

# **Abschätzung der Strahlungsdosis am Luminositätsdetektor des PANDA Experiments**

von

**Christian Stoll**

Bachelorarbeit in Physik  
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
am 10. Dezember 2013

1. Gutachter: Dr. Miriam Fritsch
2. Gutachter: Prof. Dr. Lutz Köpke

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den [Datum] [Unterschrift]

Christian Stoll  
Matrikelnummer - 2670541  
Institut für Kernphysik  
Johann-Joachim-Becher-Weg 45  
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz  
Chstoll@students.uni-mainz.de

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1. Das <math>\bar{\text{P}}\text{ANDA}</math>-Experiment am FAIR Beschleunigerkomplex</b>	<b>2</b>
1.1. Physikprogramm . . . . .	2
1.2. Die Beschleuniger Anlage FAIR . . . . .	3
1.3. Der Antiprotonenring HESR . . . . .	3
1.4. Der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor . . . . .	5
1.5. $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Targets . . . . .	7
<b>2. Luminositätsmessung am <math>\bar{\text{P}}\text{ANDA}</math>-Experiment</b>	<b>8</b>
2.1. Luminosität und Wirkungsquerschnitt der Proton-Antiproton-Reaktionen	8
2.2. Der Luminositätsdetektor . . . . .	10
2.3. Aufbau der Sensoren . . . . .	12
2.3.1. Halbleiterelektronik . . . . .	12
2.3.2. Der p-n-Übergang . . . . .	12
2.3.3. HV-MAPS . . . . .	13
<b>3. Strahlenschäden</b>	<b>15</b>
3.1. Versetzungsschäden und Schäden durch ionisierende Strahlung . . . .	15
3.2. Schäden durch Photonen . . . . .	19
<b>4. Simulationsstudien zur Strahlenbelastung</b>	<b>20</b>
4.1. Erzeugung der Daten . . . . .	20
4.2. Elastische- und inelastische Proton-Antiproton-Reaktion . . . . .	20
4.3. Anmerkungen zur verwendeten Geometrie . . . . .	22
<b>5. Ergebnisse der Simulationsstudien</b>	<b>24</b>
5.1. Ereignisraten . . . . .	25
5.2. Ionisierende Strahlendosis . . . . .	27
5.3. Strahlenschäden nicht ionisierender Strahlung . . . . .	29
<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>31</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>32</b>
A.1. Tabellen und Abbildungen . . . . .	32

# Einleitung

Am FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) Beschleunigerkomplex in Darmstadt entsteht das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ (AntiProton Anihilation at Darmstadt)-Experiment zur Untersuchung von Proton-Antiproton-Reaktionen. Mit dem  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor sollen unter anderem exotische Teilchen spektroskopiert werden, die Rückschlüsse auf die starke Wechselwirkung erlauben. Um absolute Größen, wie z.B. Wirkungsquerschnitte angeben zu können, müssen Messungen im Spektrometer auf die Luminosität, das heißt auf die Anzahl der Teilchenbegegnungen pro Zeit und Fläche normiert werden. Zu diesem Zweck wird ein Detektor benötigt, der die Luminosität indirekt bestimmt, über die Messung der Rate der elastischen Antiproton-Proton-Streuung unter sehr kleinen Streuwinkeln des Antiprotons. Am  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment werden hohe durchschnittliche Luminositäten von bis zu  $2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  angestrebt. Hohe Luminositäten bedeuten aber auch eine hohe Strahlenbelastung auf den Sensoren des Luminositätsdetektors.

Die vorliegende Bachelorarbeit befasst sich mit der Abschätzung der Rate der geladenen und ungeladenen Teilchen und den zu erwartenden Strahlenschäden im Luminositätsdetektor. In einem zweiten Schritt wird anhand von Simulationen die Dosis bestimmt, die auf den Sensoren des Luminositätsdetektors durch ionisierende Strahlung bei drei verschiedenen Strahlimpulsen 1.5, 8.9,  $15 \frac{\text{GeV}}{c}$  deponiert wird, und deren Auswirkung auf die Funktionsfähigkeit der Detektoren abgeschätzt. Im Anschluss wird der Anteil an Strahlenschäden bestimmt, der durch nicht-ionisierende Strahlung z.B. Neutronen verursacht wird. Zu diesem Zweck wurden mit Hilfe des DPM-Generators und des Softwarepakets PANDARoot zunächst Ereignisse der Antiproton-Proton-Wechselwirkung am Wechselwirkungspunkt simuliert und durch ein Modell des gesamten  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments propagiert. Ein Analyseprogramm wurde erstellt, um die Simulationsergebnisse wie Trefferverteilungen und Energiedepositionen auf den Sensoren in die für die Laufzeit des Experimentes zu erwartende Dosis und die daraus resultierenden Strahlungsschäden umzurechnen.

# 1. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am FAIR Beschleunigerkomplex

## 1.1. Physikprogramm

Protonen und Neutronen - zusammengenommen Nukleonen - gehören zur Familie der Hadronen, bestehen aus Quarks und sind über die starke Wechselwirkung, vermittelt durch Gluonen, gebunden. Diese Kraft eine Besonderheit, die sie von den anderen Kräften unterscheidet. Sie ist klein für Quarks, die sich in kleinem Abstand voneinander aufhalten, und wächst mit dem Abstand an, im Gegensatz zur Gravitation und elektromagnetischen Wechselwirkung, die jeweils mit wachsendem Abstand schwächer werden. Versucht man ein Quark-Antiquark-Paar zu trennen, so wächst die Energie des Gluonenfeldes solange, bis ein neues Quark-Antiquark Paar erzeugt werden kann. Es ist nicht möglich, isolierte Quarks zu erzeugen, stattdessen erhält man zwei neue Quark-Antiquark Paare. Dieses Phänomen nennt man "confinement". Confinement möchte man nicht nur phänomenologisch sondern auch quantitativ, aus der Theorie der starken Wechselwirkung, verstehen.

Auch der Ursprung der Masse von Hadronen, d.h. der Teilchen die aus Quarks bestehen ist noch ungeklärt. In den Nukleonen kann weniger als 2% der Masse durch die 3 Valenzquarks, aus denen es besteht, erklärt werden. Offensichtlich resultiert ein Großteil der Nukleonenmasse aus der kinetischen Energie und der Wechselwirkung zwischen den eingeschlossenen Quarks.

Ziel der  $\overline{\text{PANDA}}$ -Kollaboration ist es deshalb einen universellen Detektor für die Untersuchungen der starken Wechselwirkung zu bauen und damit speziell folgende Forschungsfelder zu erschließen.

- **Hadronen Spektroskopie:** Suche nach exotischen Teilchen und Messung der Eigenschaften von Hadronen. Zum Beispiel gluonische Anregungen, Charmonium-Spektroskopie, D-Meson-Spektroskopie und Baryonen-Spektroskopie.
- **Struktur von Nukleonen:** Untersuchungen im Feld der Generalized Parton Distributions (GPDs) und Messung des Form-Faktors für Protonen.
- **Hadronen in Materie:** Untersuchung von Effekten auf Hadronen durch Wechselwirkung mit Materie.
- **Hyperkerne:** Ersetzt man in einem Nukleon eines Kernes ein up- oder down-Quark mit einem strange-Quark, so erhält man einen Hyperkern mit einem zusätzlichen strangeness Freiheitsgrad. Hier soll das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment neue Erkenntnisse zu ihren Eigenschaften liefern.

## 1. Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment am FAIR Beschleunigerkomplex

Um diese Ziele zu erreichen benötigt man Antiprotonenstrahlen hoher Intensität und Präzision im Impulsbereich von  $1.5$  und  $15 \frac{\text{GeV}}{c}$ .

Etlliche der hier vorgestellten Messungen benötigen zur Normierung der Wirkungsquerschnitte die absolute oder relative Luminosität, deshalb ist eine genaue Messung der Luminosität unabdingbar ist.

### 1.2. Die Beschleuniger Anlage FAIR

Ein zentraler Teil von FAIR (Abbildung 1.1) ist ein Synchrotron-Komplex, der gepulste Ionenstrahlen bereitstellt. Für die Erzeugung des Antiprotonenstrahls werden zuerst mit Hilfe eines Linearbeschleunigers (p-LINAC) Protonen auf  $50 \frac{\text{MeV}}{c}$  beschleunigt und anschließend in die Schwerionensynchrotrons SIS 18 und SIS 100 geleitet, wo die Protonen auf  $29 \frac{\text{GeV}}{c}$  beschleunigt werden. Der Strahl wird anschließend auf ein Iridium-Target gelenkt, wo durch Wechselwirkung verschiedenste Teilchen, unter anderem Antiprotonen entstehen, die im Collector Ring (CR) gesammelt und in den HESR (High Energy Storage Ring) geleitet werden [2]. Im HESR befindet sich, auf einem der geraden Teilstücke, der  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor.

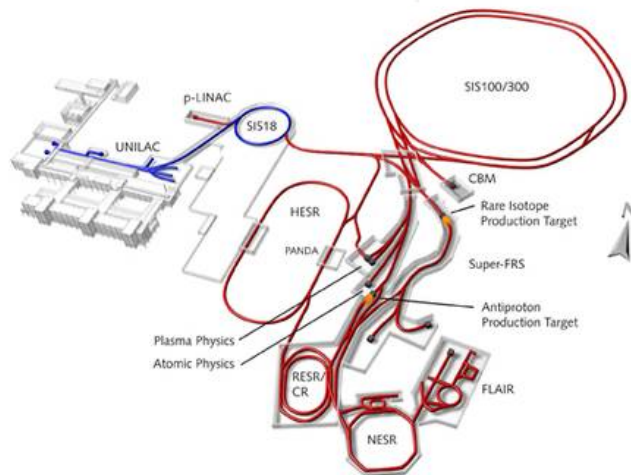


Abbildung 1.1.: Überblick über die geplante FAIR Anlage. Die bereits existierenden Beschleuniger werden als Injektoren genutzt. Neue Beschleuniger und Speicherringe sind rot markiert. [3]

### 1.3. Der Antiprotonenring HESR

Der HESR ist darauf ausgelegt, das  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment mit Antiprotonenstrahlen hoher Intensität und hoher Qualität zu versorgen. Das HESR ist als rennbahnförmiger

## 1. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am FAIR Beschleunigerkomplex

Ring angelegt mit zwei  $180^\circ$  Bögen und zwei  $155\text{m}$  langen geraden Teilstücken und einem Gesamtdurchmesser von  $575\text{m}$ . Eines dieser geraden Teilstücke ist für den  $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor vorgesehen. Der HESR wird Antiprotonen im Impulsbereich von  $1,5 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $15 \frac{\text{GeV}}{c}$  zur Verfügung stellen. Je nach Anforderung des Experimentes wird der Beschleuniger in zwei verschiedenen Modi betrieben werden. Die wichtigsten Parameter hierfür sind in Tabelle 1.1 zusammengestellt. Im “High Resolution” Modus wird in einem Impulsbereich von  $1.5$  bis  $9 \frac{\text{GeV}}{c}$  gemessen, um eine relative Impulsauflösung  $\frac{\Delta p}{p}$  von unter  $4 \cdot 10^{-5}$ , bei etwa  $10^{10}$  Antiprotonen im Ring, zu erreichen. Im “High Luminosity” Modus soll eine maximale Luminosität von  $2 \cdot 10^{32} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ , bei  $10^{11}$  Antiprotonen im Ring, im vollen Impulsbereich bis  $15 \frac{\text{GeV}}{c}$  erreicht werden.

<b>Beschleunigerspezifikationen</b>		
Ionenspezies	Antiprotonen	
$\overline{p}$ -Produktionsrate	$2 \cdot 10^7$ pro Sekunde	
Teilchenimpuls	$1,5 \frac{\text{GeV}}{c}$ bis $15 \frac{\text{GeV}}{c}$	
Anzahl der Teilchen	$10^{10}$ bis $10^{11}$	
<b>Betriebsmodi</b>		
Parameter	High Resolution (HR)	High Luminosity (HL)
Maximale Luminosität $\overline{p}$ im Ring	$2 \cdot 10^{31} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ $10^{10}$	$2 \cdot 10^{32} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ $10^{11}$
Target-Dichte $\rho_{\text{Target}}$	$4 \cdot 10^{15}$ Atome pro $\text{cm}^2$	$4 \cdot 10^{15}$ Atome pro $\text{cm}^2$
Impulsauflösung $\frac{\Delta p}{p}$	$\leq 4 \cdot 10^{-5}$	$\sim 4 \cdot 10^{-4}$
Strahlimpulsbereich	$1.5$ bis $8.9 \frac{\text{GeV}}{c}$	$1.5$ bis $15 \frac{\text{GeV}}{c}$

Tabelle 1.1.: Beschleunigerspezifikationen und Betriebsmodi des HESR [3].

Um vor allem eine sehr gute Impulsauflösung des Strahls zu erreichen, ist eine sehr starke Phasenraumkühlung nötig. Für den HESR ist hierfür stochastische Kühlung und Elektronenkühlung vorgesehen.

Die Luminosität ist im Verlauf eines Experiments keine Konstante. Während die Dichte des Targets in guter Näherung konstant gehalten werden kann, nimmt die Anzahl der Antiprotonen im Speicherring mit der Zeit, seit der letzten Ringfüllung, ab. Die rote Kurve in Abbildung 1.2 zeigt den Verlauf der Luminosität während eines Messzyklus. Die grün gepunktete Linie zeigt dabei den Fall, bei dem die Dichte des Targets im selben Maße gesteigert wird, wie die Anzahl der Antiprotonen im Speicherring sinkt. Mit Peak-Luminosität ist dabei die maximale Luminosität, die zu Beginn des Experiments zu erwarten ist, gekennzeichnet.

Aus [3] kann man die in Tabelle 1.3 dargestellten Daten für die erwartete maximale Luminosität und die Durchschnittsluminosität während eines Experiments im High Luminosity mode entnehmen. Für die Durchschnitts- und die Peak-Luminosität lassen

## 1. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am FAIR Beschleunigerkomplex

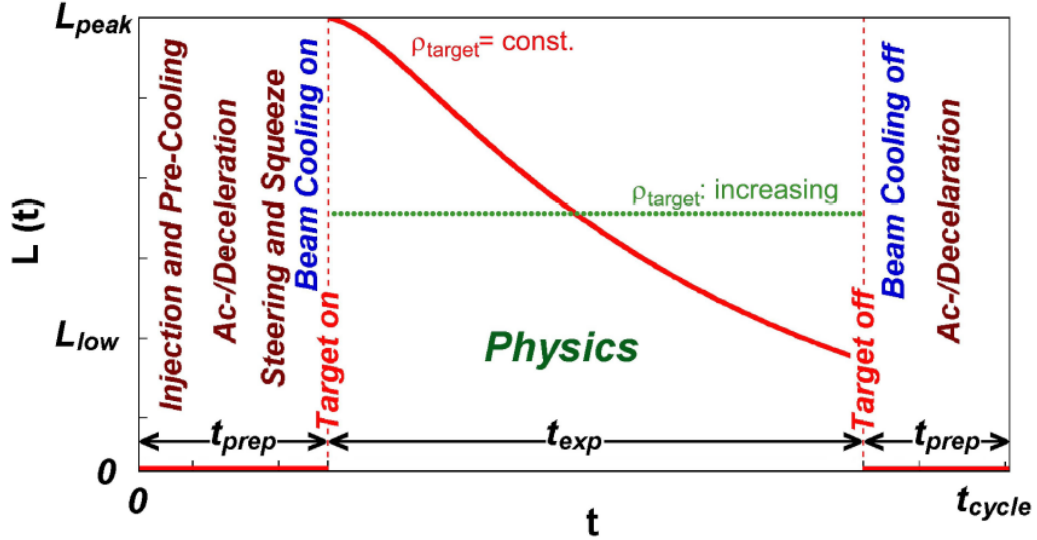


Abbildung 1.2.: Verlauf der Luminosität während eines Messzyklus [3].

sich im High-Luminosity-Modus für Strahlimpulse von  $1.5$  und  $15 \frac{\text{GeV}}{c}$  die in Tabelle 1.2 angegebenen Werte erreichen [3].

Antiprotonen Impuls $[\frac{\text{GeV}}{c}]$	$\mathcal{L}_{avg.} [\frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}]$	$\mathcal{L}_{peak} [\frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}]$
1.5	$0.54 \cdot 10^{32}$	$2 \cdot 10^{32}$
15.0	$1.8 \cdot 10^{32}$	$3.78 \cdot 10^{32}$

Tabelle 1.2.: Werte der durchschnittlichen und der maximalen Luminosität nach [3].

### 1.4. Der $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor

Ziel des  $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors ist, dass für die zu untersuchenden Prozesse möglichst eine Akzeptanz des vollen Phasenraums erreicht wird. Im nahezu gesamten Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt müssen die Teilchenspuren und neutralen Teilchen sehr präzise vermessen werden. Außerdem muss das Detektorsystem in der Lage sein, hohe Teilchenraten zu verarbeiten, was hohe Anforderungen an das Auslese- und Ereignisauswahlsystem stellt.

Um die Teilchenspuren und neutralen Teilchen aller für die Physik interessanter Ereignisse sehr präzise zu vermessen, d.h. sowohl die Orts- als auch die Impulsinformation zu rekonstruieren, wird der Detektor aus zwei Teilen bestehen: Dem Targetspektrometer, welches auf einem supraleitenden,  $2T$  starken Solenoid-Magneten basiert, der den

## 1. Das $\bar{P}$ ANDA-Experiment am FAIR Beschleunigerkomplex

Wechselwirkungspunkt umschließt und hauptsächlich für die Messung von Teilchenspuren mit großen Polarwinkeln benötigt wird, und dem Vorwärtsspektrometer, welches mit Hilfe eines normal leitenden Dipol-Magneten hauptsächlich Teilchenspuren unter kleinen Polarwinkeln vermessen kann.

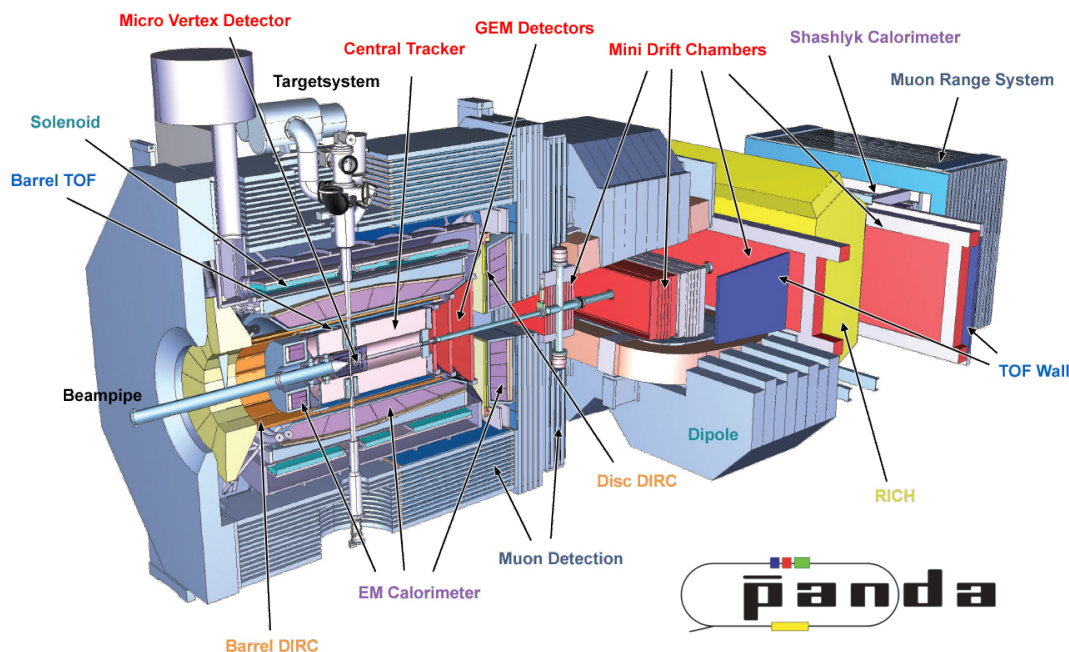


Abbildung 1.3.: Der  $\bar{P}$ ANDA-Detektor [1].

In Abbildung 1.3 ist ein Schnitt durch den  $\bar{P}$ ANDA-Detektor dargestellt. Die innerste Schicht besteht aus einem Micro-Vertex-Detektor (MVD) zur Vertexmessung mit hoher Ortsauflösung und besteht aus Streifen und Pixelsensoren. Um den MVD ist der Straw Tube Tracker (STT) angeordnet mit hoher Raumbelugung und geringer Dichte. Beide Detektorkomponenten dienen zum Nachweis der Teilchenspuren geladener Teilchen. Alle Teilchen die unter kleineren Winkeln nach vorne gestreut werden, werden vom Gas Electron Multiplier (GEM) nachgewiesen. Danach folgt das Elektromagnetische Kalorimeter (EMC), das aus 11360 anorganischen Szintillationskristallen ( $PbWO_4$ ) besteht. Die Kristalle werden für die Energiemessung benötigt und erreichen eine Energieauflösung für Photonen von besser als 2% bei  $1\text{GeV}$ . Der DIRC und Disc-DIRC (Detection of internally Reflected Cherenkov radiation) im TS und unter kleinen Winkeln im FS der RICH (Ring Imaging Cherenkov Counter) dienen zur Teilchenidentifikation geladener Spuren. Weiterhin gibt es ein Myon Detektor System zum Nachweis von Teilchenspuren als Myonen. Flugzeitmesssysteme (Time of Flight TOF) stellen eine besonders gute Zeitauflösung von unter  $100\text{ps}$  zur Verfügung und erlauben aufgrund der sehr präzisen Zeitmessung eine Sortierung der Spuren zu entsprechenden Ereignissen. Als letzte Detektorkomponente, 11 Meter hinter dem Wechselwirkungs-

## 1. Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment am FAIR Beschleunigerkomplex

punkt befindet sich der Luminositätsdetektor, der im folgenden Kapitel beschrieben wird [3].

### 1.5. $\overline{\text{PANDA}}$ -Targets

Um die erwünschte Luminosität im High-Luminosity-Modus zu erreichen, ist eine Dichte des Targets von bis zu  $4 \cdot 10^{15}$  Wasserstoff-Atomen pro Quadratcentimeter, notwendig. Im Moment werden zwei verschiedene Lösungen erarbeitet ein Cluster-Jet- und ein Pellet-Target.

#### Cluster Jet Target

Das Cluster-Jet-Target stellt eine homogene und adjustierbare Targetdichte zur Verfügung, ohne zeitliche Struktur. Das bedeutet, dass bei optimalen Strahlparametern die höchste Luminosität erreicht werden kann. Dabei ist die Unsicherheit des Wechselwirkungspunktes in der Ebene senkrecht zur Strahlachse nur vom Fokus des Strahls abhängig. Ein inhärenter Nachteil der Cluster-Jet-Targets ist die laterale Verteilung des Cluster-Jets, der entlang der Strahlachse zu einer Unsicherheit des Wechselwirkungspunktes um einige Millimeter führt. In einem Prototyp konnte bereits eine Targetdichte von  $1.5 \cdot 10^{15}$  Wasserstoff-Atomen pro Quadratcentimeter erreicht werden. Dieser Wert liegt bereits sehr nahe am gewünschten Maximum und ist Gegenstand aktueller Entwicklung [3].

#### Hydrogen Pellet Target

Ein Pellet-Target stellt einen Strom von gefrorenen Molekül-Tröpfchen bereit, Pellets genannt, die mit einer festen Frequenz aus einer Düse ins Vakuum eintreten. Durch die Benutzung eines Pellet-Targets erhält man Zugang zu hohen effektiven Targetdichten. Im Vergleich zu einem Cluster-Jet-Target hat ein Pellet-Target den entscheidenden Nachteil, dass das Target nur tröpfchenweise vorhanden ist, was zu einer hohen Variation der Luminosität führt. Die maximal erreichbare durchschnittliche Luminosität ist außerdem sehr empfindlich auf die Position der Pellets in Bezug auf die Strahlachse [3].

Beide Targets haben Vor- und Nachteile, die je nach Fragestellung gegeneinander abgewogen werden müssen, ob die exakte Kenntnis des Wechselwirkungspunktes oder eine hohe Luminosität benötigt wird.

## 2. Luminositätsmessung am $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment

### 2.1. Luminosität und Wirkungsquerschnitt der Proton-Antiproton-Reaktionen

Bei Beschleunigerexperimente ist die Luminosität ein Maß für die Anzahl der Teilchenzusammenstöße, die zu einer physikalischen Reaktion führen können. Bei einem Experiment mit stationärem Target ist die Luminosität gegeben durch das Produkt aus Teilchenfluss  $\Phi$  (Strahlteilchen pro Zeiteinheit) und der Belegung des Targets  $n_t$  (Target-Atome pro Fläche).

$$\mathcal{L} = \Phi \cdot n_t$$

Möchte man den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  einer Teilchenreaktion bestimmen, misst man die Ereignisrate  $N$  und normiert diese auf die Luminosität  $L$ . Denn es gilt:

$$\sigma = \frac{N}{L} \quad (2.1)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  ergibt sich aus dem Quotienten aus der Gesamtzahl der Ereignisse  $N$  und der zeitintegrierten Luminosität  $L$ .

$$\sigma_{tot} = \int \frac{\dot{N}}{\mathcal{L}} dt = \frac{N}{L} \quad (2.2)$$

Der Wirkungsquerschnitt für Proton-Antiproton-Reaktionen in Abhängigkeit des Strahlimpulses ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Dabei sieht man, dass der elastische Anteil für steigende Strahlimpulse abfällt. Dabei ist barn die für Wirkungsquerschnitte gebräuchliche Einheit und  $1\text{barn}$  entspricht  $10^{-24}\text{cm}^2$ .

Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  setzt sich aus dem elastischen und dem inelastischen Anteil zusammen.

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el.} + \sigma_{inel.} \quad (2.3)$$

Dabei liegt der elastische Anteil im Impulsbereich des  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experimentes zwischen  $40\text{mbarn}$  bei  $1.5\frac{\text{GeV}}{c}$  und  $9\text{mbarn}$  bei  $15\frac{\text{GeV}}{c}$ .

Betrachtet man den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Antiproton-Streuung in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag  $t$  so kann man folgende Parametrisierung finden [2]

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{el.} = \frac{d\sigma_{coul}}{dt} + \frac{d\sigma_{had}}{dt} + \frac{d\sigma_{int}}{dt} \quad (2.4)$$

## 2. Luminositätsmessung am $\bar{P}$ ANDA-Experiment

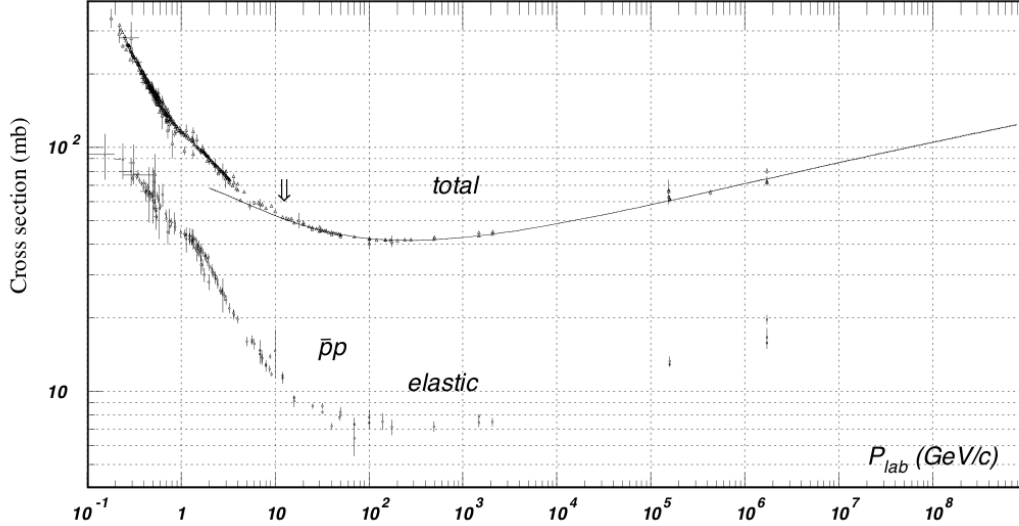


Abbildung 2.1.: Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt der Proton-Antiproton-Reaktion in Abhängigkeit des Strahlimpulses der Antiprotonen [2].

Die einzelnen Summanden beschreiben die Unterteilung in einen Coulomb-, einen hadronischen- und einen Interferenzanteil. In Abbildung 2.2 ist der Einfluss des Coulomb- bzw. des hadronischen Anteils auf den totalen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Viererimpulsübertrages  $t$  dargestellt. Man erkennt, dass der Coulomb-Anteil der Streuung für kleine Werte von  $t$  der dominierende Beitrag ist.

Der Impulsübertrag  $t$  des Antiprotons hängt wie folgt vom Streuwinkel  $\theta$  ab:

$$|t| = |p_{\bar{p}} - p'_{\bar{p}}| = 2 \cdot p \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

Für kleine  $t$  folgt direkt, dass man unter kleinen Streuwinkeln  $\theta$  suchen muss, möchte man Teilchen finden, die vorwiegend durch den Coulomb-Anteil gestreut wurden. Dieser Bereich kleiner Streuwinkel hat den Vorteil, dass der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung hier exakt berechnet werden kann und damit eine Ungenauigkeit von Seiten des Modells oder von Messdaten wie im Falle des hadronischen Anteil, minimiert werden kann.

Der Luminositätsdetektor wird etwa 11m hinter dem Wechselwirkungspunkt liegen und einen Polarwinkelbereich von  $3 - 8\text{mrad}$  abdecken und damit vorwiegend solche Antiprotonen zur Luminositätsbestimmung nutzen, die durch den Coulombanteil elastisch gestreut wurden. Antiprotonen mit einem Streuwinkel kleiner als  $3\text{mrad}$  können wieder in den Primärstrahl integriert werden. Antiprotonen die einen Streuwinkel von über  $8\text{mrad}$  aufweisen, werden aus dem Strahlrohr bzw. in das Vorwärtsspektrometer gestreut und können somit nicht ungehindert den Luminositätsdetektor erreichen [2].

## 2. Luminositätsmessung am $\bar{P}ANDA$ -Experiment

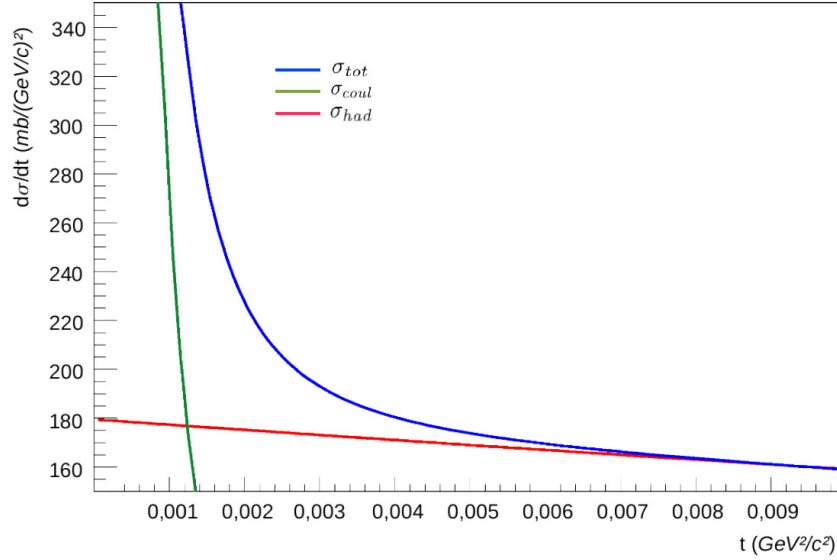


Abbildung 2.2.: Coulomb- und hadronischer Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit des Impulsübertrages  $t$  bei  $6.9 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls [2].

## 2.2. Der Luminositätsdetektor

Der Luminositätsdetektor besteht aus 4 Ebenen auf denen die Spurdetektoren aufgebracht sind. Diese sind an Verfahrenseinheiten befestigt, um die obere und untere Hemisphäre des Detektors aus dem Strahlbereich raus- und wieder rein fahren zu können. In der Mitte ist das Stahlrohr zu sehen, in dem der primäre Antiprotonenstrahl geführt wird. Gelb dargestellt in Abbildung 2.3 ist der Bereich, in dem das Strahlvakuum vom Vakuum des Luminositätsdetektor nur mittels einer  $10\mu m$  dicken aluminiumbeschichteten Mylarfolie getrennt wird. Diese dünne Folie isoliert die elektromagnetischen Streufelder des Strahls, lässt gestreute Teilchen jedoch passieren. Die vorderste Messebene ist  $20cm$  von der zweiten entfernt, während zwischen 2. und 3. Ebene bzw. zwischen 3. und 4. Ebene nur  $10cm$  liegen. Der gesamte Luminositätsdetektor befindet sich in einer Box im Vakuum um Effekte von Vielfachstreuung in Luft zu minimieren. In Abbildung 2.4 ist eine Halbebene mit integrierter Flüssigkeitskühlung dargestellt. Jede Halbebene besteht aus einer Aluminium-Halterung, in die jeweils 5  $200\mu m$  dicken CVD<sup>1</sup> Diamant Scheiben eingespannt sind, die als tragende Elemente für die Sensoren dienen und diese gleichzeitig kühlen. Auf jeder Seite der Diamant-Scheiben werden jeweils 5  $50\mu m$  dicke HV-MAPS (High Voltage - Monolithic Active Pixel Sensors) aufgeklebt. Dabei sind die HV-MAPS auf der Vorderseite spiegelverkehrt zur Rückseite angeordnet, um eine möglichst große Akzeptanz zu erreichen. Die einzelnen Sensoren

<sup>1</sup>Chemical Vapor Deposition - ein Verfahren zur Herstellung industrieller Diamanten

## 2. Luminositätsmessung am $\bar{P}$ ANDA-Experiment

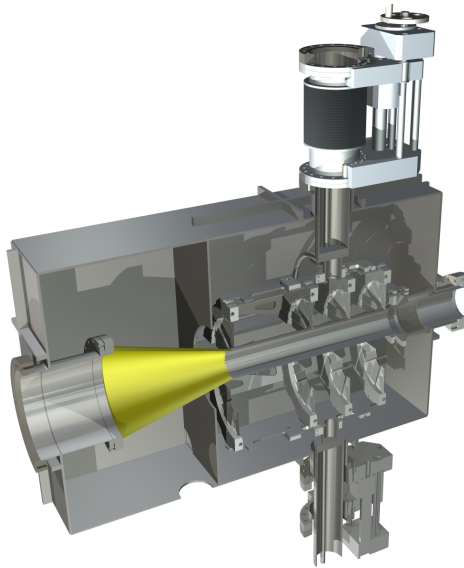


Abbildung 2.3.: Schnitt durch den Luminositätsdetektor. Zu sehen sind die 4 Mes-  
seebenen mit der Verfahrmechanik [7].

sind je  $20 \times 20 \text{mm}^2$  groß und werden in einer 2er und einer 3er Gruppe angeordnet.  
(Abbildung 2.5)

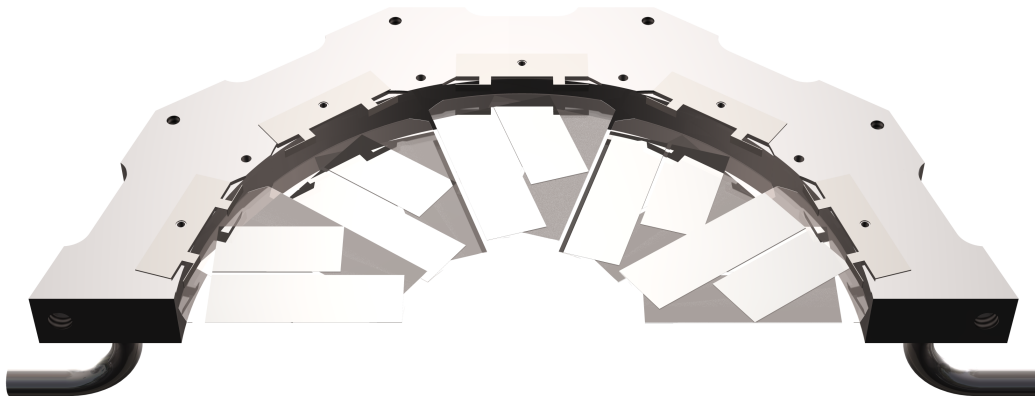


Abbildung 2.4.: Darstellung einer Halbebene im Luminositätsdetektor. Rechts und  
links ist der Zulauf bzw. Ablauf für die integrierte Flüssigkeitskühlung  
[7].

Um Strahlungsschäden an den Sensoren zu verstehen, wird im Folgenden genauer auf

## 2. Luminositätsmessung am $\bar{P}$ ANDA-Experiment

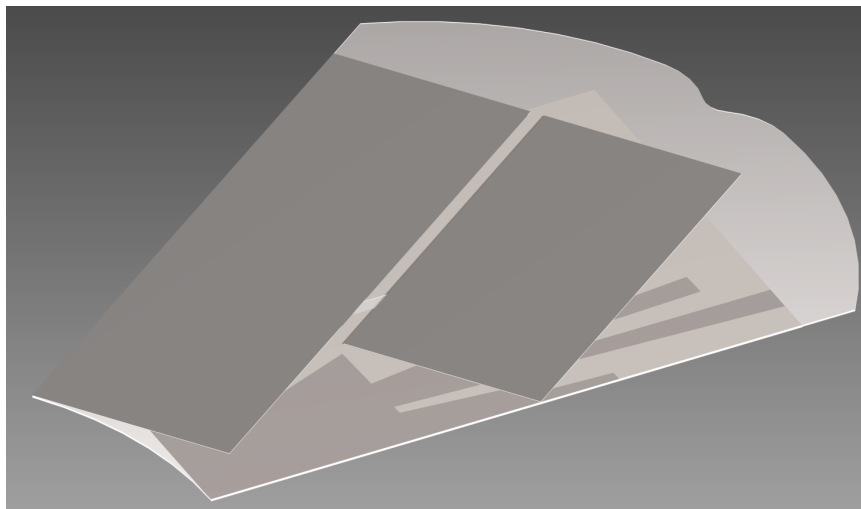


Abbildung 2.5.: Illustration eines Moduls aus CVD Diamant mit aufgeklebten HV-MAPS auf Vorder- und Rückseite [7].

die Funktionsweise der HV-MAPS eingegangen.

### 2.3. Aufbau der Sensoren

#### 2.3.1. Halbleiterelektronik

Halbleiter sind Kristalle aus Elementen der vierten Hauptgruppe, in unserem Fall Silizium. Betrachtet man das Potential eines einzelnen Atoms in diesem Kristallgitter, so findet man ein typisches Coulombpotential in welchem verschiedene Energieniveaus besetzt sind. Betrachtet man nun mehrere Atome, die in einem Gitter verbunden sind, so kann man eine Überlappung der Ein-Atom-Potentiale beobachten. Es bildet sich eine sogenannte Bandstruktur aus, bei der benachbarte Energieniveaus im Einzelpotential mit ihren Nachbarn verbunden sind. Dabei ist das Valenzband das letzte noch besetzte Band in Halbleitern. In Abbildung 2.6 ist die Bandstruktur für Leiter, Halbleiter und Nichtleiter gezeigt. Das Valenzband ist bei einer Temperatur von  $0K$  vollständig besetzt. Durch die Bandlücke wird es vom sogenannten Leitungsband getrennt, welches den Ladungstransport im Kristall ermöglicht.

#### 2.3.2. Der p-n-Übergang

Durch das Dotieren eines Silizium-Halbleiters mit Fremdatomen der III. und V. Hauptgruppe entstehen p- bzw. n-dotierte Halbleiter. Im Siliziumkristall ist jedes der 4 Valenzelektronen ein Bindungselektron. Ersetzt man nun ein Siliziumatom durch ein Phosphoratom, welches 5 Valenzelektronen besitzt, so bleibt ein Valenzelektron (quasi) frei beweglich. Ersetzt man das Silizium jedoch z.B. durch ein Boratom, welches

## 2. Luminositätsmessung am $\bar{P}ANDA$ -Experiment

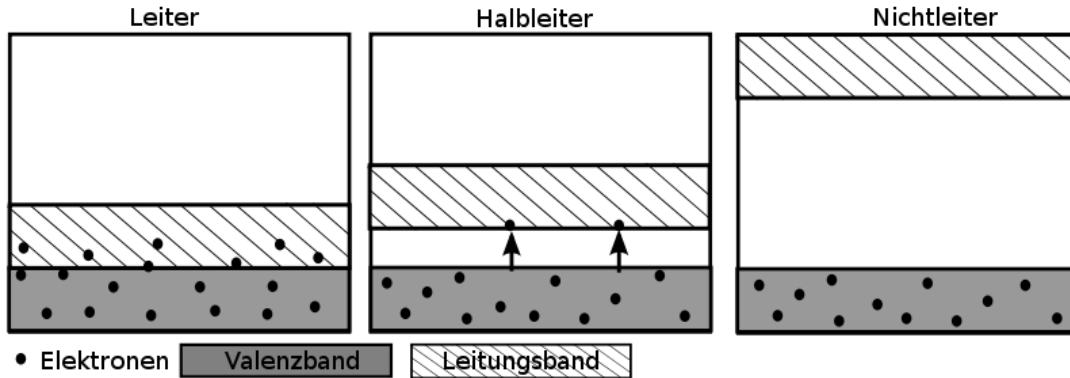


Abbildung 2.6.: Darstellung der Bandstruktur bei Metallen (Leiter), Halbleitern und Isolatoren (Nichtleiter) [11].

nur 3 Valenzelektronen besitzt, so bildet sich ein sogenanntes Loch oder Defektelektron aus. Ein Loch ist damit ein fehlendes Bindungselektron und beim Anlegen einer Spannung verhält sich dieses Loch wie ein frei beweglicher positiver Ladungsträger. Die Bewegung wird dabei von Elektronen, die ihren Platz verlassen, um in das Loch zu wandern, und dabei eine neues Loch hinterlassen, durchgeführt.

Dotierte Halbleiter sind im Grundzustand stets neutral. Bringt man jedoch ein n-dotiertes und ein p-dotiertes Material zusammen, so wandern die jeweils überschüssigen Ladungsträger aus der p- bzw. n-dotierten Zone in die andere und rekombinieren dort. Die vormals neutrale, p-dotierte Seite der Grenzfläche hat nun mit den Elektronen rekombiniert und ist dadurch negativ geladen. Die vormals neutrale, n-dotierte Seite der Grenzfläche hat nun einen Überschuss an Löchern und ist damit positiv geladen. Es bildet sich ein elektrisches Feld aus, solange bis der Drift im elektrischen Feld die Diffusion der überschüssigen Ladungsträger gerade ausgleicht. Zwischen p- und n-dotierter Seite ist eine Zone ohne freie Ladungsträger entstanden, die sogenannte Verarmungszone. Der entstandene p-n-Übergang (Abbildung 2.7) ist eine Diode. Verbindet man den Plus-Pol mit der p-dotierten Seite und den Minus-Pol mit der n-dotierten Seite, so wird die Verarmungszone vergrößert und es fließt nur ein sehr geringer Strom, der sogenannte Dunkelstrom.

### 2.3.3. HV-MAPS

Im Luminositätsdetektor werden zum Nachweis der geladenen Teilchen HV-MAPS (High Voltage - Monolithic Active Pixel Sensors) verwendet. Dort befindet sich ein n-dotiertes Material in einem p-dotierten Substrat. Zwischen p-Substrat und n-dotierter Schicht bildet sich eine Verarmungszone. Dringt ein geladenes Teilchen von außen in diese Verarmungszone ein, so werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die aufgrund des anliegenden elektrischen Feldes auseinander driften. Aufgrund der hohen verwendeten Spannung ( $\approx 100V$ ) und der schmalen Verarmungszone ( $\approx 14\mu m$ ) wird die entstan-

2. Luminositätsmessung am  $\bar{P}$ ANDA-Experiment

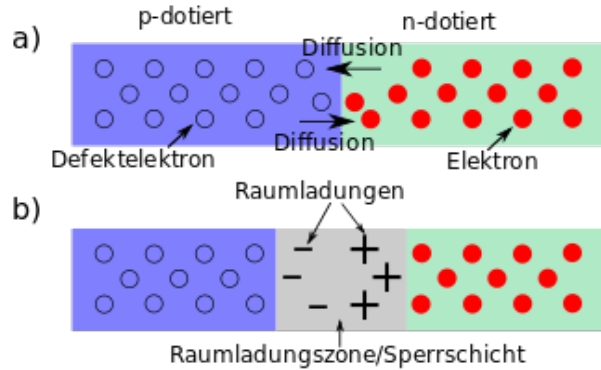


Abbildung 2.7.: Darstellung der Situation am p-n-Übergang direkt nach dem zusammenführen und nach Ausbildung der Verarmungszone (Sperrschicht) [10].

dene Ladung ( $\approx 1080$  Elektron-Loch-Paare) sehr schnell gesammelt und erzeugt ein elektrisches Signal das die Ausleseelektronik registriert [4].

In Abbildung 2.8 ist eine Darstellung des “Smart Diode Array” gezeigt. Mit “Depleted” ist dabei die Verarmungszone gekennzeichnet. Dabei gehören NMOS und PMOS zur Signal verarbeitenden Elektronik. Das Besondere an den HV-MAPS ist die integrierte Ausleseelektronik in den Pixeln und die logische Weiterverarbeitung der Signale auf dem Sensorchip. Die Pixelgröße ist  $80 \times 80 \mu\text{m}^2$ .

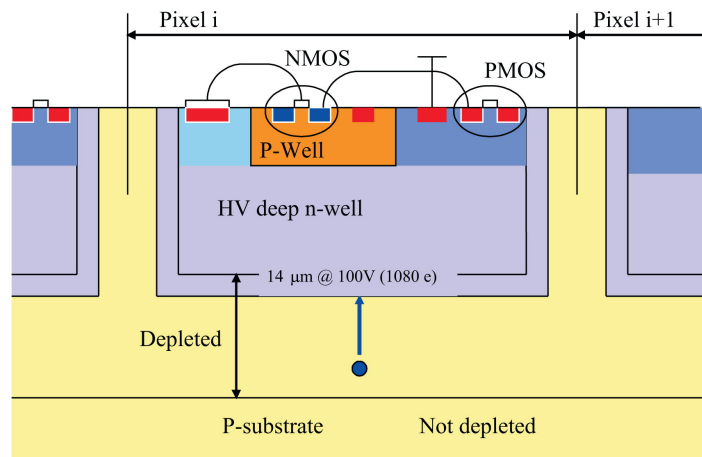


Abbildung 2.8.: Seitenschnitt eines HV-MAPS Pixels. Das “Smart Diode Array” besteht aus einem unter Sperrspannung betriebenen sensitiven p-n-Übergang in welchem die Ausleseelektronik integriert ist [4].

## 3. Strahlenschäden

### 3.1. Versetzungsschäden und Schäden durch ionisierende Strahlung

Halbleiterelektronik in Detektoren ist immer Strahlung ausgesetzt, die die effektive Lebenszeit und Leistung der Elektronik beeinträchtigt. Zu unterscheiden sind hierbei Schäden, die durch die Versetzung von Atomen entstehen (engl. displacement damage), und solche, die durch die Ionisierung der Atome bzw. durch Verschiebung der Ladung in den Atomen entstehen (engl. ionization damage).

- **Versetzungsschäden:** Einfallende Teilchen, die die Anordnung der Atome auf ihren Gitterplätzen verändern, erzeugen Versetzungsschäden. Meist werden dadurch die elektronischen Eigenschaften der betroffenen Detektormaterialien verändert.
- **Schäden durch Ionisation:** Energie, die von ionisierender Strahlung absorbiert wird, löst eine Ladungsverschiebung der Ladungsträger im Isolatormaterial aus (meist  $SiO_2$ ), die dann an andere Orte im Detektormaterial driften oder diffundieren kann und dort eingefangen wird. Diese gefangenen Ladungen erzeugen unerwünschte Ladungskonzentrationen und als Folge davon elektrische Felder.

Beide Arten von Strahlenschäden wirken gleichermaßen auf Detektoren ein. Die meisten Systeme sind anfällig für beide Arten [5]. Unabhängig von der Art der Strahlung hängt der durch Ionisationseffekte verursachte Schaden nur vom Energieverlust der Teilchen im Material ab. Dieser kann für Hadronen durch die Bethe-Formel beschrieben werden:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.1)$$

wobei:

- $\beta = \frac{v}{c}$
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
- $Z, A$  = Kernladungszahl und Massezahl des Materials
- $N_A$  = Avogadrokonstante
- $z$  = Ladungszahl des Teilchens

### 3. Strahlenschäden

- $r_e$  = Klassischer Elektronenradius ( $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2}$ )
- $m_e$  = Ruhemasse des Elektrons
- $I$  = mittleres Anregungspotential des Materials
- $\delta$  = Korrektur für den Dichteeffekt

Die Formel beschreibt näherungsweise den Energieverlust pro Wegstrecke von schnellen Teilchen in Materie, die mit den Hüllenelektronen des Targetmaterials wechselwirken. Dies führt zu Anregungen bzw. Ionisation der Atome.

Für Elektronen findet man eine ähnliche Formel (Bethe-Formel für Elektronen):

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{\gamma m_e c^2}{2I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta^*}{2} \right] \quad (3.2)$$

wobei hier  $\delta^*$  eine Korrektur für den Dichteeffekt ist, die sich von der hadronischen Korrektur unterscheidet.

Im Gegensatz dazu hängt der Schaden bei Versetzungen im Gitter vom Anteil des nicht ionisierenden Impulsübertrages ab, z.B. bei Stößen mit den Gitteratomen des Materials [5]. Die Energieschwelle, ab der Versetzungsschäden auftreten, liegt bei  $\approx 25eV$ . Dies ist die Energie, die benötigt wird, um ein Silizium Atom aus seinem Gitterplatz zu entfernen. Das entstandene Paar, bestehend aus einem Siliziumatom auf einem Zwischengitterplatz und einer Fehlstelle, wird auch als Frenkel-Paar bezeichnet. Ein Neutron bräuchte eine Energie von  $\approx 175eV$ , um eine Frenkel-Paar zu erzeugen. Bei höherer Energie der einfallenden Teilchen werden oft keine Paare mehr erzeugt, sondern es bilden sich sogenannte Defekt-Cluster aus. Dabei braucht ein Neutron mindestens eine Energie von  $\approx 35keV$ , um solche Defekt-Cluster zu erzeugen. Das Entfernen von Dotierungsatomen aus ihrer Gitterposition durch komplexe Defekt-Cluster und das Erzeugen unerwünschter Ladungsverteilungen führt zu einer höheren Spannung, die benötigt wird um die selbe Verarmungszone zu erzeugen. Da sich die effektive Dotierung des Detektormaterials ändert, wird die Leistung des Detektors immer schlechter. Einfallende Strahlung neutralisiert dabei zunächst die n-Dotierung des Materials, da die entstandenen Fehlstellen wie Akzeptoren wirken, und kann dann sogar zu einer sogenannten Typ-Inversion führen, bei der sich der Dotierungsgrad des Materials vollständig ändert. So kann das vormalig n-dotierte Material nach der Typ-Inversion p-dotiert sein. Nach einer Typ-Inversion arbeitet der Detektor nur noch, wenn er vollständig verarmt ist, d.h. eine Weiterleitung des Signals im Detektormaterial an die Ausleseelektronik ist nicht immer möglich. Steigt der p-Dotierungsgrad weiter an, sind immer größere Spannungen nötig, um den Übergang komplett zu verarmen. Wird die Spannung zu groß, kommt es zum Durchbruch und der Detektor ist effektiv nicht mehr nutzbar [9]. In Abbildung 3.1 ist der effektive Dotierungsgrad  $|N_{eff}|$  bzw. die benötigte Depletionsspannung in Abhängigkeit des  $1MeV$ -Neutronen-Äquivalenzflusses für einen  $300\mu m$  dicken Silizium-Sensor dargestellt. Beispielhaft ist

### 3. Strahlenschäden

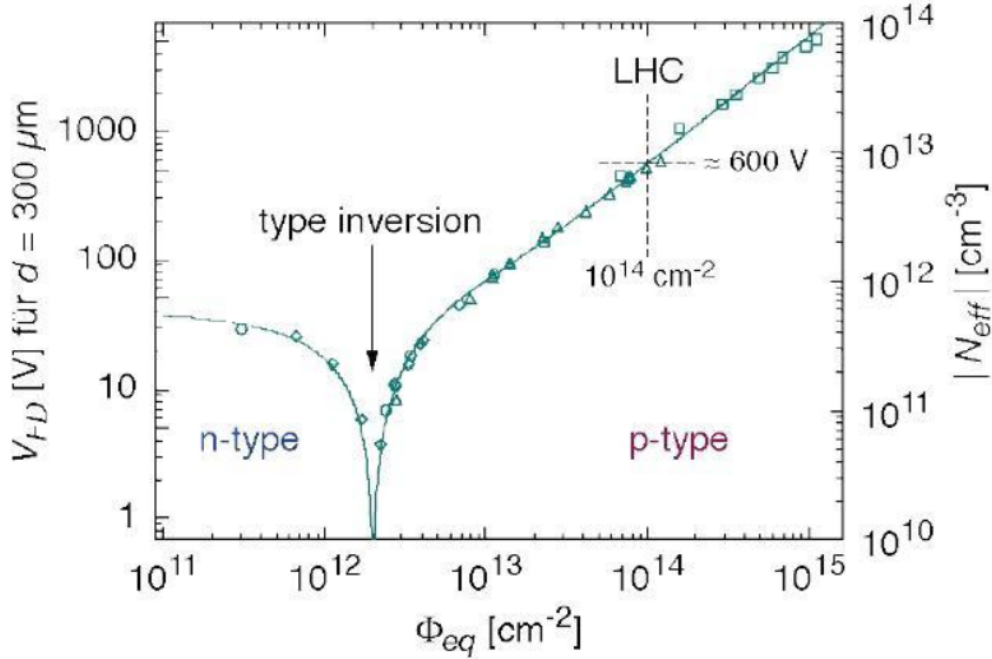


Abbildung 3.1.: Darstellung der Typ-Inversion [9].

ein Äquivalenzfluss markiert, der nach 10 Jahren Betriebsdauer des LHC erreicht wird.

Die sogenannte NIEL-Scaling-Hypothese (Non Ionizing Energy Loss) beschreibt eine Möglichkeit, die Versetzungsschäden verschiedener Teilchen auf  $1\text{MeV}$ -Neutronen zu normieren und so eine Vergleichbarkeit herzustellen. Man beschränkt sich auf die Angabe eines  $1\text{MeV}$ -Neutron-Äquivalenzflusses für unterschiedliche Teilchen.

$$\Phi_{eq.} = \kappa \cdot \Phi_p \quad (3.3)$$

Wobei  $\Phi_{eq.}$  der Neutronen-Äquivalenzfluss ist,  $\kappa$  der sogenannte Härtegrad und  $\Phi_p$  der Teilchenfluss einer beliebigen Teilchenart mit einer spektralen Verteilung  $\phi(E)$ , die Versetzungsschäden erzeugt. Der Härtegrad  $\kappa$  ist dabei definiert als:

$$\kappa = \frac{EDK}{EDK(1\text{MeV})}, \quad (3.4)$$

mit EDK (energy spectrum averaged Displacement KERMA)

$$EDK = \frac{\int D(E)\phi(E)dE}{\int \phi(E)dE}. \quad (3.5)$$

### 3. Strahlenschäden

Wobei KERMA (kinetic energy released in matter) die freigewordene kinetische Energie in Materie beschreibt und analog zum Energieverlust durch Ionisation die Einheit  $\frac{J}{kg} = Gy$  trägt. Hier betrachten wir jedoch den displacement KERMA  $D(E)$

$$D(E) = \sum \sigma_k(E) \int dE_R f_k(E, E_R) P(E_R), \quad (3.6)$$

wo  $\sigma_k$  der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $k$  ist,  $f_k(E, E_R)$  die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass das einfallende Teilchen mit der Energie  $E$  in der Reaktion  $k$  eine Rückstoßenergie  $E_R$  erhält und  $P(E_R)$  den Anteil der Rückstoßenergie beschreibt, der Versetzungsschäden erzeugt. Dabei wird über den ganzen Energiebereich der spektralen Verteilung integriert. Für  $1MeV$  Neutronen ist  $D(E) = 95MeVmb$ . [8].

In Abbildung 3.2 ist die Versetzungsschaden-Funktion für verschiedene Teilchen und Energien dargestellt.

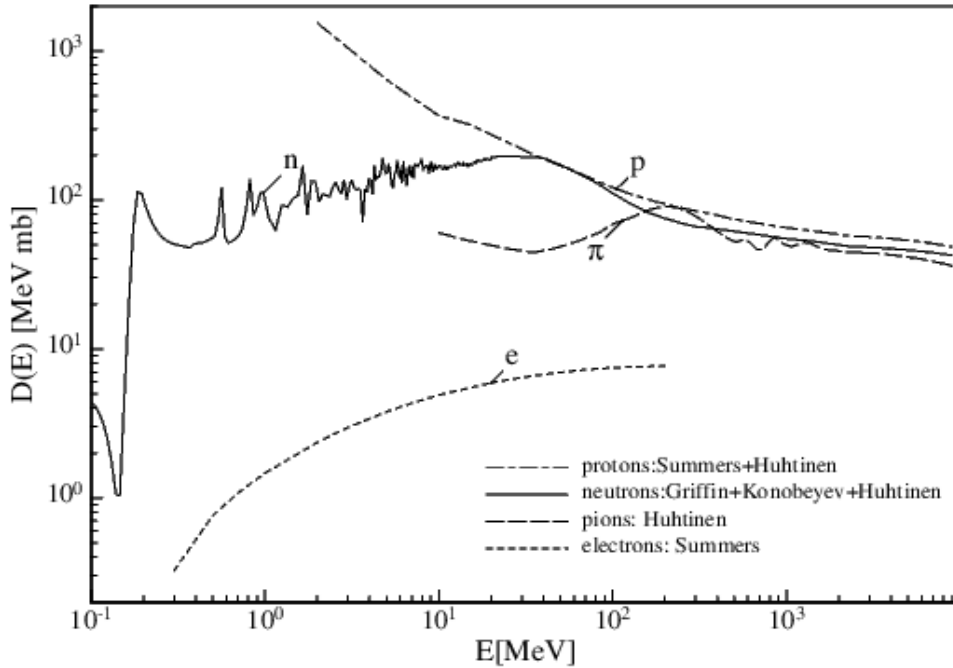


Abbildung 3.2.: Empfohlene Versetzungsschaden-Funktionen für NIEL-Scaling in Silizium in Abhängigkeit der Energie  $E$  des einfallenden Teilchens [8].

Eine Unterscheidung von ionisierendem Energieverlust und kinetischem Energieverlust wird in der Simulation nicht vorgenommen, so dass eine Abschätzung für den kinetischen Energieverlust nur für Neutronen möglich war. Gleichzeitig folgt daraus eine Ungenauigkeit bei der Angabe des ionisierenden Energieverlusts, da für schwere

### 3. Strahlenschäden

geladene Teilchen (z.B. Protonen, hochenergetische Elektronen) eigentlich eine Unterteilung in ionisierenden Energieverlust und kinetischen Energieverlust stattfinden muss.

#### 3.2. Schäden durch Photonen

Photonen wechselwirken je nach ihrer Energie unterschiedlich mit Materie. Die 3 vorherrschenden Effekte sind:

- Photoeffekt: Herauslösen von Elektronen aus einer Halbleiter- oder Metalloberfläche.
- Comptoneffekt: Streuung von Photonen an Elektronen der Kernhülle.
- Paar-Bildung: Erzeugung eines Elektronen-Positronen-Paares bei genügend hoher Energie der Photonen ( $E_\gamma > 2 \cdot m_e \cdot c^2$ )

In der Simulation wurden nur solche Photonen betrachtet, die auch Sekundärteilchen (Elektronen, Positronen) erzeugt haben.

## 4. Simulationsstudien zur Strahlenbelastung

Zur Simulation der Ereignisse, die im  $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor stattfinden, steht das Programmpaket PANDARoot zur Verfügung, mit Bibliotheken, geometrischen Beschreibungen der einzelnen Subdetektorsysteme und Feldkarten der Magnete. Es wird ein möglichst naturgetreues Abbild des Detektors simuliert. Es wurden jeweils 5 Millionen Ereignisse bei drei unterschiedlichen Strahlimpulsen simuliert ( $1.5, 8.9, 15 \frac{\text{GeV}}{c}$ ).

### 4.1. Erzeugung der Daten

Zur Erzeugung der elastischen und inelastischen Proton-Antiproton-Ereignisse dient der sogenannte DPM-Generator (Dual Parton Model). Ihm zu Grunde liegt die Regge Theorie, die  $1/N_f$  - Expansion der QCD und das Partonen Modell [6]. Die Parameter die im DPM-Generator verändert werden können, beinhalten die Anzahl der simulierten Ereignisse, den Impuls der Antiprotonen, den minimalen Streuwinkel  $\theta$  und eine Einstellung, um zwischen elastischer und inelastischer Streuung zu unterscheiden oder beide zu betrachten.

In Abbildung 4.1 ist der Ablauf einer Simulation dargestellt. Nach der Generierung von Ereignissen am Wechselwirkungspunkt wird für jedes einzelne Teilchen der Reaktion der Weg durch den Detektor simuliert. Mit Hilfe von GEANT4 (Geometry and Tracking) werden die Teilchen schrittweise durch die einzelnen Subdetektorsysteme propagiert. Dabei werden die simulierten Teilchenspuren (MCTracks) und Ein- und Austrittspunkte an den einzelnen Detektorkomponenten (MCHits) in root Dateien abgespeichert.

Diese Daten werden im Anschluss mit einem Analyseprogramm untersucht. Während der DPM-Generator, die Geometrien der Detektorkomponenten und die Feldkarten der Magneten schon vorhanden waren, war die Analyse der Simulationsdaten im Hinblick auf die Ereignisraten und zu erwartenden Strahlenschäden die Kernaufgabe dieser Arbeit.

### 4.2. Elastische- und inelastische Proton-Antiproton-Reaktion

Die Simulation des inelastischen Anteils der Proton-Antiproton-Reaktion war sehr Ressourcenintensiv und seine Relevanz für den Luminositätsdetektor unklar. Um dies zu testen, wurden zum einen DPM-Dateien erzeugt, bei denen sowohl der elastische als auch der inelastische Anteil betrachtet wurde, und zum anderen solche,

#### 4. Simulationsstudien zur Strahlenbelastung

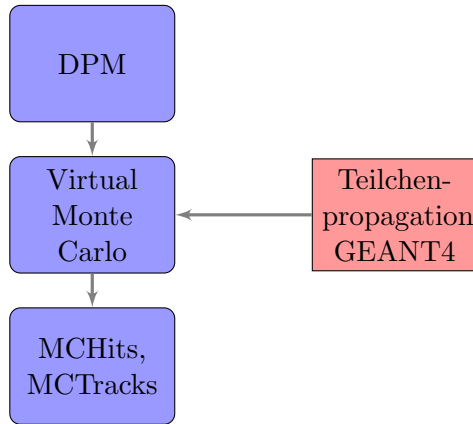


Abbildung 4.1.: Ablauf der Simulation

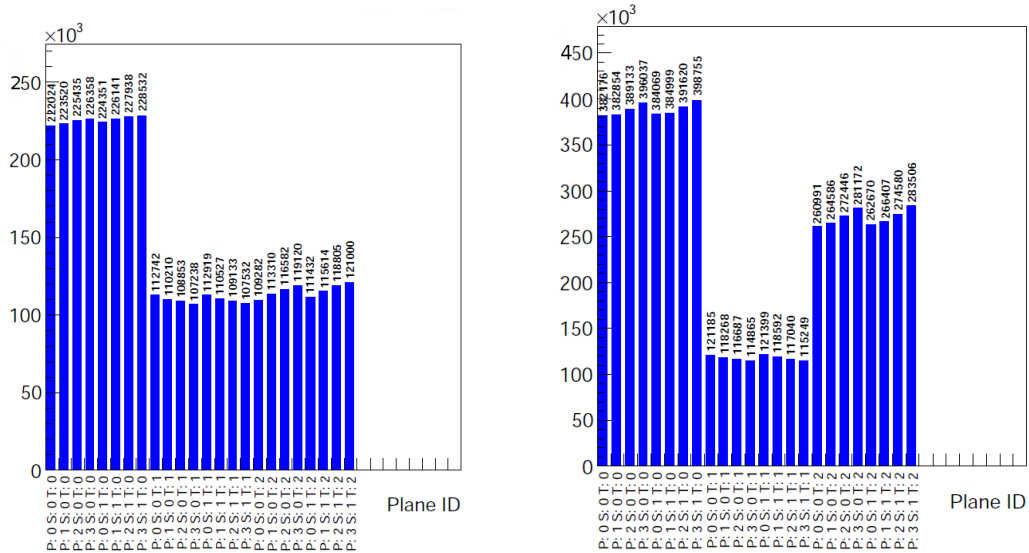


Abbildung 4.2.: Anzahl der registrierten Treffen pro Ebene bei einem Strahlimpuls von  $15 \frac{GeV}{c}$  für elastische (links) und elastische und inelastische Proton-Antiproton-Reaktionen (rechts); Plane-ID: P (Plane) d.h. Nummer der Ebene (0-3), S (Side) Vorderseite (0) und Rückseite (1) und untersuchter Teilchenart T (0 = alle Teilchen, 1 = Primärteilchen, 2 = Sekundärteilchen)

bei denen nur der elastische Anteil der Streuung simuliert wurde. Dies wurde bei Strahlimpulsen von  $1.5 \frac{GeV}{c}$  und  $15 \frac{GeV}{c}$  untersucht. In Abbildung 4.2 ist jeweils die Gesamtzahl der Treffer pro Detektorebene, aufgeteilt nach Primär- (Antiprotonen)

#### 4. Simulationsstudien zur Strahlenbelastung

und Sekundärteilchenspuren (Elektronen, Positronen, Myonen, Neutronen, Protonen) dargestellt. Bei  $1.5 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls war der Unterschied zwischen den beiden Datensätzen kleiner als 2%, bei  $15 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls sieht man einen deutlichen Unterschied in der Anzahl der Sekundärteilchen. Auffällig ist auch, dass die Anzahl der Primärteilchentreffer von Ebene 1 zu Ebene 4 abnimmt, und die Anzahl der Sekundärteilchentreffer zunimmt. Auch sieht man deutlich, dass der inelastische Anteil der Proton-Antiproton-Reaktion hauptsächlich Auswirkungen auf die Anzahl der Sekundärteilchen hat (etwa 2.5 mal so viele Sekundärteilchen wie im rein elastischen Fall). Um die Teilchenraten, die auf den Detektoren zu erwarten sind, zu simulieren, ist es daher wichtig auch den inelastischen Teil der Proton-Antiproton-Reaktion zu berücksichtigen. Für  $1.5 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls könnte man den inelastischen Teil vernachlässigen, um Rechenzeit einzusparen.

### 4.3. Anmerkungen zur verwendeten Geometrie

Es stellte sich heraus, dass die zur Simulation verwendete Version der Geometrie einige Fehler hatte, die zunächst bereinigt werden mussten.

- Der Disc DIRC ragt in das Strahlrohr hinein.
- Das EMC überlappt seitlich mit dem Strahlrohr.
- Die TOF-Wand hat zwar eine Aussparung für das Strahlrohr, diese ist jedoch zu klein.

In Abbildung 4.3 ist der Überlapp von EMC und Strahlrohr und das falsch zugeschnittene Loch in der TOF-Wand zu sehen. In Abbildung 4.4 ist der Überlapp von Disc DIRC und Strahlrohr gezeigt. Daraufhin wurde die TOF-Wand und das Disc DIRC aus der Simulation entfernt, da es für eine realistische Simulation wichtig ist, dass das Strahlrohr frei war.

#### 4. Simulationsstudien zur Strahlenbelastung

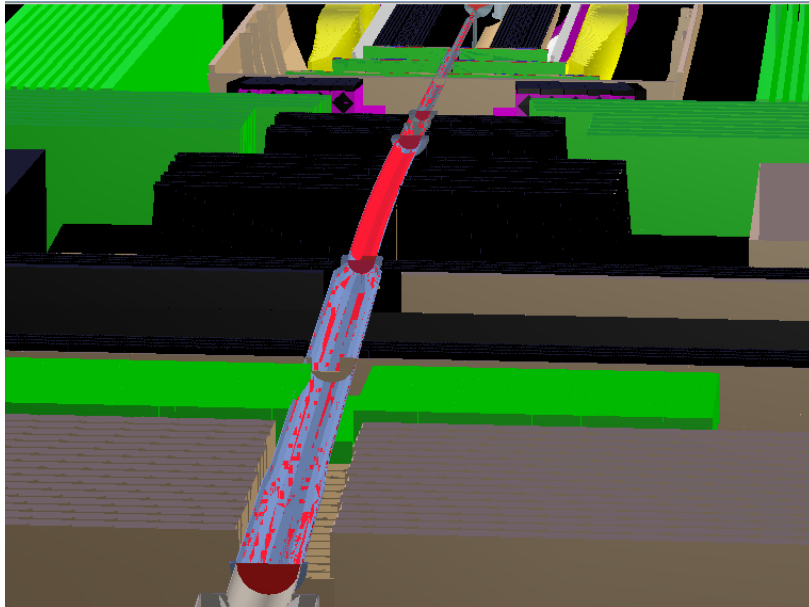


Abbildung 4.3.: Darstellung des Überlapps zwischen Strahlrohr und EMC (EMC in grün), bzw. Bild des Loches in der TOF-Wand, das nicht dem Strahlrohr entspricht.

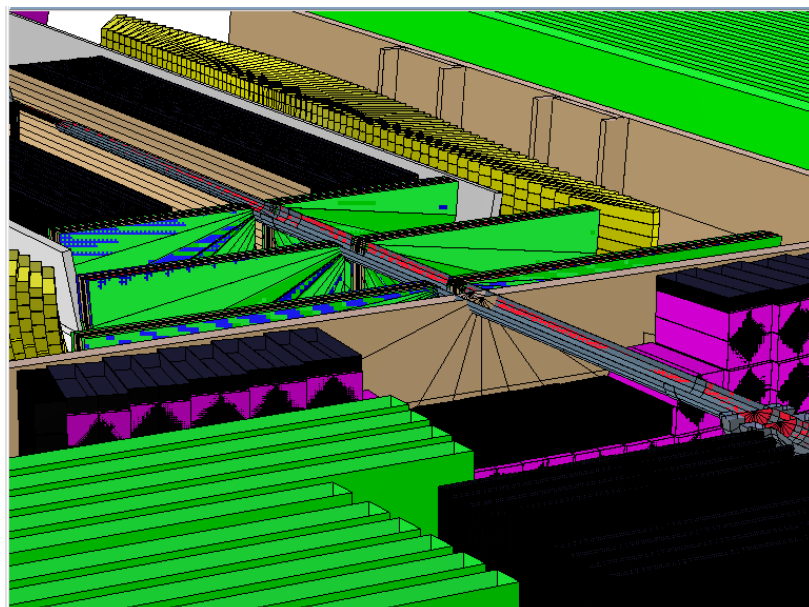


Abbildung 4.4.: Darstellung des Überlapps von Disc DIRC mit dem Strahlrohr. Der Disc DIRC ist braun dargestellt.

## 5. Ergebnisse der Simulationsstudien

Folgende Schwerpunkte wurden für die Analyse der gewonnenen Daten gewählt:

- **Ereignisraten:** Die zu erwartende Teilchenrate auf den einzelnen Ebenen bzw. Sensoren des Luminositätsdetektors ist eine Größe, die vor allem für die Planung der Ausleseelektronik von Bedeutung ist. Es soll eine Abschätzung der maximal zu erwartenden Rate im Fall der maximalen Luminosität im High-Luminosity-Modus gegeben werden.
- **Strahlendosis:** Die Strahlendosis, die im Betrieb auf den Sensoren deponiert wird, kann, wie in Kapitel 3 beschrieben, die Funktionsfähigkeit der Elektronik verändern. Die Strahlendosis wird berechnet und die durch die Ionisation möglichen Strahlenschäden werden abgeschätzt.
- **Strahlenschäden:** Eine Abschätzung der Strahlenschäden durch nicht ionisierende Strahlung wird anhand der Neutronenraten gegeben.

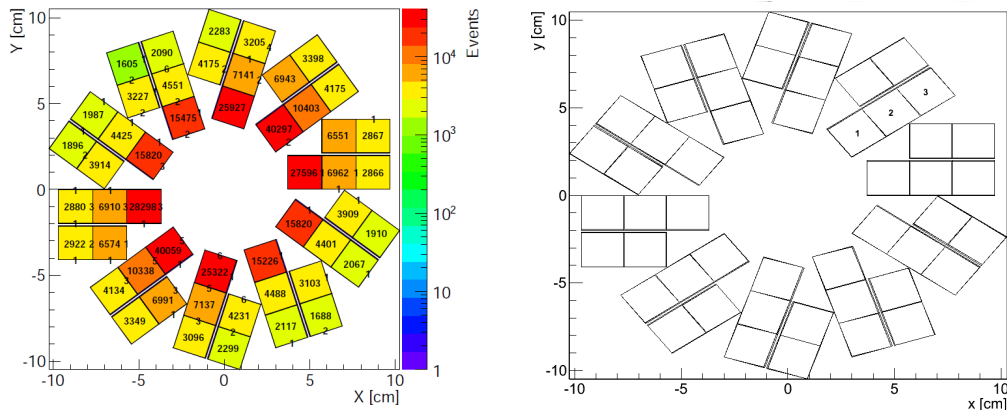


Abbildung 5.1.: Trefferverteilung auf der Vorderseite der vierten Detektorebene bei 5 Millionen simulierten Ereignissen. Eingezeichnet ist die Anzahl der Treffer aller Teilchen (geladen und neutral) in den einzelnen Sensoren bei  $1.5 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls (links), die Nummerierung der Sensoren (rechts).

In Abbildung 5.1 ist beispielhaft die Anzahl der Treffer in der vierten Detektorebene nach 5 Millionen simulierten Ereignissen bei einem Strahlimpuls von  $1.5 \frac{GeV}{c}$  gegeben.

## 5. Ergebnisse der Simulationsstudien

Bisher wurde nicht nach der Teilchenart sortiert d.h. es sind sowohl geladene als auch ungeladene Teilchen gezählt. Man sieht, dass bei niedriger Energie die meisten Ereignisse auf den inneren Sensoren, vor allem auf Sensor 1 (zur Nummerierung siehe Abbildung 5.1 rechts), auftreten. Auch kann man die Symmetrieachse erkennen, die von links unten nach rechts oben verläuft, und eine Folge der Austrittsfelder hinter dem Solenoid-Magneten ist.

Im innersten Ring werden somit die höchsten Ereignisraten gemessen und aufgrund der geringen Energie der Primärteilchen auch die größten Energieverluste erwartet.

### 5.1. Ereignisraten

Der DPM-Generator liefert für den generierten Datensatz stets den entsprechenden Wirkungsquerschnitt der Reaktion, der für die Simulation angenommen wurde. Außerdem hängt der Wirkungsquerschnitt und das Verhältnis von elastischem zu inelastischem Wirkungsquerschnitt vom Strahlimpuls ab, wie Abbildung 2.1 zeigt. Die Werte für den elastischen und den inelastischen Wirkungsquerschnitt für die Strahlimpulse von 1.5, 8.9 und  $15 \frac{\text{GeV}}{c}$  sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Antiprotonen Impuls [ $\frac{\text{GeV}}{c}$ ]	$\sigma_{el}$ [mbarn]	$\sigma_{inel}$ [mbarn]	$\sigma_{tot}$ [mbarn]
1.5	61.92	54.47	116.39
8.9	14.05	43.69	57.74
15.0	14.05	43.69	57.74

Tabelle 5.1.: Angenommener Wirkungsquerschnitt der Proton-Antiproton-Reaktion bei den simulierten Antiprotonimpulsen nach dem DPM Modell.

Nach Gleichung 2.2 berechnet sich daraus die zeitintegrierte Luminosität zu:

$$L = \frac{N}{\sigma_{tot}}$$

Über die zeitintegrierte Luminosität  $L$  und die bereits in Tabelle 1.2 aufgelisteten Werte für die Peak-Luminosität  $\mathcal{L}$  lässt sich die Zeit  $t$  bestimmen in der diese  $5 \cdot 10^6$  Ereignisse stattgefunden hätten. Für einen Strahlimpuls von  $8.9 \frac{\text{GeV}}{c}$  standen keine Werte für die Peak-Luminosität zur Verfügung, daher wurde er im weiteren Verlauf nicht mehr betrachtet.

$$t = \frac{L}{\mathcal{L}}$$

Anhand dieser Zeit  $t$  und den Informationen aus der Analyse der Daten, wie beispielsweise Anzahl der Treffer auf den einzelnen Sensoren bzw. Ebenen, kann die entsprechende Ereignisrate berechnet werden:

$$\text{Ereignisrate} = \frac{\text{Treffer}}{\text{Zeit}} \tag{5.1}$$

## 5. Ergebnisse der Simulationsstudien

Antiprotonen Impuls [ $\frac{GeV}{c}$ ]	$L$ [ $\frac{1}{cm^2}$ ]	$t$ [s]
1.5	$4.30 \cdot 10^{31}$	0.22
15.0	$8.66 \cdot 10^{31}$	0.23

Tabelle 5.2.: Integrierte Luminosität, die 5 Millionen generierten elastischen und inelastischen Ereignissen entspricht, und die Abschätzung der dafür benötigten Messzeit im High-Luminosity-Modus.

Man findet (siehe dazu Tabelle 5.3), dass die höchste Rate von  $183kHz$  bei einem Strahlimpuls von  $1.5\frac{GeV}{c}$  auf der Vorderseite von Ebene 4 auf einem der Sensoren im innersten Ring erreicht wird. Auf dem äußeren Ring erreicht man bei  $1.5\frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls eine maximale Rate von  $19kHz$  und bei  $15\frac{GeV}{c}$  eine maximale Rate von  $40kHz$ . Dabei unterscheiden sich innerer und äußerer Ring nur wenig.

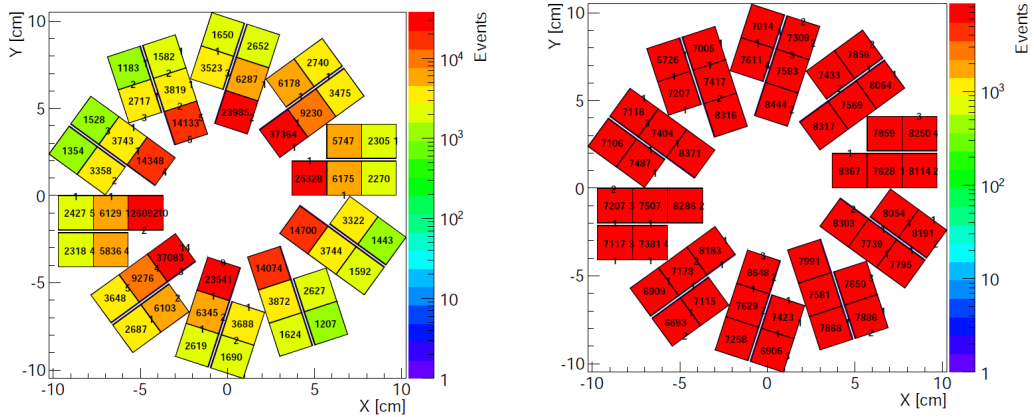


Abbildung 5.2.: Darstellung der Vorderseite der ersten Detektorebene. Eingetragen ist die Anzahl der Treffer geladener Teilchen auf den einzelnen Sensoren bei (links)  $1.5\frac{GeV}{c}$  und (rechts)  $15\frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls.

In Abbildung 5.2 sieht man die Trefferverteilung der geladenen Spuren. Man erkennt bei  $1.5\frac{GeV}{c}$  deutlich den Coulombanteil der elastischen Streuung und die elliptische Verzerrung durch das Austrittsfenster des Solenoid-Magneten.

Bei  $15\frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls ist die Verteilung weitgehend homogen, da hier nur der hadronische Anteil der elastischen Streuung und der inelastische Anteil der Proton-Antiproton-Reaktionen im Detektor registriert wird.

## 5. Ergebnisse der Simulationsstudien

Antiprotonen Impuls [ $\frac{GeV}{c}$ ]	Sensorring	Rate [kHz]
1.5	1	183,2
1.5	3	19,0
15.0	1	40,0

Tabelle 5.3.: Darstellung der maximalen Ereignisraten auf den Sensoren, bei unterschiedlichen Strahlimpulsen

### 5.2. Ionisierende Strahlendosis

Die Strahlendosis wird allgemein in der Einheit Gray angegeben und beschreibt die Absorption von einem Joule ionisierender Strahlung in einem Kilogramm Materie. Über die Dichte von Silizium und die Form der Sensoren kann die Masse der Sensoren ( $m_{Sensor} = 4.475 \cdot 10^{-5} kg$ ) bestimmt werden und damit eine Abschätzung der Strahlendosis gemacht werden. Dazu wurde die im Detektor absorbierte Energie der ionisierenden Strahlung in eine Dosis umgerechnet.

Diese Dosis wird in dem gleichen Zeitraum deponiert, der für die Berechnung der Ereignisraten verwendet wurde. Allerdings wird hier nicht mit der Peak-Luminosität gerechnet, sondern mit der durchschnittlich zu erwartenden Luminosität während des Experiments. Die Dosis berechnet sich aus folgender Beziehung:

$$Dosis = \frac{\Delta E_{ion} \cdot e}{m_{Sensor}} = \frac{\Delta E_{ion} \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} J}{4.475 \cdot 10^{-5} kg} = \Delta E_{ion} \cdot 3.58 \cdot 10^{-6} Gy \quad (5.2)$$

Hierbei ist  $\Delta E_{ion}$  die im Sensor deponierte Energie in  $GeV$ , d.h. die aufsummierte absorbierte Energie in  $50\mu m$  Silizium durch Ionisation. Für die Berechnung der Strahlendosis in einem Betriebsjahr wird angenommen, dass nur in 50% der Zeit Strahlung erzeugt wird, d.h. der Speicherring in Betrieb ist.

$$1 \text{ Betriebsjahr} = 365 * 24 * 60 * 60 * 0.5 = 15768000s$$

Die Verteilung der Ereignisse auf den Detektorebenen hängt dabei vom Strahlimpuls ab. Bei einem Strahlimpuls von  $1.5 \frac{GeV}{c}$  (Tabelle 5.4) erhält ein Sensor im inneren Ring weit mehr Treffer als ein Sensor im äußersten Ring. Bei einem Strahlimpuls von  $8.9 \frac{GeV}{c}$  (Tabelle 5.5) ist die Gesamtzahl der Ereignisse insgesamt niedriger und die Schwankung zwischen den einzelnen Sensoren ist nicht mehr so stark ausgeprägt wie bei  $1.5 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls, da der Coulombteil der elastischen Streuung sich zu kleineren Winkeln verschiebt. Bei einem Strahlimpuls von  $15 \frac{GeV}{c}$  (Tabelle 5.6) sind die Schwankungen zwischen den einzelnen Sensoren sehr gering, da in diesem Bereich nur der hadronische Teil der elastischen Proton-Antiproton-Streuung vermessen wird, und man erkennt eine leichte Verschiebung. So liegen mehr Ereignisse im positiven x- bzw y-Bereich als im Negativen. Wie bereits vorher gezeigt (Abbildung 4.2), nimmt die Anzahl der Ereignisse von Ebene 1 zu Ebene 4 zu und auch die deponierte Dosis ist in den Sensoren auf Ebene 4 am größten.

## 5. Ergebnisse der Simulationsstudien

Ebene	Seite	Sensor	Dosis [Gy / 0.795s]	Dosis [Gy / a]
1	vorn	3	$6.64 \cdot 10^{-5}$	1317
1	vorn	1	$38.5 \cdot 10^{-5}$	7636
4	hinten	3	$16.4 \cdot 10^{-5}$	3253
4	hinten	1	$159.4 \cdot 10^{-5}$	31615

Tabelle 5.4.: Maximal deponierte Dosis bei  $1.5 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls aus der Simulation und extrapolierte Dosis für ein Betriebsjahr.

Ebene	Seite	Sensor	Dosis [Gy / 1.6s]	Dosis [Gy / a]
1	vorn	3	$1.28 \cdot 10^{-5}$	126
1	vorn	1	$4.86 \cdot 10^{-5}$	479
4	hinten	3	$6.65 \cdot 10^{-5}$	655
4	hinten	1	$13.5 \cdot 10^{-5}$	1330

Tabelle 5.5.: Maximal deponierte Dosis bei  $8.9 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls aus der Simulation und extrapolierte Dosis für ein Betriebsjahr.

Ebene	Seite	Sensor	Dosis [Gy / 1.6s]	Dosis [Gy / a]
1	vorn	3	$6.98 \cdot 10^{-5}$	688
1	vorn	1	$7.19 \cdot 10^{-5}$	709
4	hinten	3	$20.2 \cdot 10^{-5}$	1990
4	hinten	1	$18.7 \cdot 10^{-5}$	1843

Tabelle 5.6.: Maximal deponierte Dosis bei  $15 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls aus der Simulation und extrapolierte Dosis für ein Betriebsjahr.

## 5. Ergebnisse der Simulationsstudien

Nach [4] hatte eine Bestrahlung mit  $3MGy$  in  $SiO_2$ , eine Erhöhung des Signal zu Rausch Verhältnisses bei Raumtemperatur zur Folge. Dieses unerwünschte Rauschen ( $270e^-$  bei  $20^\circ C$  konnte allerdings bereits durch Kühlen auf  $10^\circ C$  auf  $77e^-$  verringert werden. Die maximale deponierte Dosis von  $30\frac{kGy}{a}$  pro Sensor wird bei einem Strahlimpuls von  $1.5\frac{GeV}{c}$  erreicht. Rechnet man diesen Wert hoch auf die geplante Laufzeit des PANDA-Experimentes von 10 Jahren, so erwartet man eine maximale Dosis von  $300kGy$  pro Sensor. Dieser Wert ist noch einen Faktor 10 von dem oben genannten Wert des Bestrahlungstests entfernt und wird somit zu einer geringen Erhöhung des Signal zu Rausch Verhältnisses führen, aber die Leistung des Detektors nicht beeinflussen.

### 5.3. Strahlenschäden nicht ionisierender Strahlung

Aus den Simulationsdaten kann ein Spektrum für die Energieverteilung der Neutronen extrahiert werden (Abbildung 5.3) und damit, wie im Kapitel Strahlenschäden erläutert, der Neutronenfluss abgeschätzt werden.

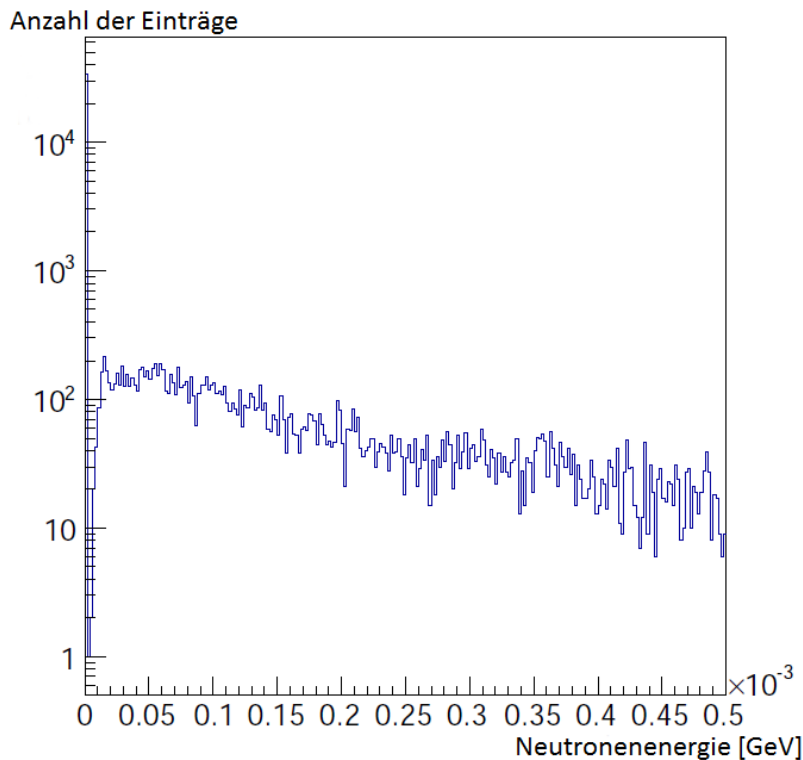


Abbildung 5.3.: Energiespektrum  $\phi(E)$  der Neutronen bei  $15\frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls für alle Neutronen auf allen Sensoren.

## 5. Ergebnisse der Simulationsstudien

Im Vergleich zu den Raten geladener Spuren sind die Neutronenraten wesentlich niedriger. So findet man bei  $15 \frac{GeV}{c}$  Strahlimpuls im Durchschnitt eine Neutronenrate von etwa  $150 Hz$ .

Für eine grobe Abschätzung des  $1MeV$ -Neutronenäquivalenzflusses wurde zunächst der Fluss der Neutronen benötigt. Ein Sensor besitzt eine Fläche von  $4cm^2$ . Bei einer Rate von 150 Teilchen pro Sekunde pro Sensor entspricht das einem Fluss von etwa 38 Neutronen pro Sekunde und  $cm^2$ . Das heißt für den Neutronenfluss in einem Betriebsjahr erhält man:

$$\Phi_p = 0.6 \cdot 10^9 \frac{1}{cm^2} \quad (5.3)$$

Mit dem Mittelwert der Energie der Neutronen und dem entsprechenden Härtegrad  $\kappa$ , den man aus dem Quotienten der  $D(E)$  Werte gewinnt (detaillierte Darstellung der  $D(E)$  Werte für Neutronen im Anhang, Abbildung A.1), kann man den Äquivalenzfluss für ein Betriebsjahr abschätzen:

$$\kappa = \frac{D(82keV\text{Neutronen})}{D(1MeV\text{Neutronen})} = 0.053 \quad (5.4)$$

$$\Phi_{eq} = \kappa \cdot \Phi_p = 3.2 \cdot 10^7 cm^{-2} \quad (5.5)$$

Der  $1MeV$ -Neutronäquivalenzfluss beläuft sich in einem Betriebsjahr auf  $3.2 \cdot 10^7 cm^{-2}$ . Das bedeutet, dass selbst nach 10 Betriebsjahren durch den Neutronenfluss keine Schädigung der Sensoren zu erwarten ist. Nach [4] wurde auch nach einer Bestrahlung mit einem Neutronäquivalenzfluss von bis zu  $10^{14} cm^{-2}$  nur eine leichte Signalverringerng von 1300 auf  $1000e^-$  und eine Erhöhung des Rauschens von 12 auf  $50e^-$  beobachtet. Daraus lässt sich ablesen, dass selbst ein erhöhter Neutronenfluss nicht zu einer Schädigung der Sensoren führt. Einzig eine Verringerung des Signal zu Rausch Verhältnisses kann erwartet werden.

## Zusammenfassung und Ausblick

Aufgabe des Luminositätsdetektors ist es, die Luminosität anhand der elastischen Proton-Antiproton-Streuung so präzise wie möglich zu bestimmen. Um die Ausleseelektronik entsprechend auszulegen, ist es notwendig, die zu erwartenden Ereignisraten zu kennen. Außerdem sind die Sensoren des Luminositätsdetektors permanent ionisierender und nicht-ionisierender Strahlung ausgesetzt, die die Sensoren beschädigen. Deshalb war es das Ziel dieser Arbeit die zu erwartenden Ereignisraten auf den einzelnen Sensoren abzuschätzen und die Strahlendosis durch ionisierende Strahlung und den Einfluss der nicht-ionisierenden Strahlung zu bestimmen, um zu erwartende Schäden abzuschätzen.

Die maximale Ereignisrate liegt bei  $183\text{kHz}$  und tritt im High-Luminosity-Modus bei  $1.5\frac{\text{GeV}}{c}$  Strahlimpuls bei den innersten Sensoren auf. Diese Ereignisraten erfordern keine Sonderentwicklung von Ausleseelektronik aufgrund von zu hohen Raten. Die ionisierende Strahlendosis erreicht ihr Maximum ebenfalls bei  $1.5\frac{\text{GeV}}{c}$  Strahlimpuls und betrifft dort analog auch hauptsächlich die inneren Sensoren. Eine Einschränkung der Detektorleistung ist nicht zu erwarten, da die maximale Dosis nach 10 Betriebsjahren etwa  $300\text{kGy}$  beträgt, die Prototypen aber nach Einwirkung einer Dosis von  $3\text{MGy}$  noch betriebsbereit waren.

Auch die nicht-ionisierende Strahlung wird die Detektorleistung wenn überhaupt nur minimal beeinflussen, da die Prototypen bereits mit einem um 7 Größenordnungen höheren Äquivalenzfluss bestrahlt wurden und danach immer noch einsatzfähig waren.

Eine Studie, bei der in der Simulation explizit kinetischer Energieverlust und ionisierender Energieverlust getrennt werden, könnte die Genauigkeit der Abschätzungen dieser Arbeit verbessern. Allerdings wird auch diese Studie ergeben, dass die erwarteten Schäden am Sensormaterial gering sein werden.

# A. Anhang

## A.1. Tabellen und Abbildungen

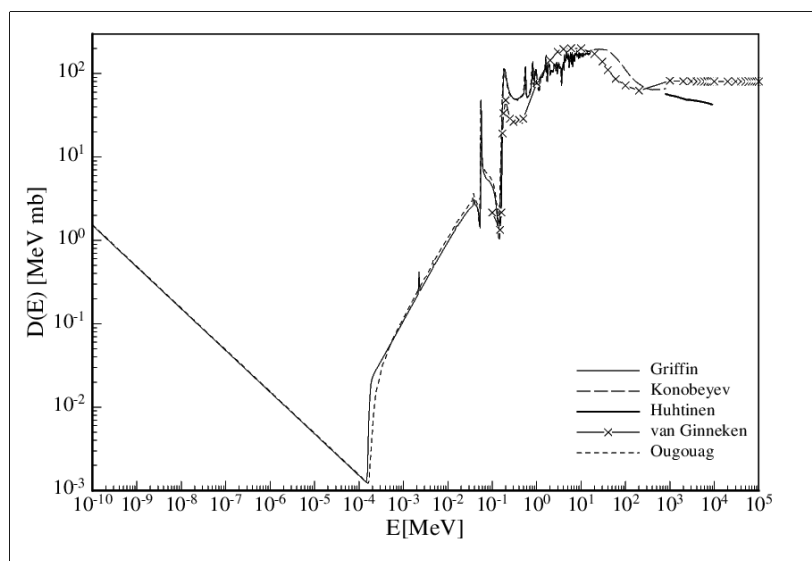


Abbildung A.1.: Versetzungsschaden-Funktion  $D(E)$  für Neutronen in Silizium nach [8].

Aus dem Graph kann man für  $D(E)$  bei  $82\text{keV}$  einen Wert von  $5\text{MeVmb}$  ( $\text{mb} = \text{millibarn} = 10^{-27}\text{cm}^{-2}$ ) ablesen.

## Literaturverzeichnis

- [1]  $\bar{P}$ ANDA-Collaboration, “offizielle Website des  $\bar{P}$ ANDA Experiments”, <http://www-panda.gsi.de/>.
- [2] Tobias Weber, “Ein Luminositätsmonitor für  $\bar{P}$ ANDA - Charakterisierung von Siliziumstreifensensoren und Bestimmung der erforderlichen Genauigkeit der integrierten Luminosität für die Messung der linieform des  $\chi(3872)$ ”, Johannes Gutenberg Universität Mainz, November 2011, und Quellen in dieser Arbeit.
- [3]  $\bar{P}$ ANDA-Collaboration, “Technical Design Report for the  $\bar{P}$ ANDA Micro Vertex Detector, Strong Interaction Studies with Antiprotons”, 30. November 2011.
- [4] I. Perić, et al., “Particle pixel detectors in high-voltage CMOS technology - New achievements,” Heidelberg University, Institute for Computer Science, Mannheim 2010.
- [5] Helmuth Spieler, “Introduction to Radiation-Resistant Semiconductor Devices and Circuits,” Ernest Orlando Lawrence Berkeley National Laboratory, Physics Division, 1 Cyclotron Road, Berkeley, CA 94720, USA.
- [6] Tsitohaina H. Randriamalala, “Conceptual Design of the  $\bar{P}$ ANDA Luminosity Monitor and Reconstruction Strategy to Measure the Width of the X (3872) State”, Dissertation zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften in der Fakultät für Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum.
- [7] Prometeusz Jasinski, CAD Zeichnungen.
- [8] Angela Vasilescu, National Institute for Nuclear Physics and Engineering “Horia Hulubei”, Bucharest, Gunnar Lindström, Hamburg University, II Institut für Experimentalphysik, “Notes on the fluence normalisation based on the NIEL scaling hypothesis”.
- [9] Ausarbeitung des Vortrags: “Strahlenschäden und Strahlenhärte von Halbleiterdetektoren”, Wencke Hansen, im Rahmen des Seminars “Hadron-Kollider-Experimente bei sehr hohen Energien” RWTH Aachen, Wintersemester 06/07.
- [10] From Wikimedia Commons, the free media repository, “PN Sperrschicht für das Defektelektronenmodell”, Patrik Schönfeldt.
- [11] From Wikimedia Commons, the free media repository, “Bändermodell für Leiter, Halbleiter und Isolatoren”, Orci.

## Danksagung

Herzlich bedanken möchte ich mich bei Dr. Prometeusz Jasinski, der stets als Ansprechpartner, Berater und Kritiker zur Verfügung stand und dem ich eine gute Einarbeitung zu verdanken habe. Weiterhin gilt mein Dank Stefan Pflüger, der beim Umzug auf den Himster viel Geduld mit mir bewiesen hat und auch sonst immer für technische Fragen zur Verfügung stand. Auch möchte ich mich bei Dr. Miriam Fritsch, Anastasia Karavdina und Roman Klasen für Feedback in den Software-meetings bedanken und speziell bei Dr. Miriam Fritsch für Korrekturlesen und Anmerkungen zur Bachelorarbeit.

Vielen Dank an Laura für die Unterstützung und den Rückzugsort. Vielen Dank an meine Mutter, der ich mein naturwissenschaftliches Interesse, finanzielle Unterstützung und noch viel mehr verdanke.