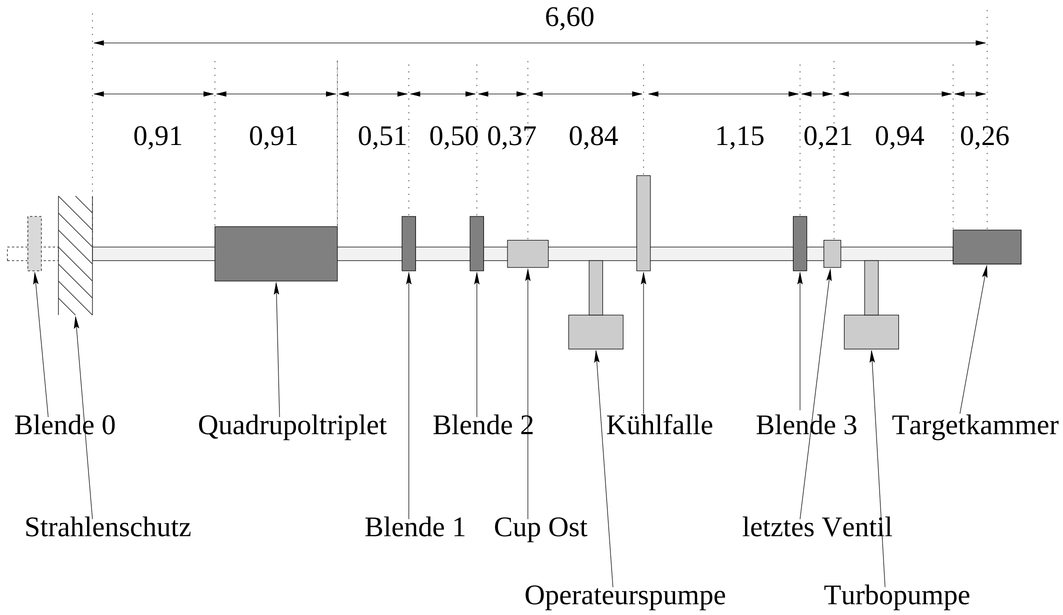

Abb. 4.1: *Aufbau der Strahllinie, Seitenansicht, Größenangaben in Metern. Der Strahl gelangt vom Beschleuniger (links, nicht mehr zu sehen) in die Targetkammer (rechts). Die Skizze zeigt die letzten Strahlführungselemente.*

Strahlstromreduktion. Der STD ist nicht für hohe Teilchenströme ausgelegt. Am HERMES–Experiment werden Raten von < 200 Hz erwartet. So ist nicht nur die Auslesegeschwindigkeit relativ klein (bis zum ADC ca. 50 μs pro Ereignis), hohe Ströme können das Silizium sogar in Form von Strahlungsschäden dauerhaft verändern. Zu geringe Ströme wiederum lassen sich aber aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens der Meßelektronik des Tandems im Beschleuniger nicht stabilisieren. Der Strahlstrom mußte deshalb im Experimentierbereich aktiv reduziert werden. Dazu wurden vier Aperturen (Position siehe Abb. 4.1) auf ihre kleinstmöglichen Blenden gestellt (Blenden 0,1: $\varnothing\, 3$ mm, Blende 2: Schlitz 1×3 mm, Blende 3: $\varnothing\, 0,5$ mm). Dann wurde der Strahl mit dem letzten Strahlführungselement (ein Quadrupoltriplet zwischen der 1.

und der 2. Blende) defokussiert und damit ein großer Teil des Strahls ausgeblendet. So wurden Raten von 20 - 30 kHz bzw. Strahlströme von wenigen fA erreicht.
Durch das Blendensystem wurde auch der Strahldurchmesser auf eine Größenordnung von 0,5 mm reduziert. Somit war es möglich und auch Standardprozedur, einzelne Kreuzungspunkte der Streifen des STD zu testen.

Steuermagnete. Um möglichst viel Detektorfläche testen zu können, wurden zusätzliche Steuermagnete an der Strahllinie verteilt (siehe Abb. 4.2). Der Gesamteffekt war jedoch zu gering — also entweder die Magnete zu schwach oder der Abstand zwischen Magnet und Target zu klein —, so daß nur etwa 6% der Gesamtfläche vermessen werden konnten.

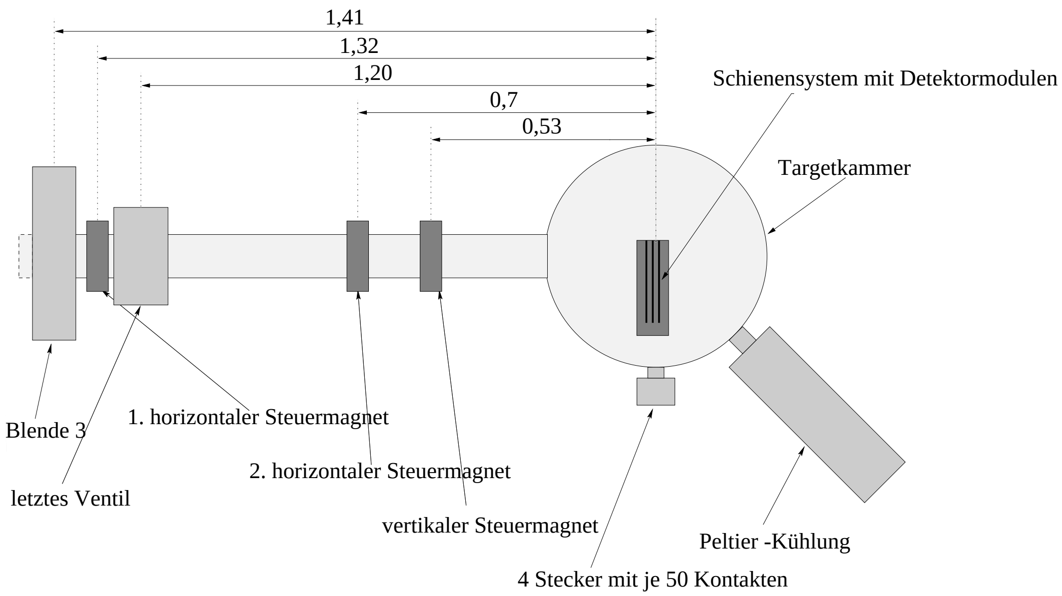

Abb. 4.2: *Position von Steuermagneten und Modulen, Aufsicht, Größenangaben in Metern. Vergrößerung von Abb. 4.1.*

Targetkammer. Die Targetkammer war mit einem von außen drehbaren Deckel ausgestattet. Die einzelnen STD–Module konnten an einem Schienensystem so an diesem Deckel befestigt werden, daß es weiterhin möglich war, den Winkel zwischen Strahl und Silizium zu verändern, ohne dabei das Vakuum zu brechen. Das Schienensystem erlaubte auch eine variable Kombination der Module zueinander und enthielt den Triggerdetektor. Zur Anordnung der Module siehe Abb. 4.3.

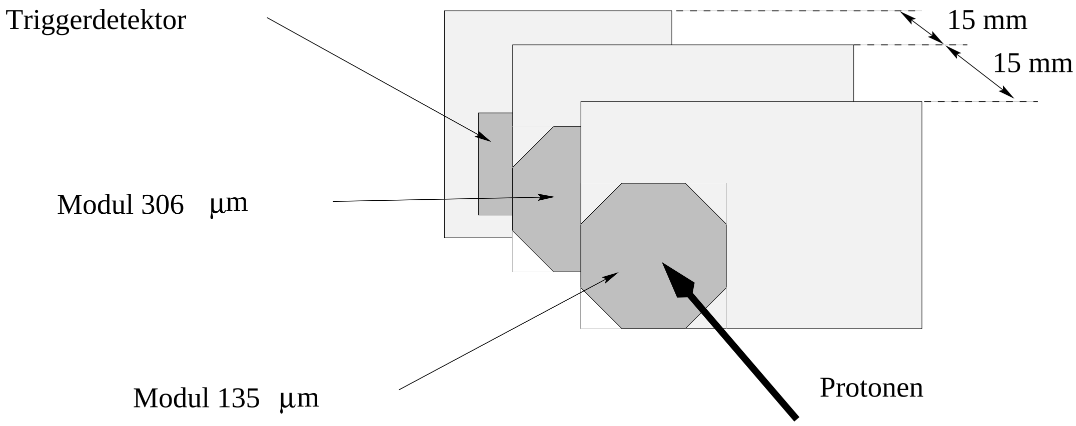

Abb. 4.3: *Die Positionen der einzelnen Module während des Tests. Über ein Schienensystem am Deckel der Targetkammer konnten die Module in verschiedenen Kombinationen vermessen werden. Hier abgebildet ist die Paarkonfiguration (siehe Abschnitt 5.4): der Protonenstrahl trifft zuerst ein 135 μm–Modul, dann ein 306 μm–Modul und löst schließlich ein Signal im Triggerdetektor aus.*

Die elektrische Verbindung nach außen wurde über vier Durchführungen mit je 50 Kontaktstiften ermöglicht.
Die Kammer war auf ca. 10^{-6} mbar evakuiert. Die Elektronik auf der Platine mußte deshalb gekühlt werden. Dazu konnte bereits die für den Einsatz im HERMES–Experiment entwickelte Kühlung verwendet werden (siehe Abschnitt 3.2.2). Dieses Aggregat ist so kompakt, daß es einfach an die Erlanger Targetkammer angeflanscht werden konnte. Der thermische Kontakt war über einen Kupferstab und eine Kupferlitze realisiert. Durch die bewegliche Litze war es weiterhin möglich, die Module gegenüber dem Strahl zu verdrehen. Eine mangelhafte thermische Isolierung der Zähler gegenüber der Targetkammer (ca. 50 kg Metall) und ein unerwarteter Rückgang in der Wärmeleitfähigkeit der Litze aufgrund von internen Brüchen verhinderte zwar eine Überhitzung, es konnte aber auch keine wesentliche Abkühlung erreicht werden.

Triggerdetektor. Als Triggerdetektor wurde ein Siliziumdetektor von 500 μm Dicke verwendet. Er bestand aus zwei aktiven Flächen von 25×60 mm mit je 10 Kanälen, die zwar einzeln ausgelesen, als Triggersignal aber natürlich in Koinzidenz verwendet wurden. Die Vorspannung von 11 V ergab eine aktive Zone von nur ca. 162 μm Tiefe[14]

[14] Experimentell mit Hilfe des Durchbruchpunktes bestimmt.

(siehe Abschnitt 3.1.5), so daß der Trigger nicht vollständig aktiviert war.
Über eine *Punch–Through–Kalibration*, wie in Abschnitt 3.1.3 beschrieben, wäre mit dem Siliziumtrigger auch eine zusätzliche Messung der Strahlenergie möglich gewesen:

$$E_{\text{Proton}} = E_{\text{STD}} + E_{\text{Trigger}} + E_{\text{Rest}}.$$

Aufgrund des geringen aktiven Volumens war E_{Trigger} im Vergleich zu dem nicht gemessenen E_{Rest} stets klein und deshalb waren Aussagen mit großer Genauigkeit nicht möglich.

4.3 Die Elektronik des Teststands

Für das Testexperiment gab es die hervorragende Möglichkeit, die gesamte Elektronik und Auslese des STD im Betrieb zu testen. Es wurde deswegen darauf Wert gelegt, die Elektronikausstattung für das HERMES–Experiment voll zum Einsatz zu bringen. Der vorgesehene VME ADC war zu dieser Zeit allerdings noch nicht geliefert, so daß als Ersatz ein CAMAC SCIROCCO ADC verwendet wurde.

Die Elektronik des APCs ist sehr kompakt. Es mußte deshalb nur eine ADC und die Vorspannung bereitgestellt werden. Für den APC Kontroller wurden zwei Einschübe einer CAMAC Einheit benötigt. Der größte Teil des elektronischen Aufbaus wurde deshalb für die Verarbeitung der Signale des Triggerdetektors benötigt. Es waren dies 20 Kanäle, die zum einen über eine Koinzidenz zum Triggersignal geformt, zum anderen über einen ADC im Rechner gespeichert wurden.

4.4 Die Betriebsparameter für den Siliziumtestdetektor während des Tests

Für die in dieser Arbeit relevanten Messungen wurden die Detektoren mit den folgenden Einstellungen betrieben:
Die Vorspannungen für das Silizium waren so gewählt, daß die Zähler gerade vollständig aktiviert waren. Für den 135 μm–Detektor betrug $U_{\text{Vor}} = 17$ V, für den 306 μm–Detektor war $U_{\text{Vor}} = 34$ V. Die Temperatur betrug etwa 5-10°C.
Der APC war auf minimale Verstärkung gesetzt, so daß sich der maximale dynamische Bereich des Chips ergab und die kleinste Energieauflösung (siehe auch Abschnitt 3.2.2). Diese Einstellung ist für Protonenereignisse ideal, weil die Depositionen so groß sind, daß sie sonst zu einer Sättigung des Chips führen würden.

5 Die Kalibration des Siliziumtestdetektors

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Kalibration der einzelnen Module des STD vorgenommen.
Dabei wurde die genaue Kenntnis der Strahlenergie dazu verwendet, die gemessenen ADC–Kanäle mit einer berechneten Energiedeposition zu eichen.
Rechnungen zur Bestimmung einer Kalibration über die Verstärkung des ADCs wurden innerhalb der Studie [Ste 98] über das Signal-zu-Rausch Verhalten durchgeführt.
Untersuchungen zum Einfluß verschiedener Vorspannungen wurden von [Gee 98] vorgenommen.

In diesem Kapitel wird die Kalibration des Detektors in mehreren Schritten durchgeführt.
Dazu werden zunächst im Abschnitt 5.1 die Messungen und die Datenstruktur näher vorgestellt. Hier wird auch die Nomenklatur der Streifen definiert.
In Abschnitt 5.2 wird die Eigenschaft des STD näher untersucht, Ladung eines Ereignisses in mehrere Streifen zu verteilen. Das Ergebnis hat großen Einfluß auf die folgende Analyse.
Die eigentliche Kalibration des STD findet sich in Abschnitt 5.3. Beim Test in Erlangen konnten nicht alle Streifen vermessen werden, weil eine Messung von 64×64 Streifen zu zeitaufwendig gewesen wäre. Stattdessen wurden exemplarisch drei Kreuzungspunkte ausgemessen. Extreme Positionen wären dabei wünschenswert gewesen, konnten aber wegen der zu klein dimensionierten Steuermagnete (siehe Abschnitt 4.2) nicht realisiert werden. Die Analyse dieser Daten findet sich in Abschnitt 5.3.1. Um diese Kalibration auf nicht untersuchte Streifen zu erweitern, wird im Abschnitt 5.3.2 untersucht, inwieweit eine Extrapolation auf den gesamten Detektor möglich ist.
Eine Kalibration versucht, alle vom lokalen Aufbau herrührenden Verunreinigungen des Signals auszuklammern. Sie mittelt über die gesamte Datenmenge und kümmert sich nicht um Abweichungen einzelner Werte von diesem Mittelwert. Für die Rekonstruktion eines Signals jedoch müssen die Verschmierungen des jeweiligen experimentellen Aufbaus berücksichtigt werden. Abschnitt 5.3.3 ermittelt eine Größe, die die Verschmierungen am Erlanger Testexperiment beschreibt.
Einen Test der extrahierten Kalibration ermöglichen die Messungen, die mit beiden Detektoren hintereinander im Strahl vorgenommen wurden (sog. *Paar-Konfiguration*). Es ergibt sich eine zusätzliche Fehlerquelle, die bis dahin noch nicht berücksichtigt wurde (Abschnitt 5.4).
Abschnitt 5.5 faßt die Ergebnisse der einzelnen Abschnitte 5.3 und 5.4 der Kalibration

noch einmal zusammen.

5.1 Allgemeines zur Datenstruktur

Der Analyse dieser Arbeit liegen zwei prinzipielle, verschiedene Messungen zugrunde:

- Bei den „Horizontalscans“ wurden so viele Streifen wie möglich mit Protonen einer festen Energie beschossen.
- Bei den „Energiescans“ wurden 3 Kreuzungspunkte mit Protonen variabler Energie vermessen.

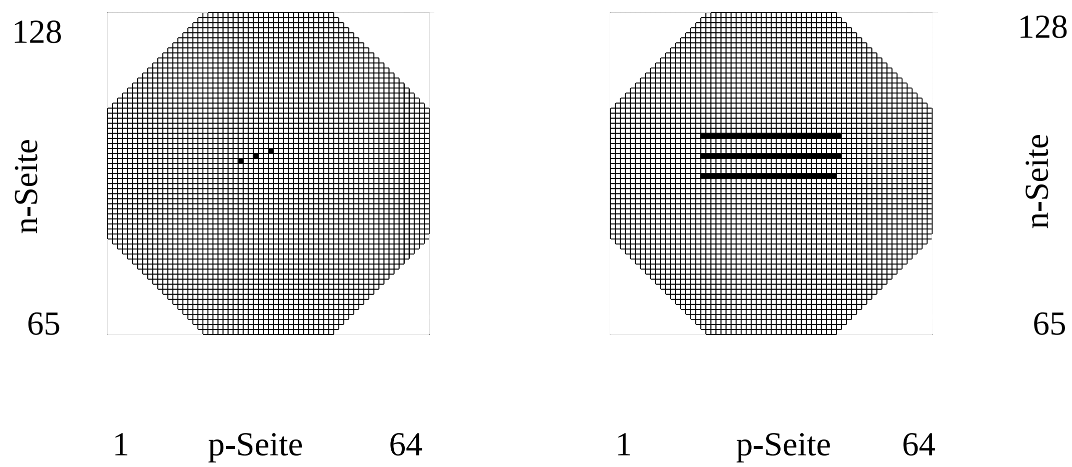

Abb. 5.1: *Übersicht über die untersuchten Streifen beim Test in Erlangen am Beispiel des 135 μm–Detektors. Links die drei Kreuzungspunkte des Energiescans, rechts die drei Streifen des Horizontalscans. Zur Nomenklatur der Streifen: die Streifen der p–Seite verlaufen in diesem Bild vertikal und sind jeweils mit 1 bis 64 durchnumeriert, die Streifen der n–Seite verlaufen horizontal und zählen weiter von 65 bis 128.*

Diese Messungen wurden jeweils an den einzelnen Modulen durchgeführt. Aufgrund eines defekten APCs konnten in Erlangen jedoch nur zwei der drei Module getestet werden, nämlich das 306 μm–Modul und eines der 135 μm–Module.
Eine Meßreihe, für die die beiden funktionsfähigen Module hintereinander angebacht waren, rundete die Strahlzeit schließlich ab.

Die Meßpunkte haben eine Statistik von 20 000 Triggersignalen. Der Trigger war allerdings verrauscht und produzierte auch Signale, ohne daß im Silizium Protonenspuren

zu finden waren. Die Anzahl der tatsächlichen Protonenereignisse ist demnach deutlich geringer als 20 000.
Für diese „leeren" Trigger lieferten die Zähler trotzdem ein von Null verschiedenes Signal. Dieser Offset auf das Protonensignal wird im folgenden *Nullinie* genannt. Die Nullinie ist für alle Streifen etwas unterschiedlich. Sie kann bestimmt werden, indem man nur die „leeren" Trigger eines Meßpunktes auswertet.

Der Anteil der Protonenereignisse von allen Triggersignalen variiert je nach Hintergrundbedingungen von ca. 8 % (Meßpunkt 1 677) bis ca. 64 % (Meßpunkt 1 050).

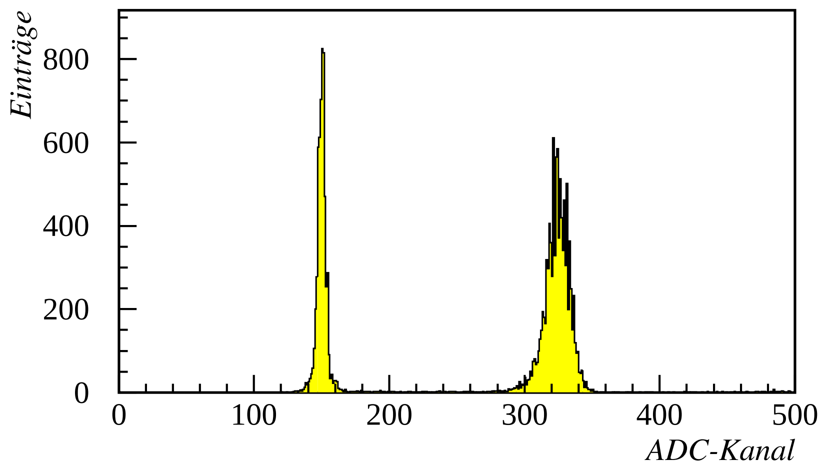

Abb. 5.2: *Beispiel eines ADC–Spektrums. Das linke Maximum ist die Nullinie, das rechte ist das Protonensignal. Die Gesamtanzahl der Einträge beträgt 16007, davon sind 36% in der Nullinie und 64% im Protonensignal (Meßpunkt 1050 am 135 μm–Detektor, Streifen 32, Protonen der Energie 6,3 MeV).*

Für jedes Ereignis wurden alle Streifen mit ihrer Nummer und ihrem ADC–Kanal herausgeschrieben. Abb. 5.2 zeigt einen typischen Meßpunkt für den 135 μm–Detektor. Für die Analyse wird der Mittelwert der Maxima benötigt. Dazu wurden Gaußfunktionen

$$G(x) = P_1 \exp\left(-\frac{(x-P_2)^2}{2{P_3}^2}\right)$$

mit dem Mittelwert P_2 und der Breite P_3 an die Signale angepaßt. Wird im folgenden der Mittelwert von Signalen erwähnt, so ist damit immer der Mittelwert des Gaußfits an die gesamte Datenmenge gemeint.

5.2 Verfließen des Signals

Die von einem Proton induzierte Ladung fließt nicht vollständig nur über den Streifen ab, den das Proton passiert hat, sondern läuft auch in die Nachbarstreifen aus.
Um das gesamte Signal auszulesen, ist es deshalb nötig, die Ladung aus mehreren Streifen zu sammeln. Der Graph 5.3 zeigt die Signalhöhe in Abhängigkeit von der Anzahl der berücksichtigten Streifen. Dazu wurden die ADC–Werte einer entsprechenden Anzahl von Streifen Ereignis für Ereignis addiert und dann der Mittelwert der Nullinie vom Mittelwert des Protonensignals abgezogen.

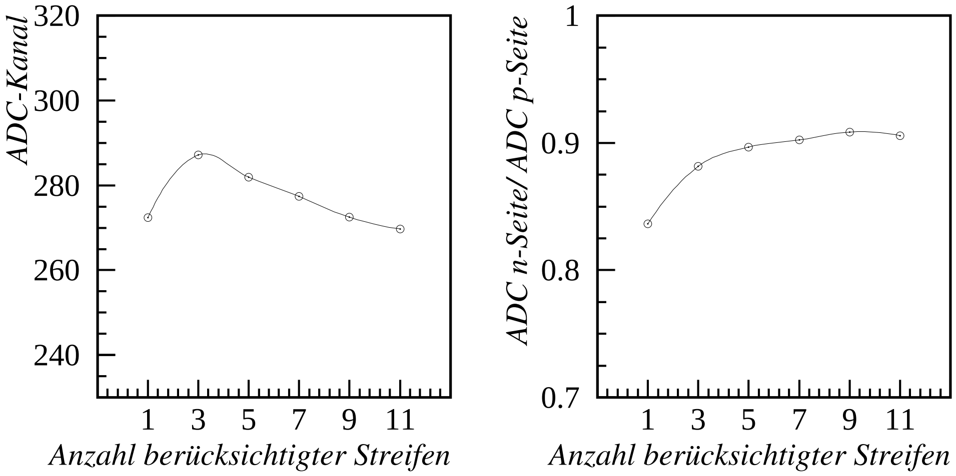

Abb. 5.3: *Verfließen des Signals. Der linke Graph zeigt die Abhängigkeit des Signals von der Anzahl der berücksichtigten Streifen, der rechte zeigt das Verhalten des Signals der n–Seite normiert auf das Signal der p–Seite (Meßpunkt 1185 am 135 μm Detektor, Protonen der Energie 4,3 MeV). Genaueres über die Ursache dieser Kurvenverläufe im Text.*

Man sieht, daß das Signal für mehr Streifen zunächst größer wird. Berücksichtigt man auch die beiden nächsten Nachbarn, so mißt man auch die Ladung, die vom getroffenen Streifen ausgelaufen ist.
Addiert man über die beiden nächsten Nachbarn hinaus, so nimmt das Signal jedoch wieder ab. Der Grund ist, daß die Streifen nicht nur kapazitiv an ihren Nachbarn auf

der gleichen Seite des Siliziums gekoppelt sind, sondern – wenn auch viel schwächer – durch das Silizium hindurch an die Streifen auf der Rückseite des Detektors. Da die Signale der Rückseite aber das entgegengesetzte Vorzeichen der Signale der Vorderseite haben, führt die Addition weiterer Streifen, in die überhaupt keine vom Proton induzierte Ladung abgeflossen ist, lediglich zu einer Addition des negativen Signals der Rückseite. Da *alle* Streifen der Vorderseite gleichstark mit dem getroffenen Streifen der Rückseite gekoppelt sind (orthogonale Geometrie!), fällt die Kurve nach Erreichen eines Maximums mit *konstantem* Wert wieder ab. Das Maximum entspricht dann der insgesamt deponierten Ladung.
Für die Streifen auf der Rückseite gilt Analoges.
Abb. 5.4 zeigt die verschiedenen Kopplungsmöglichkeiten der Streifen. Nähere Ausführungen zur Größe der kapazitiven Kopplungen finden sich in [Ste 98].

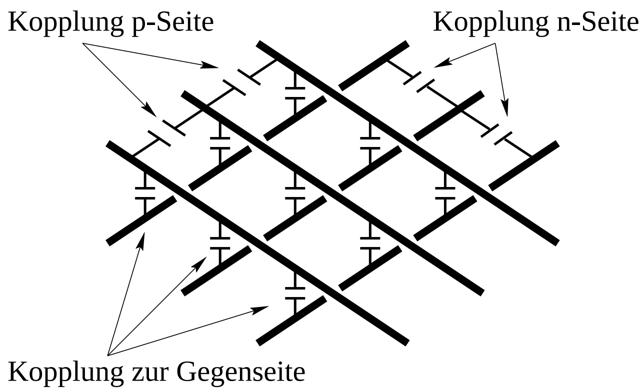

Abb. 5.4: *Die Streifen sind nicht nur kapazitiv an die Nachbarn der gleichen Seite gekoppelt, sondern auch an die Streifen der Rückseite. Dies erklärt das Verhalten des Summensignals aus Abb. 5.3, links, für zu viele Streifen.*

Um die Protonensignale mit möglichst großer Genauigkeit auszulesen, wurden stets die beiden nächsten Nachbarstreifen mitberücksichtigt. Für die Mittelwerte aller folgenden Analysen wurde für jedes einzelne Ereignis die Summe aus den ADC–Werten dreier Streifen gebildet und eine Dreier-Nullinie abgezogen.

Ergänzende Bemerkung. Beim Verfließen des Signals ergeben sich noch zwei weitere interessante Effekte:

1. *Ausbeute beim Ladungssammeln*: Der Drifteffekt auf der n–Seite ist wesentlich stärker als auf der p–Seite (siehe Abb. 5.3, rechts). Aufgrund des endlichen Wi-

derstandes des Siliziums wird das elektrische Feld innerhalb des Siliziums in Richtung der n–Seite schwächer. Während aber alle Elektronen, die von der n–Seite gesammelt werden, diese Region passieren müssen, durchlaufen nur die wirklich in diesem Bereich erzeugten Löcher zur p–Seite das geringere Feld. Für die Elektronen der n–Seite ist deswegen die Drift größer und die Ausbeute der n–Seite beim Ladungssammeln kleiner.

2. *Vorspannung*: Die Stärke der Drift hängt auch von der Vorspannung ab. Nachdem in [Gee 98] festgestellt wurde, daß durch die in Erlangen angelegte Vorspannung noch nicht die volle Ausbeute beim Ladungssammeln erreicht wurde, wurde für den Einsatz des STD im HERMES–Experiment eine höhere Spannung gewählt. In den HERMES–Daten sind die Drifteffekte deshalb auch kleiner.

5.3 Die Analyse der Kalibrationsdaten

Dieser Abschnitt beschreibt die Analyse, die zum Kalibrationsfaktor geführt hat. Zunächst werden Kalibrationsfaktoren für die drei einzelnen Kreuzungspunkte bestimmt (Abschnitt 5.3.1). In Abschnitt 5.3.2 wird dieses Ergebnis auf den gesamten Detektor verallgemeinert. Im dritten Schritt wird dann die Unsicherheit eines einzelnen Protonenereignisses bestimmt (Abschnitt 5.3.3).

5.3.1 Die Kalibration der Einzelmodule

Für die Kalibration werden Signale des Siliziums für verschiedene Strahlenergien ausgewertet. Der 135 μm–Detektor wurde mit Protonenenergien von 4,3 bis 9,5 MeV, der 306 μm–Detektor mit 7,5 - 9,8 MeV untersucht.

Die mittlere, von den Protonen deponierte Energie ist proportional zum Mittelwert des Protonensignals abzüglich des Offsets der Nullinie. Die Mittelwerte von Protonensignal und Nullinie wurden durch einen Gaußfit bestimmt. Ihre Differenz wurde dann mit der Energiedeposition verglichen, die aus der Strahlenergie berechnet wurde. Zur Berechnung wurde eine Parametrisierung für die Bethe-Bloch–Formel verwendet, die in Anhang A näher erläutert ist.
Für einen idealen Detektor besteht ein linearer Zusammenhang zwischen ADC–Wert und E_{Dep}. Die ADC–Signale und die theoretische Erwartung sind in Abb. 5.5 gegeneinander aufgetragen. Die Steigung der Geraden ist dann der gesuchte Kalibrationsfaktor K mit $E_{\text{Dep}} = K \cdot ADC$.

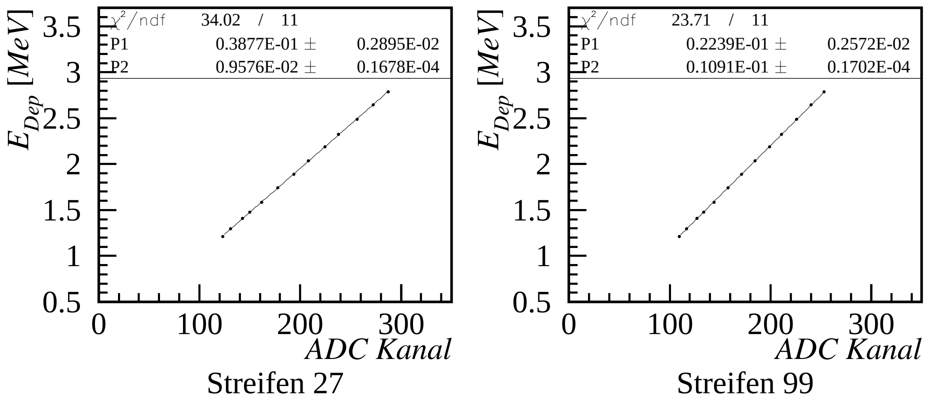

Abb. 5.5: *Kalibration des 135 μm–Detektors. Als Beispiel ist hier der Graph für die Kreuzung 27/99 abgebildet. Die Fehlerbalken sind mit eingezeichnet, in diesem Maßstab aber nicht mehr zu sehen. Die Ergebnisse des Geradenfits sind mit angegeben.*

Abb. 5.5 zeigt als Beispiel nur die Kalibration von einem der drei vermessenen Kreuzungspunkte des 135 μm–Moduls, Tabelle 5.1 listet alle verfügbaren Werte für den 135 μm–Detektor und den 306 μm–Detektor auf.

Fehleranalyse. Der Kalibrationsfaktor ist eine Größe, die nur von Parametern des Detektors abhängen darf. Er muß unabhängig vom experimentellen Aufbau sein, über den er bestimmt wurde. Da sich die meisten Unsicherheiten der Signale aber auf Verschmierungen durch die lokalen Einrichtungen zurückführen lassen (die Unschärfe der Strahlenergie z. B. ist ein Problem, das nur in Erlangen vorhanden ist), dürfen sie also in der Fehleranalyse der Kalibration nicht berücksichtigt werden. Eine Fehleranalyse zur Bestimmung des Kalibrationsfaktors K beschäftigt sich nur mit der Unsicherheit $\sigma_{\overline{K}}$ in der Bestimmung des Mittelwerts $\overline{K}$ aus den Daten, nicht mit der Breite der Verteilungen σ_K! [15].

[15] Die Breite einer Verteilung σ_K für einen Wert K ist ein Maß für die Unsicherheit eines einzelnen Ereignisses und (nahezu) unabhängig von der Anzahl der gesammelten Ereignisse. Für die hier auftretende Verteilung ist z. B. die Breite der gefitteten Gaußfunktion $\sigma_{\text{Gauß}}$ eine charakteristische Größe für die Fluktuationen der Einzelwerte. In der Fachliteratur, z. B. [Tay 88], heißt σ_K *Standardabweichung der Grundgesamtheit.* Entsprechend heißt $\sigma_{\overline{K}}$ die *Standardabweichung des Mittelwertes.*

Kreuzung	p–Seite		n–Seite	
	Kalibration K [keV/Kanal]	χ^2/N_{FHG}	Kalibration K [keV/Kanal]	χ^2/N_{FHG}
27/99	$9,58 \pm 0,02$	34 / 11	$10,91 \pm 0,02$	23 / 11
30/100	$9,54 \pm 0,02$	132 / 11	$10,96 \pm 0,02$	112 / 11
33/101	$9,97 \pm 0,02$	159 / 11	$11,25 \pm 0,02$	202 / 11
Mittelwert 135 μm	$9,70 \pm 0,24$	—	$11,04 \pm 0,18$	—
26/100	$8,56 \pm 0,05$	66 / 6	$9,17 \pm 0,07$	24 / 6
30/101	$8,75 \pm 0,06$	18 / 6	$9,32 \pm 0,04$	26 / 6
33/102	$8,87 \pm 0,04$	36 / 6	$9,44 \pm 0,06$	66 / 6
Mittelwert 306 μm	$8,69 \pm 0,16$	—	$9,31 \pm 0,14$	—

Tab. 5.1: *Die Werte des Kalibrationsfits für den 135 μm–Detektor (obere Hälfte) und den 306 μm–Detektor (untere Hälfte). Die Fehler sind die Standardabweichungen der Grundgesamtheit. Die Spalte χ^2/N_{FHG} wird im Abschnitt Fehleranalyse definiert.*

Liegen N Messungen für K vor, so läßt sich ihr Mittelwert $\overline{K}$ viel genauer als mit σ_K bestimmen. Die Unsicherheit beträgt dann nur noch

$$\sigma_{\overline{K}} = \frac{\sigma_K}{\sqrt{N}} = \frac{\sigma_{\mathrm{Gauß}}}{\sqrt{N}}.$$

Die Statistik im Erlanger Testexperiment war groß genug, daß sich die Mittelwerte sehr gut bestimmen ließen. Die zu berücksichtigenden Fehler sind deshalb klein.

Tabelle 5.2 listet diese Fehler und ihre ungefähre Größe auf. Im einzelnen bedeuten die Fehler folgendes:

1. **Fehler beim Fitten**: Dies ist die quadratische Summe aus den Unsicherheiten $\sigma_{\overline{K}}$ der Mittelwerte von Nullinie und Protonensignal.
2. **Unschärfe der Strahlenergie**: Die Unschärfe des Strahls im Tandembeschleuniger in Erlangen wird von [Sey 98] mit $0.77 \cdot 10^{-3}\, E_{\mathrm{Strahl}}$ angegeben.

	135 μm	306 μm
Mittelwertfindung	$\approx$ 1 - 4 keV	$\approx$ 1 - 10 keV
Strahlunschärfe	$\approx$ 1 - 3 keV	$\approx$ 4 - 5 keV
Straggling	$\approx$ 0.5 - 2 keV	$\approx$ 1 - 4 keV
Quadratische Summe	$\approx$ 1.5 - 4.5 keV	$\approx$ 5 - 12 keV

Tab. 5.2: *Übersicht über die in der Kalibration berücksichtigten Fehler. Die Ausreißer in der Mittelwertfindung für das 306 μm–Silizium sind auf schlechte Statistik zurückzuführen.*

3. **Unschärfe durch Depositionsstreuung**: Wie bereits in Abschnitt 3.1.4 näher erläutert, unterliegt die Energiedeposition einer statistischen Verschmierung. Die Depositionsstreuung wurde mit einer Parametrisierung nach [Bro 97] berechnet. Erläuterungen dazu finden sich im Anhang A.

Die Qualität der Approximation der Meßpunkte in Abb. 5.5 durch eine Gerade $f(ADC)$ läßt sich daran messen, wie gut die Abweichungen der Punkte von der Geraden durch ihre Fehler erklärt werden können. Die χ^2–Funktion quantifiziert dies für die statistischen Fehler:

$$\chi^2 := \sum_{i=1}^{N} \frac{(E_{\mathrm{Dep,ADC}} - f(ADC))^2}{(\Delta E_{\mathrm{Dep}})^2},$$

mit $(E_{\mathrm{Dep,ADC}} - f(ADC))$ als Abweichung des Meßwertes $E_{\mathrm{Dep,ADC}}$ von der Geraden $f(ADC)$ und ΔE_{Dep} als dem Fehler des Meßwertes.

Wie z. B. in [Tay 88] ausgeführt, ist der wahrscheinlichste Wert für χ^2 gleich der Anzahl der Freiheitsgrade N_{FHG} eines Fits. Diese ist definiert als:

$$N_{\mathrm{FHG}} := \text{Anzahl der Einzelwerte} - \text{Anzahl der anzupassenden Parameter}.$$

Für den Fall von Geraden ist die Anzahl der anzupassenden Parameter gleich zwei, nämlich Achsenabschnitt und Steigung.
Beschreibt der Fit die Meßwerte gut, dann wird sich für χ^2/N_{FHG} ein Wert in der Nähe von 1 ergeben. Sind die Abweichungen von der Geraden größer als die Meßfehler erlauben, so ist $\chi^2/N_{\mathrm{FHG}} > 1$; sind andererseits die Abweichungen kleiner als für die Fehler erwartet, so ist $\chi^2/N_{\mathrm{FHG}} < 1$.

Treten neben statistischen Fehlern zusätzlich systematische auf, dann wird χ^2/N_{FHG} etwas größer als 1 sein.
Die χ^2–Verteilung ist sehr sensibel für Unstimmigkeiten. Abweichungen von χ^2/N_{FHG} von 1 um mehr als einen Faktor 2 haben bereits eine Auftrittswahrscheinlichkeit von weniger als 0,1.

In Tabelle 5.1 sind die Werte von χ^2/N_{FHG} für die Kalibration angegeben. Sie sind signifikant zu groß. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß nicht alle Fehler berücksichtigt werden konnten. Dazu zählt z. B. das Rauschen der Elektronik und Fehler in der Kristallstruktur, die sich auf die Effizienz der Deposition auswirken können. Über diese Effekte lagen aber keine Daten vor.

5.3.2 Extrapolation auf nicht untersuchte Streifen

Die Kalibration des vorherigen Abschnittes liefert nur Daten für drei einzelne Punkte eines Detektors. Es stellt sich deshalb die Frage, wie man diese Werte auf die nicht getroffene Fläche erweitern kann. Um die Unterschiede in den Signalen aus verschiedenen Streifen zu untersuchen, wurden Horizontalscans durchgeführt, in denen bei gleichbleibender Energie eine größtmögliche Fläche bestrahlt wurde (siehe dazu auch Abb. 5.1, rechts).

In diesen Messungen wurden drei horizontale Streifen an 28 (135 μm) bzw. 27 (306 μm) verschiedenen Positionen vermessen. Aus den Signalen der Vorder– und der Rückseite können zwei Erkenntnisse extrahiert werden:

- n–Seite: Die Signale stammen aus *einem* Streifen, bis auf die Position im Silizium ist also alles gleich.
- p–Seite: Die Signale stammen aus verschiedenen Streifen. Sie unterscheiden sich außer in unterschiedlichen Dicken des Silizium auch in der Auslese auf verschiedenen elektronischen Wegen.

Geradenfit. Die Signale der n–Seite unterscheiden sich nur aufgrund verschiedener Trefferpositionen im Silizium. Die Vermutung war zunächst, daß die unterschiedlichen Entfernungen zum Auslese–APC eine systematische Dämpfung des Signals durch ohmschen Widerstand bewirke. Damit wäre es möglich gewesen, einen individuellen Kalibrationsfaktor für jeden Kreuzungspunkt aus seiner Positionsnummer auszurechnen.

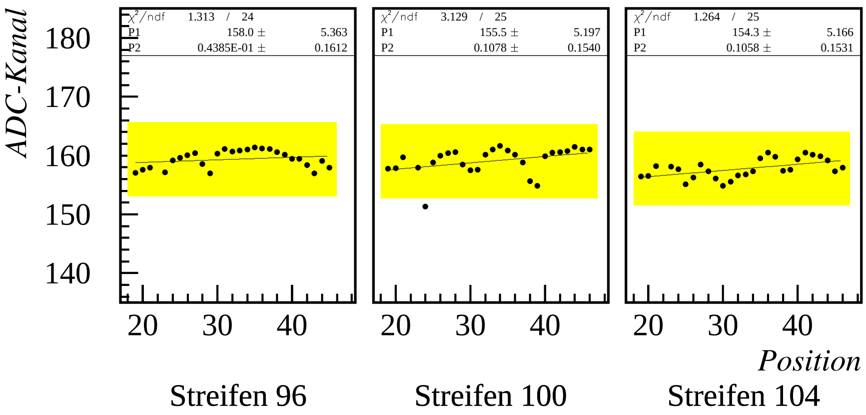

Abb. 5.6: *ADC–Signal eines Streifens an verschiedenen Positionen. Die Abbildung zeigt die ADC–Signale für drei Streifen der n–Seite, die an unterschiedlichen Stellen getroffen wurden. Als Position ist jeweils die Nummer des Streifens der p–Seite angegeben. An die Meßpunkte wurde eine Gerade angefittet. Der Wert für* χ^2/N_{FHG} *zeigt, daß diese Möglichkeit im Rahmen der statistischen Fehler sehr unwahrscheinlich ist. Die schattierte Fläche ist eine Abschätzung für die Signalunterschiede, die sich aus der Unkenntnis der Dicke des Siliziums ergeben.*

Tatsächlich ergibt sich aber, daß die Rauhigkeit des Siliziums die hauptsächliche Fehlerquelle ist. Abb. 5.6 zeigt den Versuch, eine Gerade an die Daten zu fitten. Die schattierte Fläche ergibt sich durch Umrechnen der vom Hersteller genannten Unsicherheit von ± 5 μm in der Dicke des Siliziums in ADC–Kanäle. Man sieht, daß die Signalunterschiede vollständig innerhalb dieser Unsicherheit liegen. Es macht deshalb wenig Sinn, Tendenzen im Signal zu suchen, die jederzeit durch lokale Änderungen in der Dicke des Siliziums überdeckt werden können. Der Geradenfit an die Meßpunkte ist also nicht verallgemeinerungsfähig.

Mittelwert. Aufgrund der großen Unsicherheit in der Dicke des Siliziums ist es somit nur möglich, alle Streifen mit einem gleichen, mittleren Kalibrationsfaktor zu versehen. In Abb. 5.7 sind die Werte des Horizontalscans in ein Histogramm eingetragen. Jeder Eintrag ist dabei als Mittelwert eines Meßpunktes mit großer Statistik zu verstehen. Streuung der Werte aufgrund von Depositionstreuung oder Strahlunschärfe sind deshalb klein (siehe Tabelle 5.2) und spielen hier keine Rolle mehr.

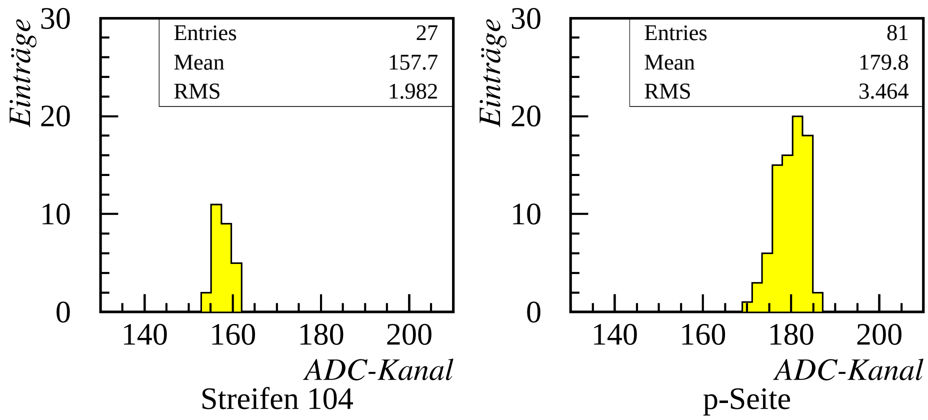

Abb. 5.7: *Vergleich der Mittelwerte der Signale an verschiedenen Positionen. Die linke Abbildung zeigt die Streuung, die allein von der Unsicherheit der Dicke des Siliziums kommt (hier: Streifen 104 der n–Seite des 135 μm–Detektors). Die rechte Abbildung enthält zusätzlich noch den Einfluß der verschiedenen Auslesekanäle und ihrer Elektronik (hier: Streifen 19 - 45 der p–Seite bei den Positionen 96, 100, 104). Entstehung der Abbildungen im Text.*

Im linken Teil ist ein Beispiel für die Verteilung der Signale in einem Streifen der n–Seite (hier: Streifen 104) dargestellt. Die Breite dieser Verteilung ist ein Maß für die Verschmierung, die alleine durch die Rauhigkeit des Siliziums bedingt ist. Die charakteristische Größe ist hier das *RMS (root mean square)*, die Standardabweichung vom Mittelwert. Die RMS–Werte wurden für die drei zur Verfügung stehenden Streifen extrahiert. Der Mittelwert ist in Tabelle 5.3, 2. Spalte, aufgeführt.

In der rechten Abbildung sind alle Signale der p–Seite zusammengetragen. Sie unterscheiden sich außer durch die Rauhigkeit des Siliziums zusätzlich noch durch die Auslese über verschiedene elektronische Kanäle. Die Breite dieser Verteilung ist eine Kombination aus den Verschmierungen beider Effekte. Das RMS ist ebenfalls in Tabelle 5.3, 4. Spalte, aufgeführt.

Die Verschmierung der Signale, die allein durch die unterschiedliche Elektronik verursacht wird, läßt sich abschätzen, wenn man vom RMS der p–Seite quadratisch die Unsicherheit durch die Rauhigkeit aus der Breite der n–Seite abzieht. Die Beiträge von

Rauhigkeit und Elektronik sind in etwa in der gleichen Größenordnung (siehe Tabelle 5.3, Spalte 2 und 3).

Will man für alle Streifen einen mittleren Kalibrationsfaktor verwenden, so ist der Fehler durch beide Effekte bestimmt. Das RMS der p–Seite ist also bereits ein sehr guter Schätzwert für den Fehler dieses mittleren Kalibrationsfaktors.

Detektor	RMS Dicke [Kanäle]	RMS Elektronik [Kanäle]	RMS Gesamt [Kanäle]
135 μm	2,0	2,9	3,5
306μm	3,7	3,8	5,3

Tab. 5.3: *Die Ergebnisse des RMS Fits. Die Werte beschreiben die Variationen durch Unterschiede in der Dicke des Siliziums und Auslese über verschiedene elektronische Kanäle.*

Rauhigkeit Die Fitmethode des vorletzten Abschnittes kann zwar nicht für eine genauere Extrapolation des Kalibrationsfaktors verwendet werden, man kann damit aber die Rauhigkeit der Oberfläche abschätzen. Denn über eine Variation des Fehlers läßt sich das χ^2 des Geradenfits optimieren. Der so bestimmte Fehler kann dann wieder in Rauhigkeit umgerechnet werden. Für die Streifen 96 und 104 (Abb. 5.6, links und rechts) läßt sich damit einen „allgemeine“ Rauhigkeit von ca. $\pm$ 1,5 μm ermitteln. Am Streifen 100 (Abb. 5.6, Mitte) sieht man aber, daß sehr wohl „Kratzer“ von 5 μm im Silizium auftreten können (z. B. Position 24). Die von *Micron* angegebene Unsicherheit in der Dicke des Siliziums ist also eine Art maximale Abweichung, die mittlere Abweichung ist wesentlich geringer.

5.3.3 Verschmierung eines Einzelereignisses

Bei der Rekonstruktion von Einzelereignissen wird der erhaltene ADC–Wert mit dem ermittelten Kalibrationsfaktor multipliziert. In Abschnitt 5.3.1 wurde erklärt, daß eine Kalibration nur auf dem Mittelwert basiert. Für die Rekombination eines Einzelereignisses ist nun aber die gesamte Verschmierung, d. h. die Standardabweichung des Einzelwertes vom Mittelwert, der zu berücksichtigende Fehler. Sie sollte für jeden experimentellen Aufbau eigens bestimmt werden.

Im allgemeinen wird für Detektoren der Energiebestimmung der relative Fehler mit steigender Energiedeposition kleiner und damit die Energieauflösung besser. Dieser Effekt ist auf die geringer werdenden Fluktuationen in der Anzahl der erzeugten Ladungsträger N zurückzuführen. Der Zusammenhang läßt sich qualitativ abschätzen, wenn man annimmt, daß N poissonverteilt ist. Für Detektoren im $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$–Modus ist dies in guter Näherung erfüllt. Es gilt dann:

$$\sigma^2_{\mathrm{N}} = \sigma^2_{\mathrm{Poisson}} \propto N.$$

Ist w die Energie, die zur Erzeugung eines Ladungsträgers benötigt wird [16], so ergeben sich die Fluktuationen in der Energiedeposition aus den Fluktuationen in der Ladungsträgerzahl als

$$\sigma^2_{\mathrm{Energie}} = w \cdot \sigma^2_{\mathrm{N}} \propto wN = E_{\mathrm{Dep}}. \tag{5.1}$$

Um in der Praxis auf systematische Unsicherheiten korrigieren zu können, gestattet man, daß die Verschmierung der Energie zusätzlich auch einen energieunabhängigen Basisfehler σ_{Basis} beinhalten kann. Da beide Anteile als unabhängig voneinander angenommen werden dürfen, müssen sie quadratisch addiert werden, um die Gesamtbreite zu beschreiben:

$$\sigma^2_{\mathrm{Ges}} = \sigma^2_{\mathrm{Basis}} + \sigma^2_{\mathrm{Poisson}}. \tag{5.2}$$

Aus den Daten läßt sich dieser Basisfehler extrahieren, wenn man das Quadrat der Gesamtbreite σ^2_{Ges} als Funktion der Energie darstellt. Aus den Gleichungen 5.1 und 5.2 ergibt sich dann ein funktionaler Zusammenhang der Form

$$\sigma^2_{\mathrm{Ges}} = P_1 + P_2 \cdot E_{\mathrm{Dep}}.$$

Die Parameter P_1 bzw. P_2 beschreiben den Basisfehler bzw. die Energieabhängigkeit des Gesamtfehlers.

Die experimentell bestimmte Abhängigkeit von σ^2_{Ges} von der deponierten Energie (hier unkalibriert als ADC–Wert) für den Test in Erlangen zeigt Abb. 5.8. Um einen Mittelwert aus allen verfügbaren Energiemessungen zu bekommen, wurden die Meßwerte des Energiescans *nicht* nach Kreuzungspunkten sortiert. An die Meßpunkte wurde eine Gerade gefittet und P_1 und P_2 bestimmt. Die Ergebnisse des Fits sind in Tabelle 5.4 aufgelistet.

[16] Die w–Werte für Silizium sind in Tabelle 3.1 angegeben.

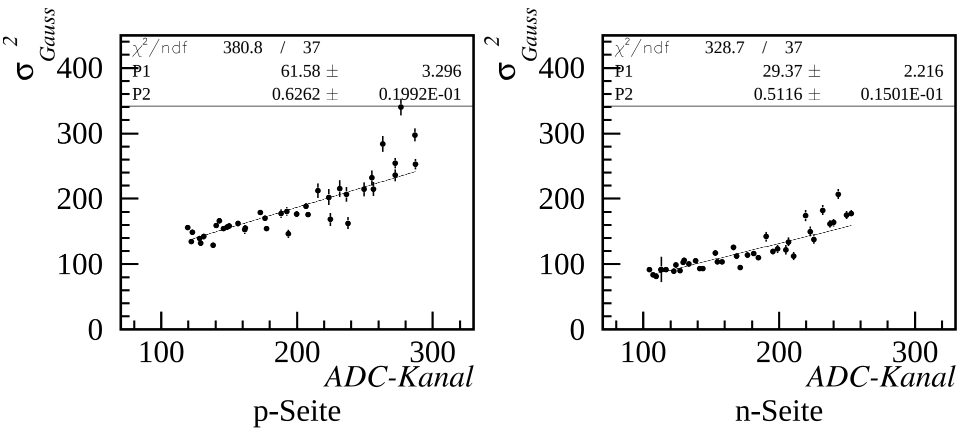

Abb. 5.8: *Energieabhängigkeit der Unsicherheit des ADC-Wertes. Die Standardabweichung σ für den ausgelesenen ADC-Wert ist proportional zu $\sqrt{ADC}$. Für die Varianz σ^2, aufgetragen über dem ADC–Wert, ergibt sich deshalb eine Gerade. Eine weitere Korrektur kann aus dem Achsenabschnitt abgelesen werden.*

Detektor	p–Seite		n–Seite	
	P_1	P_2	P_1	P_2
135 μm	61 ± 3	$0,62 \pm 0,02$	29 ± 2	$0,51 \pm 0,01$
306 μm	-20 ± 40	$0,9 \pm 0,1$	-130 ± 30	$1,2 \pm 0,1$

Tab. 5.4: *Die Abhängigkeit von σ^2 vom ADC-Wert.*

Man kann erkennen, daß diese Methode für den 135 μm–Detektor zu recht guten Ergebnissen führt. Die zu hohen Sigmawerte für große ADC–Werte sind darauf zurückzuführen, daß die deponierte Energie der Gesamtenergie nahe kommt und damit die Depositionsstreuung zunimmt, siehe 3.1.3. Für den 306 μm Detektor scheint die Poissonverteilung durch weitere Effekte gestört worden zu sein: ein großer Fehler in der Energieabhängigkeit führt zu einer untragbaren Unsicherheit im Basisfehler.

5.4 Messungen in der Paarkonfiguration

Den Abschluß der Messungen in Erlangen bildeten die Versuche mit zwei Modulen hintereinander. Der Standardeinsatzzweck dieses Aufbaus ist zwar die Spurbestimmung des Protons; über die Korrelation der Energiedeposition des Protons in beiden Modulen bietet er jedoch eine einzigartige Kontrollmöglichkeit für die Kalibration der einzelnen Module.

Da es in Erlangen nicht möglich war, den Durchbruchspunkt zu vermessen, konnte mit einem einzelnen Modul keine Aussage über die absolute Größe des aktiven Volumens im Silizium gemacht werden. Für die Analyse mußte deshalb die gesamte Dicke des Detektors als aktiv angenommen werden.
Diese Annahme ist durchaus nicht unproblematisch. So ist es bei Siliziumdetektoren nicht unüblich, daß sich die Oberfläche passiviert. Weiterhin sind auch die eindotierten Streifen kein aktives Volumen mehr. Sie können zwar als dünn angenommen werden[17], ihre Existenz ist aber nicht vernachlässigbar. Mit der Paarkonfiguration steht ein empfindliches Werkzeug zur Bestimmung der aktiven Volumina zur Verfügung.

Man nutzt dabei aus, daß der zweite Detektor den Einfluß des ersten direkt vermessen kann. Korreliert man die Energiedeposition *eines* Protons in *beiden* Zählern, so ergibt sich eine für die Dicken des Detektors und die Teilchensorte charakteristische Dreieckskurve [18].
Abb. 5.9 zeigt das Ergebnis von Berechnungen für Protonen im STD. Die Berechnungen wurden wieder mit der Parametrisierung aus Anhang A durchgeführt.

Jedes Protonenereignis ist im Rahmen der Meßfehler in dieser Auftragungsart durch einen Punkt auf dieser Kurve bestimmt.

Mit steigender Energie wandert seine Position dabei, ausgehend von der linken unteren Ecke, die Dreieckslinie entlang. Zur Verdeutlichung sind Markierungen in äquidistanten Schritten in der Protonenenergie auf der Kurve eingetragen.

- Langsame Protonen bleiben bereits in der ersten Lage stecken und deponieren folglich nichts in der zweiten Lage. Sie befinden sich auf der Basis des Dreiecks.
- Bei einer Energie von 3,79 MeV durchbrechen die Protonen die erste Siliziumschicht und werden in der zweiten Schicht gestoppt. Der Bragg Peak (siehe Abschnitt 3.1.3, insbesondere Abb. 3.2) ist dafür verantwortlich, daß die im ersten

[17]Eine genaue Zahl für die Dicke der Dotierungen war nicht verfügbar.

[18]Auf diese Art und Weise kann auch eine grobe Teilchenidentifikation durchgeführt werden.

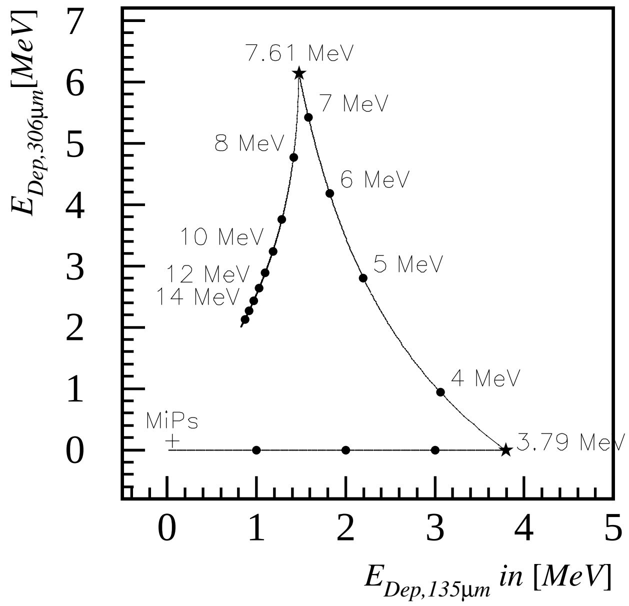

Abb. 5.9: *Die Energiedeposition im STD. Die Kombination der Signale des ersten Zählers (135 μm) und des zweiten Zählers (306 μm) ist charakteristisch für die Energie des nachzuweisenden Protons. Die Kurve ist das Ergebnis einer Parametrisierung an die Bethe-Bloch–Formel (siehe dazu auch Anhang A).*

Zähler deponierte Energie schlagartig kleiner wird und die Kurve eine Spitze erhält.

- Im nächsten Energiebereich deponieren die Protonen einen merklichen Anteil der Energie in beiden Detektoren. An den Markierungen auf der Kurve kann man erkennen, daß für diese Protonenenergien die Energieauflösung am größten ist.

- Bei einer Energie von 7,61 MeV schließlich brechen die Protonen auch durch die zweite Lage und das Signal in diesem Detektor wird wieder kleiner.

- Für noch größere Energien tendiert die Kurve wieder langsam zum Ursprung zurück. Die Energieauflösung wird dabei deutlich schlechter, da nur noch im dE/dx–Modus (siehe dazu die Vorbemerkung zum Abschnitt 3) gemessen wird. Das Kreuz in der unteren linken Ecke kennzeichnet die Lage von MIPs in dieser Auftragungsart und bestimmt damit den Endpunkt der Kurve.

Vergleicht man die in Erlangen genommenen Daten mit der theoretischen Erwartung, so ergibt sich zwar die richtige Form, die Meßwerte liegen aber systematisch neben der berechneten Kurve (Abb. 5.10, links).

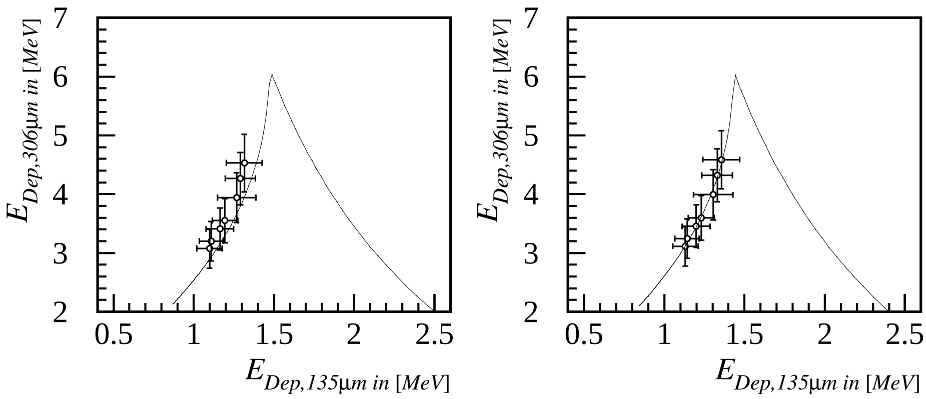

Abb. 5.10: *Vergleich von Experiment und Theorie. In der analogen Auftragung wie in Abb. 5.9 sind hier die Meßpunkte der Paarkonfiguration mit der Rechnung (durchgezogene Linie) verglichen. Links die unkorrigierte Rechnung, rechts die angepaßte. Da in Erlangen der Triggerdetektor stets hinter den beiden Modulen angebracht war, müssen alle nachgewiesenen Protonen beide Module durchdrungen haben. Die Meßpunkte befinden sich deshalb alle auf dem linken Ast des Dreiecks.*

Diese Verschiebung kann auf die passiven Schichten an Vorder- und Rückseite des Siliziums zurückgeführt werden. Bezieht man diese „toten“ Schichten in die Kalibration mit ein, so kann man durch Verkleinern des aktiven Volumens die Theoriekurve nach links und die Meßpunkte durch Erhöhen des Kalibrationsfaktors[19] nach rechts oben verschieben, bis Kurve und Punkte zur Deckung kommen.

Abb. 5.10, rechts, zeigt das Ergebnis dieses Ansatzes. Dabei wurde angenommen, daß die toten Schichten des 135 μm–Detektor und des 306 μm–Detektor gleich groß sind, da diese lediglich eine Randbedingung der technischen Ausführung sind. Die Korrektur hat also einen größeren Einfluß auf den 135 μm–Detektor. Außerdem wurde angenommen, daß die Korrektur für die p–Seite kleiner ist als für die n–Seite, da die p–Dotierung technisch einfacher zu handhaben ist.

[19] Für ein kleinere aktive Zone wird der gleiche ADC–Wert mit einer kleineren deponierten Energie verglichen. Der Kalibrationsfaktor wird deshalb *größer*!

Um im Einklang mit den bisherigen Ergebnissen zu bleiben, wurde der zunächst verwendete Kalibrationsfaktor mit den relativen Dickeveränderungen korrigiert. Diese Methode ist sicherlich nicht exakt, aber für die Größe des Effekts eine sehr gute Näherung. Der größte Fehler tritt dabei für Protonen auf, deren Reichweite knapp mehr als die Dicke der beiden Detektoren ist. Abb. 5.10 belegt aber, daß der Abstand der Meßpunkte zum Durchbruchspunkt groß genug ist.

Über die grafische Optimierung konnten folgende Werte ermittelt werden:

tote Schicht p–Seite	:	1 μm
tote Schicht n–Seite	:	3 μm
Korrekturfaktor 135 μm	:	1,030
Korrekturfaktor 306 μm	:	1,013

Diese Werte sind realistisch und müssen in einer Kalibration berücksichtigt werden.

5.5 Zusammenfassung der Ergebnisse der Kalibration

Die in den Abschnitten 5.3 und 5.4 erarbeiteten Ergebnisse, also die Kalibrationsfaktoren und ihre Korrekturen, werden hier noch einmal zusammengefaßt.

	unkorr. Kalibration [keV/Kanal]	Korrektur für tote Schichten	korr. Kalibration [keV/Kanal]	RMS für Extrapol. [Kanäle]	Unsicherheit Einzelereignis [Kanäle]
135 μm p–Seite	9,70 ± 0,24	1,030	9,99 ± 0,24	± 3,5	$\sqrt{61 + 0,62 \cdot ADC}$
135 μm n–Seite	11,04 ± 0,18	1,030	11,37 ± 0,19	± 3,5	$\sqrt{29 + 0,51 \cdot ADC}$
306 μm p–Seite	8,69 ± 0,16	1,013	8,80 ± 0,16	± 5,3	$\sqrt{-20 + 0,9 \cdot ADC}$
306 μm n–Seite	9,3 ± 0,14	1,013	9,4 ± 0,14	± 5,3	$\sqrt{-130 + 1,2 \cdot ADC}$

Tab. 5.5: *Zusammenfassung der Ergebnisse der Kalibration.*

Die Energieauflösung des Detektors ist voll zufriedenstellend. Die Kalibration des STD wurde im Hinblick auf den Einsatz im Hermes–Experiment durchgeführt. Wie in Abschnitt 2.3.1 erklärt wurde, soll damit der Impuls von zurückgestoßenen Protonen gemessen werden. Für gute Aussagen genügt es bereits, den Impuls in ganz groben Schritten zu kennen. Die Auflösung des Detektors beeinflußt also nur einen kleinen Grenzbereich zwischen zwei solchen Schritten.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das HERMES–Experiment am HERA–Beschleuniger des DESY plant die Erweiterung um einen Siliziumstreifendetektor zum Nachweis von niederenergetischen Targetfragmenten bei tiefinelastischer Lepton-Nukleon–Streuung. Im Februar 1998 wurde ein erster Prototyp am Protonenstahl des Tandembeschleunigers der Universität Erlangen–Nürnberg in einer HERMES–nahen Umgebung mit allen Komponenten getestet. Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau und die Resultate der Kalibrationsmessung dieses Siliziumtestdetektors STD.

Zunächst werden die physikalische Motivation für den Nachweis von Rückstoßprodukten bei tiefinelastischen Streuexperimenten und die Rahmenbedingungen am HERMES–Spektrometer erläutert. Nach einer Einführung in die Funktionsweise von Siliziumdetektoren konzentriert sich die Arbeit auf das Testexperiment und die Messungen zur Bestimmung einer Kalibration des Siliziumtestdetektors.

Der Beschreibung des Aufbaus des Experimentes folgt eine Übersicht über die durchgeführten Messungen. In der Analyse werden neben der Kalibration einige spezielle Merkmale von Siliziumdetektoren näher untersucht, so z. B. das Auslaufen deponierter Energie in benachbarte Kanäle und die Messung toter Schichten auf den Oberflächen des Siliziums. Die Kalibrationswerte werden bereits bei der Auswertung eines „Teleskopversuchs“ verwendet. Die Anwendung der Kalibration auf die HERMES–Daten wird sich allerdings schwierig gestalten, da unterschiedliche Werte für die Betriebsspannungen des Siliziums verwendet werden.

Als Resultat läßt sich festhalten, daß der Detektor die Erwartungen voll erfüllen konnte. So gab es weder Leistungseinbrüche beim Detektor selbst noch in der auslesenden Elektronik. Die Erfahrungen in der Handhabung des Detektors waren wertvoll für den weiteren Einbau des STD in HERMES. Die gemessenen Daten waren sehr gut und ermöglichten eine Energiekalibration des STD. Diese ergab eine Energieauflösung des Detektors, die voll den Anforderungen genügt.

Im Mai 1998 wurde der Prototyp in HERMES eingebaut. Nach anfänglichen Schwierigkeiten läuft er seitdem stabil und liefert äußerst zufriedenstellende Ergebnisse. Eine Auswertung ist in Vorbereitung [Fie 99].

A Parametrisierungen zur Bestimmung der Energiedeposition

Wie in Kapitel 3 bereits ausgeführt, sind exakte festkörperphysikalische Berechnungen der Energiedeposition zwar möglich, aber sie sind nicht unbedingt immer praktikabel. In der Detektorphysik ist es deshalb üblich, sehr häufig benötigte Daten (wie zum Beispiel die Energiedeposition in Silizium) entweder in tabellarischer Form anzugeben oder über eine Parametrisierung in einem bestimmten Energiebereich anzupassen.

Als die Siliziumdetektoren in den 60er Jahren aufkamen, wurden sehr viele Messungen mit verschiedenen Teilchen in verschiedenen Energiebereichen durchgeführt. 1967 lagen dann so viele Daten vor, daß H. Bichsel und C. Tschalär sie zusammenfassen und damit eine Parametrisierung entwerfen konnten (siehe [Bic 67]). Diese kann im Promillbereich mit den Messungen übereinstimmen, allerdings werden dann die Gültigkeitsbereiche ihrer Parameter sehr klein.

Im folgenden wird zunächst diese Parametrisierung vorgestellt. Sie dient in dieser Arbeit dazu, den Einfluß von Unsicherheiten auf die Energiedeposition abzuschätzen (Abschnitt 5.3.1) bzw. die Energiedeposition in der Paarkonfiguration zu berechnen (Abschnitt 5.4).

Im zweiten Teil wird dann eine Parametrisierung für die Depositionsstreuung beschrieben, die speziell für Siliziumteleskope[20] entwickelt wurde.

Für die folgenden Ausführungen sind Dicken von Absorbern t bzw. Reichweiten R in Absorbern stets in der in der Detektorphysik üblichen Massendichte $\rho \cdot t$, bzw. $\rho \cdot R$ angegeben, mit ρ der Dichte des Absorbers. Die Einheit ist dann g/cm^2.

A.1 Reichweite $R(E_0)$ und Energiedeposition $E_{\mathrm{Dep}}(x)$

Eine naheliegende Möglichkeit, die Reichweite von Teilchen in Absorbern zu berechnen, wäre die Integration über die Bethe-Bloch–Formel 3.1:

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \left(\frac{\mathrm{d}E}{\rho \, \mathrm{d}x} \right)^{-1} \mathrm{d}E \, . \tag{A.1}$$

[20]Mehrlagige Siliziumdetektoren, die im $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$–Modus betrieben werden.

Wie allerdings in 3.1.2 ausgeführt, ist die Ableitung der Bethe-Bloch–Formel für langsame Teilchen nicht mehr gültig, so daß diese Formel erst ab einer gewissen Mindestenergie gilt:

$$R(E_0) = \int_{E_{\mathrm{Min}}}^{E_0} \left(\frac{\mathrm{d}E}{\rho\,\mathrm{d}x}\right)^{-1} \mathrm{d}E + R(E_{\mathrm{Min}})\,. \tag{A.2}$$

$R(E_{\mathrm{Min}})$ ist eine empirisch zu bestimmende Konstante, die das Verhalten für kleine Energien beschreibt. In [Bic 67] wird z. B. $E_{\mathrm{Min}} = 1\mathrm{MeV}$ gesetzt und aus Meßdaten extrahiert.

Für gemäßigte Energien wird die Bethe-Bloch–Formel hauptsächlich vom Faktor $\beta^{-2} \propto E_0^{-1}$ bestimmt. Für eine Parametrisierung bietet sich daher ein Ansatz der Form

$$\left(\frac{\mathrm{d}E}{\rho\,\mathrm{d}x}\right)^{-1} = c \cdot E_0^a$$

an. a und c sind die Fitparameter.
Für die Reichweite $R(E_0)$ ergibt sich daraus mit Gleichung A.1:

$$R(E_0) = c_R \cdot E_0^b \tag{A.3}$$

mit $b = (1-a)$ und $c_R = 1/(c \cdot b)$.
Dieser Zusammenhang erlaubt nun die Bestimmung der deponierten Energie für durchgehende Teilchen. Definiert man die restliche Energie des Teilchens nach dem Absorber E_{Rest} als

$$t = \int_{E_{\mathrm{Rest}}}^{E_0} \left(\frac{\mathrm{d}E}{\rho\,\mathrm{d}x}\right)^{-1} \mathrm{d}E, \tag{A.4}$$

so läßt sich analog zu Gleichung A.2 die Reichweite aufspalten mit $E_{\mathrm{Min}} = E_{\mathrm{Rest}}$

$$R(E_0) = \int_{E_{\mathrm{Rest}}}^{E_0} \left(\frac{\mathrm{d}E}{\rho\,\mathrm{d}x}\right)^{-1} \mathrm{d}E + R(E_{\mathrm{Rest}}) = t + R(E_{\mathrm{Rest}})\,.$$

Durch Umformen folgt:

$$R(E_{\mathrm{Rest}}) = R(E_0) - t.$$

Setzt man nun den Ansatz A.3 ein, so erhält man:

$$E_{\mathrm{Rest}} = (E_0^b - \frac{t}{c_R})^{1/b}.$$

Die deponierte Energie ist dann einfach die Differenz aus der Anfangsenergie E_0 und der Restenergie E_{Rest}:

$$E_{\mathrm{Dep}} = E_0 - E_{\mathrm{Rest}} = E_0 - (E_0^b - \frac{t}{c_R})^{1/b}.$$

Bei [Bic 67] befinden sich Tabellen mit den Werten der Konstanten b und c_R für kleine Energieintervalle. In [Ste 98] wurde gezeigt, daß für den Energiebereich des Erlanger Tandembeschleunigers gemittelte Werte für die Konstanten von $b = 1,7$ und $c_R = 3,258 \times 10^{-3}\mathrm{g/cm}^2$ mit einem Fehler kleiner als 2% verwendet werden können.

Aus dieser Parametrisierung läßt sich nun wesentlich leichter als über die allgemein gültige Bethe-Bloch–Formel bestimmen, wie sich die experimentellen Unsicherheiten auf die Energiedeposition auswirken. Als Unsicherheiten können die Strahlunschärfe δE_0 und die Unsicherheit in der Dicke des Siliziums δt betrachtet werden:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_{\mathrm{Dep}}}{\partial E_0} &= 1 - \left(E_0^b - \frac{t}{a}\right)^{\frac{1-b}{b}} E_0^{b-1}\,, \\
\frac{\partial E_{\mathrm{Dep}}}{\partial t} &= 1 - \left(E_0^b - \frac{t}{a}\right)^{\frac{1-b}{b}} \frac{1}{ab}\,.
\end{aligned}$$

Um eine Vorstellung von der Größe dieser Fehler zu erhalten, wurden sie exemplarisch für den 306 μm–Detektor für eine Energie von E_0 = 7,5 MeV berechnet.

$$(\delta E_{\mathrm{Dep}})_{E_0} = 0,5 E_0 = 3,75\,\mathrm{keV}\,,$$

$$(\delta E_{\mathrm{Dep}})_t = 17 \delta d\,.$$

Alle Unsicherheiten in keV, für E_0 in MeV und δd in μm .

A.2 Depositionsstreuung

Die Signale von Siliziumdetektoren sind nicht exakt, sondern unterliegen einer bestimmten Verschmierung. Die Hauptursache dafür ist neben der Unsicherheit in der Dicke des Siliziums und dem Einfallswinkel auf den Detektor die Depositionsstreuung σ_S (siehe Abschnitt 3.1.4).

Unter idealisierten Bedingungen wurde σ_S das erste Mal 1915 von Niels Bohr berechnet [Boh 15]. Für einen Absorber der Dicke x ergibt sich:

$$\sigma_S^2 = \sigma_B^2 = 4\pi^4 z^2 n Z x \tag{A.5}$$

mit z der Ladung des Teilchens und Z, n der Ordnungszahl bzw. der Atomdichte des Absorbers. Gleichung A.5 ist nur unter den folgenden Bedingungen anwendbar:

1. Der mittlere Energieverlust der Teilchen ist viel größer als die maximal übertragene Energie. Dies entspricht der Aussage aus Abschnitt 3.1.4, daß $\kappa \gg 1$.

2. Die Teilchengeschwindigkeit bleibt über die gesamte Dicke des Absorbers konstant.

3. Die Ladung des durchgehenden Teilchens wird nicht durch eingefangene Elektronen abgeschwächt.

Gerade für Halbleiterdetektoren, die sehr große Stopping Powers haben, ist die 2. Bedingung nur selten erfüllt. Es müssen dann Beschreibungen verwendet werden, in denen σ auf dem gesamten Weg betrachtet wird [Sym 48]:

$$\sigma^2 = \left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)^2_{E_{\mathrm{Rest}}} \int_{E_{\mathrm{Rest}}}^{E_0} \frac{\mathrm{d}\sigma_Q^2/\mathrm{d}x}{(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)^3}\,\mathrm{d}E \tag{A.6}$$

mit

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_Q^2}{\mathrm{d}x} = \int Q^2\, P(Q)\, \mathrm{d}Q\,.$$

Q ist die Energie, die bei einem Stoß übertragen wird.

Dieser Ansatz ist aber in den meisten Fällen nur numerisch lösbar und in der Praxis sehr unhandlich. Bronchalo *et al.* [Bro 97] haben herausgefunden, daß sich die Depositionsstreuung σ_S einfacher parametrisieren läßt:

$$\sigma_S = \sigma_B \cdot k \cdot t^{-r}$$

mit $t = \frac{E_{\mathrm{Rest}}}{E_0}$ und k, r als Fitparameter, die schwach von der Anfangsenergie und der Ionenladung abhängen. Für Silizium ergibt sich:

$$k = 0,921 + \exp\left\{-0,15 \cdot E^{0,6}\right\} \left[0,078 + 0,493 \cdot \exp\left\{-\frac{22}{z}\right\}\right] ,$$

$$r = \frac{2,448 \cdot E^{0,446}}{(47,2 + E)^{0,676}} \left[1 - 0,731 \cdot \exp\left\{-\frac{28,3}{z}\right\}\right] .$$

Ein Vergleich dieser Parametrisierung mit der Formel A.6 ist in [Bro 97] gegeben. Diese Parametrisierung gilt nur für nicht zu große Energiedepositionen, d.h. $t \leq 0,2$. Der Verlauf der Depositionsstreuung in Abhängigkeit von der Anfangsenergie ist im Abschnitt 3.1 in Abb. 3.2 zu sehen.

B Der Erlanger Tandembeschleuniger

Tandembeschleuniger gehören zur Gruppe der elektrostatischen Geradeausbeschleuniger, d.h. die Strahlteilchen durchlaufen eine (geradlinige) Beschleunigungsstrecke mit konstanter Potentialdifferenz. Die technisch begrenzte Hochspannung wird beim Tandembeschleunigen doppelt ausgenutzt: durch geschicktes Umladen der zu beschleunigenden Teilchen auf dem hohen Potential nach dem ersten Durchlauf kann die Terminalspannung zunächst anziehend, anschließend abstoßend beschleunigen.

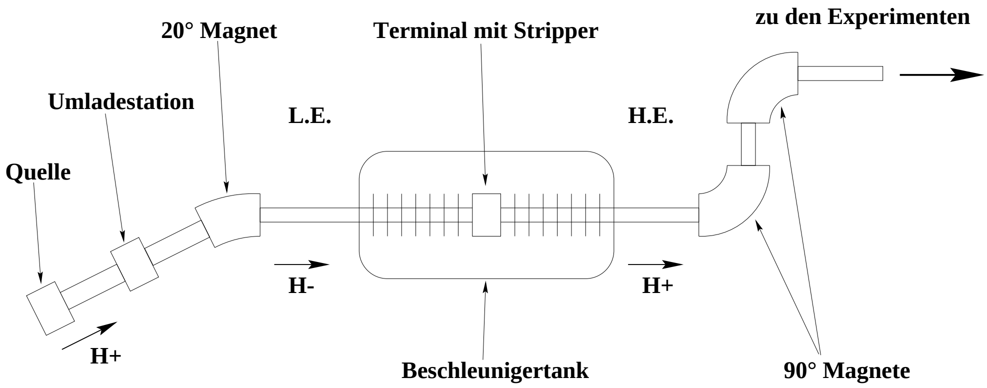

Abb. B.1: *Schema eines Tandembeschleunigers*

In einem Duoplasmatron werden positive Ionen aus einer unselbständigen Bogenentladung extrahiert und in Richtung einer Umladestation beschleunigt. Dort fangen sie sich bei Stößen mit den Atomen eines speziellen Gases Elektronen ein und werden von

positiv auf negativ umgeladen.
Über einen anschließenden e/m-Filter (hier ein 20°–Magnet) erreichen die negativen Ionen das niederenergetische Ende des Beschleunigertanks (engl. *low energy, LE*) und durchlaufen die volle Beschleunigungsspannung bis zum Terminal. An Folien oder wieder durch Gasstöße werden die Strahlteilchen hier ein zweites Mal umgeladen (im Fachjargon *gestrippt*). Als — je nach Atomsorte evtl. mehrfach — positiv geladene Ionen verlassen die Strahlteilchen das hohe Potential und werden ein zweites Mal, diesmal *nach* Erde, beschleunigt. Über zwei 90°-Magnete werden die Teilchen dann in die verschiedenen Experimentiergebiete geleitet.

Als Hochspannungsquelle in Erlangen dient ein *Van-de-Graaff Generator*, der stufenlos einstellbare Spannungen von ca. 2 MV bis max. 5,5 MV liefern kann. Für Wasserstoffionen, die sich einfach negativ und einfach positiv laden lassen, ergibt sich eine Gesamtenergie

$$E = (-1e)(-U) + (+1e)(+U) = 2eU$$

von 4 bis ca. 11MeV. Die Energieunschärfe wird dabei nicht durch die Unschärfe der Hochspannung, sondern durch die Filterwirkung der zwei 90°-Magnete bestimmt. Sie wird von [Sey 98] mit $\pm 0.77 \times 10^{-3} E_{\text{Teilchen}}$ beziffert.
Der Standardstrom für Protonen beträgt am Target ca. 1,2 μA.

Literaturverzeichnis

[Abe 95] E-143, K. Abe *et al.*, Phys.Rev.Lett. **74** (1995) 346.

[Ade 93] SMC, B. Adeva *et al.*, SMC, Phys.Lett. **B302** (1993) 533.

[Arn 94] M. Arneodo *et al.*, Phys.Rep. **204** (1994) 301.

[Ash 89] EMC, J. Ashman *et al.*, Phys.Lett. **B328** (1989) 1.

[Ant 93] E-142, P.L. Anthony *et al.*, Phys.Rev.Lett. **71** (1993) 959.

[Bel 97] S. Belostoski *et al.*: *A Recoil Detector Setup for the 1998 Run*, Int.Report HERMES 97-024 (1997).

[Bet 30] H.A. Bethe: Annalen der Physik **5** (1930) 325.

[Bet 53] H.A. Bethe: Phys.Rev. **89** (1953) 1256.

[Blo 33] F. Bloch: Annalen der Physik **16** (1933) 285.

[Bic 67] H. Bichsel and C. Tschalär, Nucl.Data **A3** (1967) 343.

[Bro 97] E. Bronchalo, L. del Peral, J. Medina, J. Sequeiros and N. Hasebe, Nucl.Instr.Meth. **A399** (1997) 65.

[Boh 15] N. Bohr, Philos.Mag. **30** (1915) 581.

[Dür 95] M. Düren, Habilitation, Universität Erlangen-Nürnberg, DESY-HERMES 95-002 (1995).

[Ell 74] J. Ellis and R.L. Jaffe, Phys.Rev. **D10** (1974) 1669.

[Fie 99] K. Fiedler, Dissertation in Vorbereitung, Universität Erlangen–Nürnberg, 1999.

[Fer 97] M. Ferstl, Dissertation, Universität Erlangen–Nürnberg, 1997.

[Gee 98] B. Geelhoed, Diplomarbeit, Vrije Universiteit Amsterdam, Holland, 1998

[Gro 98] D.E. Groom, Eur.Phys.J. **C3** (1998) 151.

[Gru 93] C. Grupen: *Teilchendetektoren*, BI-Wiss.-Verlag, Mannheim 1993.

[Hem 68] P.C. Hemmer, I.E. Farquahr: Phys.Rev. **168** (1968) 294.

[HERMES] The HERMES Collaboration, K. Coulter *et al.*, *Proposal*, DESY-PRC 90/01 (1990);
The HERMES Collaboration, *Technical Design Report*, DESY-PRC 93/06 (1993).

[HERMES 97] The HERMES Collaboration, New Silicon-Detector systems for the HERMES front region, Int.Report HERMES 97-032 (1997).

[HERMES 98] The HERMES Collaboration:

1. *Measurement of the neutron spin structure function g_1^n with a polarized ^{3}He internal target*, Phys.Lett. **B404** (1997) 383.
2. *The* HERMES *Spectrometer*, Nucl.Instr.Meth. **A417** (1998) 230.
3. *Beam Induced Nuclear Polarisation in a Gaseous Polarised Hydrogen Target*, hep-ex/9806006.
4. *Measurement of the Proton Spin Structure Function g_1^p with a Pure Hydrogen Target*, Phys.Lett. **B442** (1998) 484.
5. *The Flavor Asymmetry of the Light Quark Sea from Semi-Inclusive Deep-Inelastic Scattering*, Phys.Rev.Lett. **25** (1998) 5519.
6. *Determination of the Deep Inelastic Contribution to the Generalised Gerasimov-Drell-Hearn Integral for the Proton and the Neutron*, hep-ex/9809015.
7. *Observation of a Coherence Length Effect in Exlusive ρ^0 Electroproduction*, hep-ex/9811011.

[HERMES 98a] HERMES–CAD, mit freundlicher Unterstützung von Hans-Jürgen Plett, 1998.

[Hor 93] R. Horisberger *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A326** (1993) 92.

[Iba 95] H. Ibach und H. Lüth: *Festkörperphysik*, 4. Auflage, Springer Verlag, Berlin 1995.

[Jac 75] J.D. Jackson: *Classical Electrodynamics*, 2nd edition, John Wiley & Sons, New York 1975.

[Kit 91] C. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*, 9.Auflage, Oldenbourg Verlag, München 1991.

[Lan 44] L. Landau, J.Phys.(USSR) **8** (1944) 201.

[Leo 94] W.R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particles Physics Experiments*, 2nd revised edition, Springer Verlag, New York 1994.

[Lin 61] J. Lindhard, M. Scharff, Phys.Rev. **124** (1961) 128.

[Mel 96] W. Melnitchouk, A.W. Thomas, Phys.Lett. **B377** (1996) 11.

[Pov 93] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche: *Teilchen und Kerne*, 4. Auflage, Springer Verlag, Berlin 1997.

[Ros 52] B. Rossi: *High Energy Particles*, Prentice-Hall, New York 1952

[Sim 96] J. Simon, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996

[Sco 63] W.T. Scott, Rev.Mod.Phys. **35** (1963) 231.

[Sey 98] D. Seyboth, private Mitteilung, 1998

[Sok 64] A.A. Sokolov and I.M. Ternov, Sov.Phys.Doklady **8** (1964) 1203.

[Ste 98] J.J.M. Steijger: *Noise from Erlangen. Analysis of data on the silicon test-detector with emphasis on the noise performance*, NIKHEF, Amsterdam 1998.

[Sym 48] K.R. Symon, Ph.D. Thesis, Harvard University, 1948.

[Tay 88] J.R. Taylor: *Fehleranalyse: Eine Einführung in die Untersuchung von Unsicherheiten in physikalischen Messungen*, VCH Weinheim 1988.

Danksagung

Zuerst bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Klaus Rith für die Vergabe dieses so vielschichtigen Themas und den damit verbundenen Aufenthalt in Hamburg. Ich habe dort viel gelernt, und eines der wichtigsten Dinge war, daß es noch viel mehr zu lernen gibt!

Für die Motivationsschübe sei meinem Betreuer Klaus Fiedler gedankt.

Ein ganz großer Dank geht an Jos Steijger. Er hat diese Arbeit erst mit Inhalten gefüllt und war stets bereit, mit mir die vielen kleinen Probleme durchzugehen, die einem Neuling wie mir begegnet sind. Thanks a lot!

Als sehr wichtig hat sich besonders in der Zeit des Zusammenschreibens der Kontakt zu den Kollegen im Institut erwiesen, die ich mit vielen, kleinen, nervigen Sachen von der Arbeit abgehalten habe, so daß schon der Spruch geprägt wurde „Gute Frage — Gute fragen!“. Ein Danke also auch an Stefan Bernreuther, Peter Budz, Manfred Ferstl, Carsten Großhauser, Andreas Gute, Peter Hanich, Norbert Koch, Daniel Körner, Stefan Lorenz, Wolfgang Nagengast, Alexander Naß, Frank Schmidt, Christoph Weiskopf und Jürgen Wilbert. Und selbstverständlich auch an Frau Löhner, die bei allen Formalitäten stets eine große Hilfe war.

Herrn Prof. Dr. Erhard Steffens danke ich für seine stete Hilfsbereitschaft (selbst am Sonntagabend).

Danken möchte ich auch allen, die an dem Gelingen der Erlanger Strahlzeit beteiligt waren. For the successful beam time in Erlangen I would like to thank Klaus Fiedler, Bastiaan Geelhoed, Peter Hoffmann-Rothe, Erwin Kok, Natalia Kruszynska, Jos Steijger, Jan Visser, Sascha Vassiliev, Sergei and Nikolai.
Und nicht zu vergessen die Tandemoperateure und die mechanische Werkstatt für die gute Zusammenarbeit.
Von der Siliziumgruppe bisher noch nicht erwähnt ist Gerard van der Steenhoven, an den an dieser Stelle auch ein herzliches Dankeschön geht.

Ein herzliches Danke auch für die freundliche Aufnahme in Hamburg. Unter den vielen seien hier nur Marc Beckmann, Maurice Bouwhuis, Antje Bruell, Pam Chumney, Marc-Andre Funk, Wolfgang Lachnit, Falk Meisner, Felix Menden, Jim Stewart und natürlich Ramona Matthes und Sabine Krohn genannt.

Ein ganz besonderer Dank geht an Erik Volk, der mir in Hamburg mit Rat und Tat in vielen, vielen Dingen geholfen hat: Software, Schichtbetrieb, Quarkphysik. Und nicht zu vergessen die Verkabelung der “silicon scintillators“ nachts um 2 Uhr.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Erlangen, den 31. Dezember 1998

Michael Wiesmann