

Strahlenhärte tests mit Neutronen an Large Area APDs für das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Detektors

Diplomarbeit

vorgelegt beim Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik



von

Nora Pitz
geb. in Wetzlar

Frankfurt am Main, 6. Juni 2008

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

Erster Gutachter : Prof. Dr. K. Peters (Institut für Kernphysik)
Zweiter Gutachter : Prof. Dr. H. Appelshäuser (Institut für Kernphysik)

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	3
1 Einleitung	5
1.1 Fundamentale Wechselwirkungen	5
1.2 Das $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment	8
1.2.1 Charmonium	9
1.2.2 Exotische Zustände	14
1.2.3 CP-Symmetrie	16
1.2.4 Materialstudien für das elektromagnetische Kalorimeter .	17
2 Der $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$-Detektor	19
2.1 Die Beschleunigeranlage	19
2.2 Der Aufbau des $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors	22
2.3 Targetspektrometer	23
2.3.1 Das Target-System	24
2.3.2 Spurdetektoren	25
2.3.3 Teilchenidentifikation	28
2.3.4 Elektromagnetisches Kalorimeter	31
2.3.5 Solenoid	31
2.4 Vorwärtsspektrometer	32
2.4.1 Dipolmagnet	32
2.4.2 Spurdetektoren	32
2.4.3 Teilchenidentifikation	33
2.4.4 Kalorimeter und Myon-Detektion	34
2.5 Trigger und Datenerfassung	35
3 Das elektromagnetische Kalorimeter	37
3.1 Nachweis geladener und neutraler Teilchen	38
3.1.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	38
3.1.2 Elektromagnetische Strahlung in Materie	42

3.1.3	Szintillation	47
3.1.4	Elektromagnetische Schauer	49
3.2	Das $\overline{\text{P}}$ ANDA-Kalorimeter	50
4	Avalanche Photodioden	53
4.1	Auslese der Szintillatoren	53
4.2	Funktionsweise einer Halbleiterdiode	55
4.3	Avalanche-Mechanismus	56
4.3.1	Dunkelstrom	57
4.3.2	Verstärkung	59
4.3.3	Quantenausbeute	61
4.3.4	Nuclear Counter Effect (Direktes Diodensignal)	62
4.3.5	Rauschen	63
4.4	Strahlenschäden	65
5	Strahlenhärte tests	69
5.1	APD-Charakterisierung vor der Bestrahlung	69
5.2	Bestrahlung mit Protonen und Photonen	70
5.2.1	γ -Bestrahlung (^{60}Co)	71
5.2.2	Protonenbestrahlung	71
5.3	Neutronenbestrahlung	76
5.3.1	Messaufbau	76
5.3.2	Neutronenquelle	77
5.3.3	Ergebnisse der Neutronenbestrahlung	77
5.3.4	Diskussion	85
5.3.5	Neutronenbestrahlung mit höheren Energien und Raten	92
6	Zusammenfassung und Ausblick	103
A	Technische Zeichnungen	105
B	Fotos	121
	Abbildungsverzeichnis	123
	Tabellenverzeichnis	127
	Literaturverzeichnis	129
C	Danksagung	131

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Fundamentale Wechselwirkungen

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit der Frage nach den Grundbausteinen der Materie und den grundlegenden Kräften zwischen ihnen. Alle in der Natur vorkommenden Kräfte lassen sich auf vier fundamentale Wechselwirkungen zwischen diesen Bausteinen zurückführen. Die fundamentalen Kräfte sind:

- Die Gravitation
- Die elektromagnetische Wechselwirkung
- Die schwache Wechselwirkung
- Die starke Wechselwirkung

Ihre wesentlichen Eigenschaften sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Eines der Hauptziele der physikalischen Forschung ist es, diese Grundkräfte im Detail zu verstehen und sie in einer einheitlichen Beschreibung zusammenzufassen. Bisher wurde neben der Zusammenfassung der elektrischen und der magnetischen zur elektromagnetischen Wechselwirkung eine Vereinigung der elektromagnetischen und schwachen zur elektroschwachen Wechselwirkung erreicht. Zur Verknüpfung der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung wird der Ansatz einer Supersymmetrie verfolgt, deren Gültigkeit bislang umstritten ist. Die größten Schwierigkeiten treten im Bereich der Gravitationskraft auf, da über diese nur wenige fundierte Aussagen gemacht werden können.

Die theoretische Beschreibung der Wechselwirkungen erfolgt mittels Quantenfeldtheorien (Quantenchromodynamik, Glashow-Weinberg-Salam-Modell der

Wechselwirkung	relative Stärke	effektive Reichweite [m]	Austauschbosonen	Materieteilchen
stark	1	10^{-15}	Gluonen	Quarks
Gravitation	10^{-38}	∞	Gravitonen	alle Teilchen
elektromagn.	10^{-2}	∞	Photonen	Quarks gel.Leptonen
schwach	10^{-5}	10^{-18}	W^\pm, Z^0	Quarks Leptonen

Tabelle 1.1: *Fundamentale Wechselwirkungen und ihre Eigenschaften*

elektroschwachen Wechselwirkung, Quantenelektrodynamik), in denen Wechselwirkungsfelder und die die Wechselwirkung vermittelnden Teilchen, die Eichbosonen, postuliert werden. Die Reichweiten der Wechselwirkungen können sehr unterschiedlich sein, so dass der Einflussbereich der Kräfte variiert. Weil die Gravitation einen kaum messbaren Einfluss auf Systeme im mikroskopischen Bereich hat, spielt sie bei der Betrachtung der Elementarteilchen nur eine vernachlässigbare Rolle. Die übrigen drei Kräfte bilden das Fundament des **Standardmodells der Elementarteilchen**, welches die große Zahl der Elementarteilchen in ein Schema einordnet. Es beruht auf den Grundbausteinen der Nukleonen, den Quarks, die als Teilchen mit drittelzahliger elektrischer Ladung eingeführt wurden. Mit Hilfe des Standardmodells erhofft man sich, das Konzept einer Kernkraft entwickeln zu können [KB 01]. Diese auch als starke Wechselwirkung bezeichnete Kraft soll im Folgenden näher behandelt werden.

Die starke Wechselwirkung

In einem Atomkern befinden sich neben den ladungsneutralen Neutronen viele positiv geladene Protonen auf engem Raum, deren gleiche elektrische Ladungen sich stark abstoßen. Die Kraft, die dafür sorgt, dass Atomkerne dennoch stabil sind, ist die Kernkraft. Sie wird charakterisiert durch die Struktur der Nukleonen und die starke Wechselwirkung.

Die starke Wechselwirkung hat Auswirkung auf alle Hadronen (Baryonen und Mesonen), also auf Teilchen die aus Quarks aufgebaut sind. Sie wird durch den Austausch von Energiepaketen oder -quanten, den Gluonen, erklärt. Analog zur Beschreibung der elektrischen Kraft durch Photonenaustausch tauschen Quarks Gluonen miteinander aus. Quarks, aber auch Gluonen selbst (im Ge-

gensatz zu Photonen), tragen Ladung, die sogenannte Farbladung. Es sind drei Ladungszustände bekannt, die durch die Farben rot, grün und blau unterschieden werden. Antiquarks tragen jeweils die Antifarbe. Die Gluonen sind elektrisch neutral und es existieren acht dieser masselosen Eichbosonen, die jeweils verschiedene Ladungszustände haben. Sie setzen sich immer aus Farben und Antifarben zusammen. Der Austausch von Eichbosonen verändert die Eigenschaften der Teilchen: Wenn beispielsweise zwei elektrisch geladene Teilchen ein Photon austauschen, verändert sich der Phasenwinkel in ihren Wellenfunktionen, die durch die Schrödinger- bzw. Dirac-Gleichung beschrieben werden. Der Austausch von W-Bosonen bei der schwachen Wechselwirkung verändert die elektrischen Ladungen und den schwachen Isospin, während der Austausch von Gluonen zwischen den Quarks die Farbladung verändert. Da das Gluon eine Farbladung trägt, kann es mit anderen Gluonen wechselwirken, was bei der mathematischen Beschreibung der starken Wechselwirkung ebenfalls berücksichtigt werden muss.

Die Stärke der Wechselwirkung zwischen zwei Quarks wird durch die starke Kopplungskonstante α_S und einen Farbfaktor beschrieben. α_S ist eine effektive Konstante, da sie von Q^2 - dem Impulsübertrag zwischen den Quarks - abhängt. Im Vergleich zur elektromagnetischen Wechselwirkung ist sie sehr stark. Eine mögliche Erklärung dafür ist folgende: Ein Quark wird von einer Wolke virtueller Teilchen umgeben und zwar von Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren. Die Farbladung eines Quarks (z.B. blau) wird durch die Farbladungen der Quark-Antiquark-Paare in der Wolke teilweise kompensiert. Anders als die elektrisch neutralen virtuellen Photonen in der Umgebung eines Elektrons (QED¹) haben die virtuellen Gluonen in der Umgebung eines Quarks ihre eigenen Farbladungen und können daher in Paare von Gluonen übergehen (Selbstkopplung). Als Folge dieser zusätzlichen Beiträge wird im Falle der QCD² die Farbladung des Quarks nicht abgeschirmt, sondern erhöht [UM 00]. Betrachtet man α_S in erster Ordnung der Störungstheorie der starken Wechselwirkung bzw. QCD ergibt sich [BP 04]:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}. \quad (1.1)$$

n_f ist hierbei die Anzahl der beim betrachteten Impulsübertrag relevanten Quarkflavors. Als „Flavor“ werden die folgenden sechs verschiedenen Quark-Arten bezeichnet:

¹Quantenelektrodynamik

²Quantenchromodynamik

up-, down-, strange-, charm-, bottom- oder top-Quark.

Λ ist ein Skalenparameter, der sich nicht aus der Theorie selber ableiten lässt, sondern experimentell bestimmt werden muss.

$$\Lambda = (200\dots 300)\text{MeV} \quad (1.2)$$

Im Gegensatz zum Verhalten der Kopplungskonstanten der QED wird α_S bei größerer Annäherung und damit hohem Q^2 immer kleiner. Dies wird als „asymptotische Freiheit“ bezeichnet, was bedeutet, dass sich die Quarks innerhalb eines Protons oder z.B. Pions hin und her bewegen, ohne viel miteinander zu wechselwirken [DG 96]. Die Berechnung der Wechselwirkung mit Hilfe der Störungstheorie ist somit gerechtfertigt. Bei kleinen Q^2 -Werten (großen Distanzen) wird $\alpha_S(Q^2)$ so groß, dass die Quarks innerhalb der Hadronen eingesperrt sind (**Confinement**) und sich nicht als freie Teilchen betrachten lassen. Das kommt daher, dass, wenn die Entfernung zwischen den Quarks größer wird, die starke Kraft im Gegensatz zu anderen Kräften, wie der Schwerkraft, immer mehr zunimmt. Irgendwann ist die Entfernung und damit die Bindungsenergie so groß, dass ein Quark-Antiquark-Paar (Meson) entsteht. Als Ergebnis erhält man also nicht zwei isolierte Quarks, sondern neue Hadronen (Hadronisierung). Desweiteren wird aus der Selbstwechselwirkung von Gluonen die Existenz von exotischen Zuständen, die nur aus Gluonen (Glueballs), aus mehreren Quark-Antiquark-Paaren (Multiquarkzustände) oder aus gebundenen Systemen von Quark-Antiquark-Paaren mit konstituierenden Gluonen (Hybride) bestehen, vorausgesagt.

1.2 Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment

Das $\overline{\text{PANDA}}$ ³-Experiment zielt darauf ab, Ergebnisse zu liefern, die zum fundamentalen Verständnis der QCD beitragen. Es sollen neue Erkenntnisse im nichtperturbativen⁴ (niederenergetischen) Bereich der QCD gewonnen werden, indem Antiproton-Proton-Annihilationen und Antiproton-Vernichtungen in Kernmaterie untersucht werden. Hierzu wird im zukünftigen High Energy

³Antiproton **AN**nihilations at **DA**rmstadt

⁴Eine Theorie, die nicht von Näherungsverfahren wie Störungsrechnungen abhängig ist, bezeichnet man als **nichtperturbativ**. Wenn es nichtperturbativ ist, dann ist es exakt, insbesondere ist es in allen Energiebereichen gültig, denn bei perturbativen Rechnungen geht man immer davon aus, dass die Störung extremal ist, d.h. bei der perturbativen QCD große Energien (= kleine Abstände).

Storage Ring (HESR) des FAIR⁵-Komplexes bei der GSI⁶ in Darmstadt ein Antiprotonstrahl auf ein ruhendes Wasserstoff- oder Festkörpertarget gerichtet.

Bei $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ soll unter anderem Charmonium-Spektroskopie betrieben werden. Wegen seiner großen Masse kann das Charm-Quark theoretisch durch eine nichtrelativistische perturbative Näherung beschrieben werden. Dadurch lassen sich die Eigenschaften eines Charm-Anticharm-Systems (Charmonium) genauer vorhersagen, als die von bestehenden Systemen aus leichteren Quarks. Über die so gewonnenen Erkenntnisse der Eigenschaften der Charm-Zustände könnte man einen besseren Einblick in die Wechselwirkung zwischen Quarks und den Übergang zu großen Abständen erhalten. Hierfür sollen in Präzisionsmessungen sowohl hadronische als auch elektromagnetische Zerfälle rekonstruiert werden. Man erhofft sich, vorausgesagte Schlüsselaspekte der Gluodynamik zu verstehen.

Ein Nachweis der in Kapitel 1.1 genannten Exotika wäre eine Bestätigung der QCD und ist ein weiteres Vorhaben der $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Kollaboration. Sofern Glueballs und Hybride beobachtet werden können, wäre dies ein direkter Beweis für die Existenz von Gluonen im Niederenergiebereich [LoI99]. Da im Massenbereich des Charmoniums eine schwächere Mischung mit $q\bar{q}$ -Mesonen als im Bereich leichterer Quarks erwartet wird, sucht man in diesem nach den Glueballs und Hybriden. Mit der Bestimmung einiger Parameter von gluonischen Zuständen könnte man einen wichtigen Beitrag zur Lösung des Confinement-Problems liefern [TPR05].

Neben den oben genannten Experimenten zur starken Wechselwirkung soll die Verletzung der CP ⁷-Symmetrie in der schwachen Wechselwirkung, die für neutrale Kaonen und B-Mesonen bereits nachgewiesen wurde, ein weiteres Forschungsgebiet von $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ sein. Dafür sind Studien im $D^0\bar{D}^0$ -System sowie in Hyperon-Zerfällen vorgesehen.

Abbildung 1.1 zeigt den Massenbereich der Hadronen, der mit dem HESR möglich werden soll.

1.2.1 Charmonium

Als Quarkonia bezeichnet man gebundene Zustände aus einem Quark und einem Antiquark des gleichen Flavors. Als solche sind sie Mesonen ohne elektrische Ladung und Flavor. Gebundene $c\bar{c}$ -Zustände (also charm-Quark und

⁵Facility for Antiproton and Ion Research

⁶Gesellschaft für SchwerIonenforschung

⁷Charge and Parity

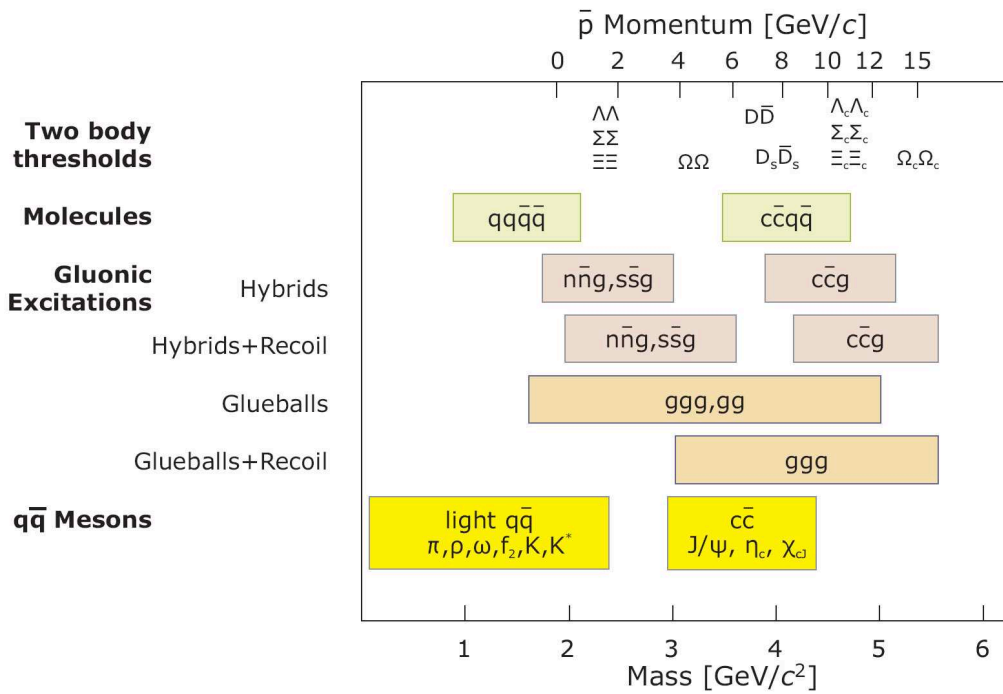


Abbildung 1.1: Die Abbildung zeigt den mit den Antiproton-Strahlen am HESR möglichen Massenbereich von Hadronen. Diese Antiprotonimpulse sind nötig für die Produktion von D-Mesonen- und Σ -Baryon-Paaren zur Untersuchung von Hyperkernen sowie für die Charmoniumspektroskopie, Suche nach charmhaltigen Hybriden und Glueballs [TPR05].

-Antiquark) nennt man Charmonium. Da sie eine sehr hohe Masse haben, können sie näherungsweise nichtrelativistisch beschrieben werden. Aus der elektromagnetischen Wechselwirkung lassen sich die gebundenen Zustände Wasserstoff und Positronium als Analoga verwenden. Vergleicht man deren Spektren mit dem eines Quarkoniums, so zeigen sich Ähnlichkeiten, wobei sich jedoch die Energieskalen um einige Größenordnungen unterscheiden.

Das Quark-Antiquark-Potential

In Abbildung 1.2 ist ein Positronium-/Charmonium-Termschema gezeigt. Es besteht eine große Ähnlichkeit zwischen den Energieniveaus mit den Hauptquantenzahlen $n = 1$ und $n = 2$ beim Vergleich von Positronium und Charmonium, wobei die Energieskala von Positronium um einen Faktor 10^8 gestreckt werden muss. Bei höheren Anregungen zeigt sich jedoch beim Charmonium

nicht mehr das $1/n^2$ -Verhalten des Positroniums. Da die relative Lage von Energiezuständen zueinander vom Potential bestimmt wird, kann man über das Potential des Charmonium-Systems folgende Aussagen machen: Analog zum Ein-Photonenaustausch des Coulomb-Potentials in der elektromagnetischen Wechselwirkung kann man den Ein-Gluonaustausch in der QCD mit einem $1/r$ -Potential für kleine Abstände ansetzen. Es sollte außerdem eine Fein- und Hyperfeinstruktur vorhanden sein, die qualitativ der des Wasserstoffatoms und des Positroniums ähnelt. Allerdings gilt es zu beachten, dass wegen des Confinements für große Abstände Abweichungen hiervon auftreten. Daher wählt man das Potential so, dass es bei größeren Abständen linear anwächst, wodurch sich dann auch die Abwesenheit von freien Quarks in der Natur erklären lässt. Mit diesen Überlegungen ergibt sich folgendes Wechselwirkungspotential zwischen Quark und Antiquark [BP 04]:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S(r) \hbar c}{r} + k \cdot r \quad (1.3)$$

Es besitzt das asymptotische Verhalten $V(r \rightarrow 0) \propto 1/r$ und $V(r \rightarrow \infty) \rightarrow \infty$. Die drei unterschiedlichen Farbladungen der Quarks führen zu dem Vorfaktor $4/3$. Typische Werte der Kopplungskonstante betragen für Charmonium

$$\alpha_S \approx 0.15 - 0.25, \quad (1.4)$$

die Konstante k bezeichnet die Feldenergie pro Länge („Saitenspannung“ bzw. string tension) und ergibt sich zu

$$k \approx 1 \text{ GeV/fm}. \quad (1.5)$$

Das Charmonium-Termschema

Da die Erzeugung eines $c\bar{c}$ -Paares über ein virtuelles Photon abläuft, können nur Zustände des Charmoniums mit den Quantenzahlen des Photons $J^{PC} = 1^{--}$ entstehen. Der niedrigste Zustand des Charmoniums (1^3S_1) ist damit das J/Ψ , welches 1974 in Proton-Kern-Stößen und e^+e^- -Kollisionsexperimenten entdeckt wurde [SL 74].

Es hat eine Masse von $3097 \text{ MeV}/c^2$ und die Resonanzbreite beträgt 93.4 keV , was einer Lebensdauer von 10^{-20} s entspricht [PDG06]. Damit ist seine Breite

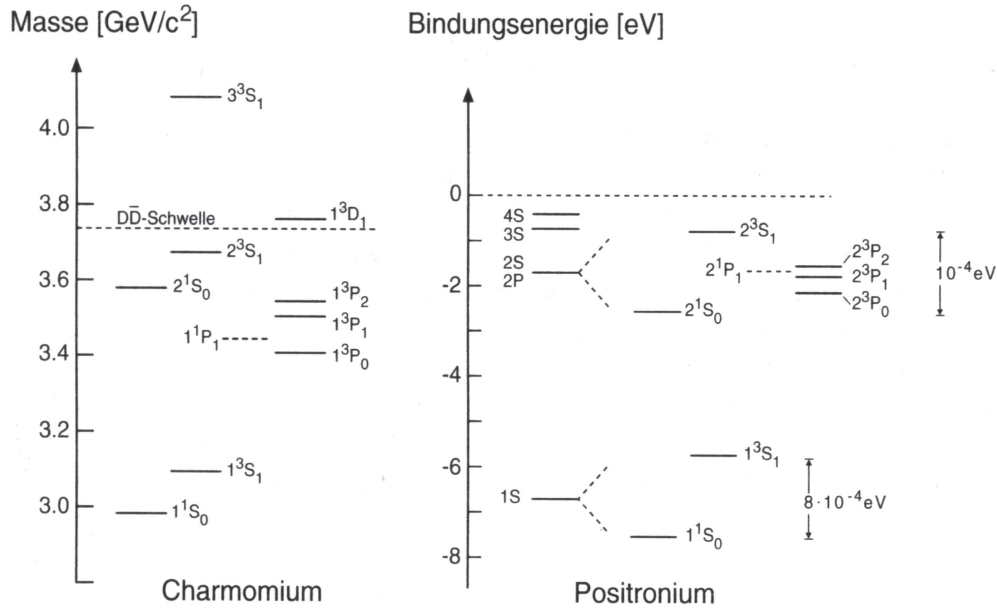


Abbildung 1.2: Vergleich der Energieniveauschemata von Charmonium und Positronium. Die Energieskalen sind so angepasst, dass der Abstand zwischen den 1S-2S-Zuständen in beiden Systemen gleich ist. Die Aufspaltung der Positroniumzustände ist dementsprechend vergrößert gezeichnet [BP 04].

ca. 1000-mal kleiner, die Lebensdauer ca. 1000-mal länger, als die anderer Mesonen in diesem Energiebereich. Die Entdeckung des J/Ψ war die Bestätigung der Existenz des Charm-Quarks.

Aus dem Termschema des Charmoniums lässt sich einiges über das Potential der starken Wechselwirkung aussagen. Man kann die lange Lebensdauer der Charmonium-Zustände mit $n = 1$ und $n = 2$ bzw. unterhalb von 3.7 GeV über die OZI⁸-Regel erklären. Sie besagt, dass Übergänge, die durch Diagramme mit unterbrochenen Quarklinien beschrieben sind, stark unterdrückt werden (siehe dazu Abbildung 1.3), wie z.B. der Zerfall von Charmonium in zwei Pionen. Der eigentlich favorisierte Zerfall in zwei Mesonen, die je ein c - oder \bar{c} -Quark und ein leichtes Quark enthalten, ist energetisch nicht möglich, der nächstmögliche Zerfall in Mesonen ohne c -Quarks wird durch die OZI-Regel unterdrückt.

Für $n \geq 3$ bzw. Energien oberhalb 3.7 GeV werden die Massen der Energiezustände des Charmoniums größer als die Schwellenenergie für die durch die OZI-Regel erlaubte Produktion von zwei D -Mesonen. Dies ist der Grund, warum sie viel schneller zerfallen und als quasi-gebunden betrachtet werden

⁸Okubo Zweig Iizuka

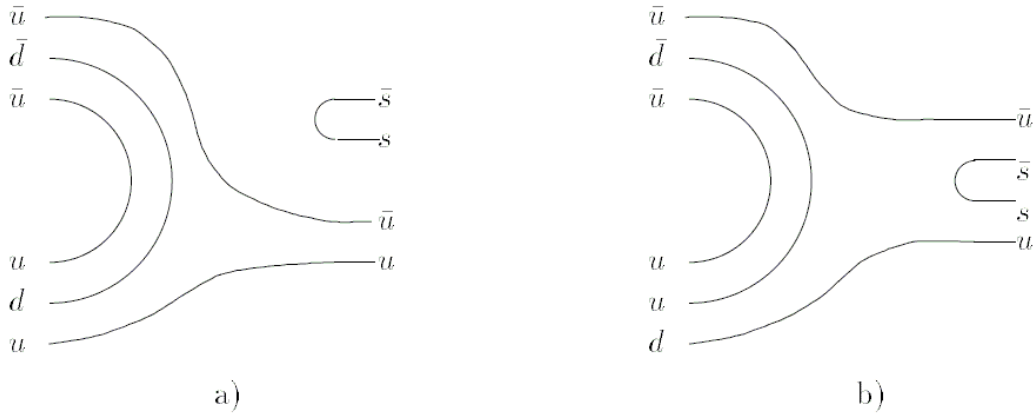


Abbildung 1.3: a) OZI-verbotener Übergang von $p\bar{p} \rightarrow \phi\pi^0$ mit externen Quarklinien; b) OZI-erlaubter Übergang von $p\bar{p} \rightarrow K^*\bar{K}$ mit nichtexternen Quarklinien. [BP 96]

können. Unterhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle (siehe Abbildung 1.4) zerfallen Zustände mit $J = 0$, wie z.B. das η_c^9 , zerfallen in zwei Gluonen (starker Zerfall) oder zwei reelle Photonen (elektromagnetisch), wohingegen das J/Ψ ($J = 1$) über drei Gluonen oder ein virtuelles Photon zerfällt. Dies passiert entweder durch Abstrahlung eines Photons, wie z.B.

$$\chi_c(1^3P_1) \rightarrow J/\Psi(1^3S_1) + \gamma \quad (1.6)$$

oder durch Annihilation von Quark und Antiquark zu reellen oder virtuellen Photonen oder Gluonen:

$$\eta_c(1^1S_0) \rightarrow 2\gamma \quad (1.7)$$

$$J/\Psi(1^3S_1) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen} \quad (1.8)$$

$$J/\Psi(1^3S_1) \rightarrow \gamma' \rightarrow \text{Hadronen} \quad (1.9)$$

$$J/\Psi(1^3S_1) \rightarrow \gamma' \rightarrow \text{Leptonen} \quad (1.10)$$

⁹Spin-Singulett-Zustände mit $S = 0$

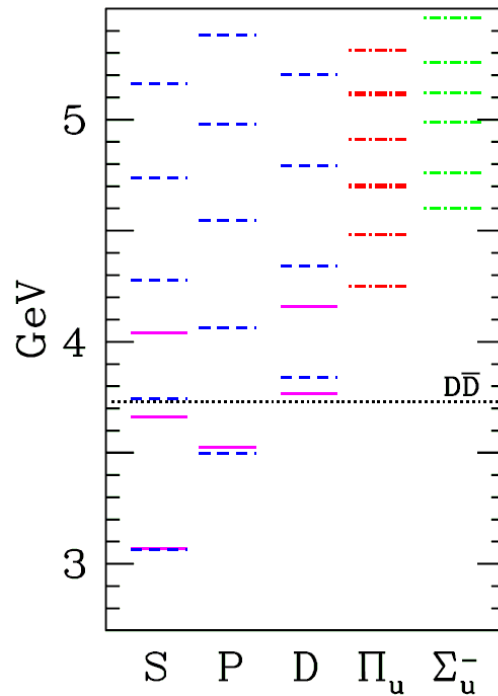


Abbildung 1.4: *Energiespektrum von Charmonium mit $D\bar{D}$ -Schwelle [TPR05]. Die gewöhnlichen Charmoniumzustände sieht man in den Spalten S, P, D, die Hybride in Π_u und Σ_u^- . Die gestrichelte horizontale Linie gibt die Schwelle für den Zerfall von Charmonium in zwei D-Mesonen an. Sie liegt bei $3738.6 \text{ MeV}/c^2$ - der zweifachen Masse eines D-Mesons [PDG06]*

1.2.2 Exotische Zustände

Als exotische Zustände oder Objekte bezeichnet man Teilchen, die sich nicht einfach in die bekannten Baryon- und Mesonschemata einordnen lassen. Dabei erwartet man die Existenz von rein gluonischen Zuständen (Glueballs), Multi-quarkzuständen mit mehreren $q\bar{q}$ -Paaren und $q\bar{q}g$ -Hybride. Alle diese Zustände sollen nach der QCD existieren. Könnte man einen dieser Exoten nachweisen, wäre das eine gute Möglichkeit, die QCD im nichtperturbativen Bereich zu bestätigen.

Glueballs

Glueballs werden als farbladungsneutrale Teilchen angenommen, die nur aus Gluonen bestehen. Glueballs besitzen dementsprechend keine Valenzquarks und sind stark wechselwirkende Teilchen. Dieser rein gluonische Zustand ist

möglich, da Gluonen (wie Quarks) Farbladung tragen und der starken Wechselwirkung unterliegen. Die Masse der Glueballs ist bereits theoretisch berechnet worden. Glueballs sind jedoch (bisher) nie wirklich in Experimenten entdeckt worden, da sie sich leicht mit anderen Mesonzuständen vermischen. Die theoretischen Berechnungen sagen aber voraus, dass es mit dem heutigen Stand der Technik bzw. den erreichbaren Energien möglich wäre, Glueballs zu produzieren und identifizieren. In Analogie zu Quarkonia („gewöhnliche“ Mesonen) könnte man Glueballs als einen gebundenen Zustand aus konstituierenden Gluonen mit antiparallelen bzw. parallelen Spins bezeichnen. Als Eichbosonen haben die Gluonen dabei dieselbe intrinsische Parität wie die Photonen, nämlich $P = -1$. In den letzten Jahren wurden durch bessere experimentelle Ergebnisse, theoretische Interpretationen und präzisere Computersimulationen große Fortschritte gemacht. Gitter-Gluons im reinen Yang-Mills-Sektor¹⁰ der QCD scheinen tatsächlich zu existieren und sie zeigen ein komplettes Spektrum, wobei der Grundzustand das $J^{PC} = 0^{++}$ mit einer Masse zwischen 1.4 und 1.8 GeV/ c^2 ist. Dabei handelt es sich aber auch um die Quantenzahlen der skalaren Mesonen mit verschwindender z -Komponente des Isospins, weshalb es leicht zu den oben bereits erwähnten Vermischungen von Glueballs und Quarkonia kommen kann. Die Untersuchung der schwachen Zerfälle von B - und D -Mesonen in drei Teilchen könnte bei der Glueballsuche sehr hilfreich sein, da bei diesen Zerfällen der eindeutige Anfangszustand die Quantenzahlen des Endzustands vorgibt. Auch das $f_0(1500)$ ist durch seine geringe Breite von 100 MeV/ c^2 und anhand der gemessenen Verzweigungsverhältnisse ein guter Kandidat für den Grundzustand des Glueballspektrums.

Multiquarkzustände

Multiquarkzustände sollen aus zwei oder mehreren konstituierenden Quark-Antiquark-Paaren bestehen, die ein farbneutrales System bilden, wobei auch exotische J^{PC} -Kombinationen erlaubt sind. Ein möglicher Kandidat für einen solchen Multiquarkzustand könnte das Baryonium sein. Es besteht aus drei Quarks und ihren Antiquarks, also einem Baryon und einem Antibaryon. Bisher konnte jedoch auch dieses Hadron nicht nachgewiesen, sondern nur eine Energieobergrenze für seine Existenz festgelegt werden.

¹⁰Die reine, klassische QCD-Eichtheorie besitzt keine Massenterme, aber es ist theoretisch erwiesen, dass die quantisierte Gitter-Eichtheorie nach Chen Ning Yang und Robert L. Mills eine Massenskala ausbildet. Das resultierende Massenspektrum beschreibt massive, gebundene gluonische Zustände - die Glueballs.

Hybride

Hybridzustände sind gebundene Systeme aus einem Quark-Antiquark-Paar plus einem oder mehreren Gluonen. Es sind hier wie bei den Multiquark-zuständen exotische Quantenzahlkombinationen möglich. Ein Beispiel für einen solchen Zustand ist das $\hat{\rho}(1400)$, was in Brookhaven am E852-Experiment und in der Reaktion $\bar{p}d \rightarrow \pi^- \pi^0 \eta p$ im $\pi^0 \eta$ -Zerfallskanal am Crystal-Barrel-Experiment beobachtet wurde. Seine Quantenzahlen sind $J^{PC} = 1^{-+}$ [WR 99].

1.2.3 CP-Symmetrie

Die CP-Symmetrie besagt, dass sich die physikalischen Zusammenhänge und Gesetze in einem System nicht ändern, wenn gleichzeitig alle Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt und alle Raumkoordinaten gespiegelt würden. Theorien und Beobachtungen legten den Schluss nahe, dass alle Wechselwirkungen und Zerfälle von Antiteilchen genau so ablaufen wie mit normalen Teilchen (C-Invarianz). 1956 postulierten Tsung-Dao Lee und Chen Ning Yang dann aber, dass die Schwache Wechselwirkung, der der Beta-Zerfall unterliegt, die Spiegelsymmetrie verletzt und Chien-Shiung Wu bestätigte diese Paritätsverletzung im Wu-Experiment. Man fand heraus, dass die Natur die Linkshändigkeit leicht gegenüber der Rechtshändigkeit bevorzugt. Das bedeutet, Teilchen aus einem Zerfall hatten vorzugsweise linksdrehenden Spin, die entsprechenden Antiteilchen rechtsdrehenden. Auch für Neutrinos gilt die P-Invarianz bei Teilchenreaktionen nicht. Der Spin der Neutrinos richtet sich immer entgegen ihrer Flugrichtung. Rechtshändige Neutrinos sind in der Natur nicht vorhanden. Vertauscht man allerdings zusätzlich zur Spiegelung auch noch Teilchen mit Antiteilchen (C+P), so ist der Prozess wieder erlaubt (rechtshändige Anti-Neutrinos existieren). Experimentell zeigte man dies im Goldhaber-Experiment. Demnach wäre zwar die P-Invarianz in der Natur verletzt, die kombinierte CP-Invarianz aber gegeben.

Beim Zerfall von schweren neutralen K -Mesonen zeigt sich allerdings eine Unregelmäßigkeit, die auf eine Verletzung auch der kombinierten CP-Symmetrie schließen lässt. Kaonen und Antikaonen zerfallen nicht in identischer Weise.

Das CKM¹¹-Modell sagt voraus, dass die CP-Verletzung aus Massenmischungen schwerer Quarks resultiert.

Bei PANDA sind Studien im $D^0 \bar{D}^0$ -System sowie in Hyperon-Zerfällen vorgesehen, um die CP-Verletzung zu bestätigen [BP 04].

¹¹Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

1.2.4 Materialstudien für das elektromagnetische Kalorimeter

Das Ziel des $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment ist es Hochpräzisionsmessungen im Bereich der QCD durchzuführen und ein besseres Verständnis der Hadronen zu erlangen. Hierzu ist der Nachweis aller Reaktionsprodukte bei der Antiprotonannihilation, insbesondere auch von Photonen notwendig. Dafür wurde ein komplexer 4π -Detektor konzipiert, der in der Lage ist, seltene Zerfälle, wie z.B.

$$p\bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma, \quad (1.11)$$

nachzuweisen.

Hierbei muss erreicht werden, dass die Reaktionsprodukte der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$ von Ereignissen der Untergrundkanäle $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$ und $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, die sehr niedrige Schwellenenergien also viel höhere Wirkungsquerschnitte besitzen, unterschieden werden können. Der Detektor muss deshalb eine sehr gute Impuls- und Energieauflösung liefern.

Der Nachweis der Energie der im Endzustand auftretenden Photonen soll durch ein elektromagnetisches Kalorimeter (EMC) erfolgen, welches eine Teilkomponente des im folgenden Kapitel beschriebenen $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors darstellt. Ein homogenes EMC besteht aus Szintillatorkristallen, die geometrisch so angeordnet sind, dass die Teilchenschauer möglichst vollständig absorbiert werden. Um das Szintillationslicht zu detektieren, werden an einem Ende der Kristalle Photodetektoren angebracht. Die Auslese des $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -EMCs soll über großflächige Avalanche Photodioden (Large Area APDs) erfolgen. Dieser spezielle Diodentyp verfügt im Gegensatz zu herkömmlichen Photodioden über eine interne Verstärkungsstufe, welche bei der Verwendung von Szintillatoren mit sehr geringer Lichtausbeute notwendig ist.

Es ist wichtig, Messungen etwaiger Strahlenschäden der Photodetektoren durchzuführen, da diese Dioden im späteren Experimentbetrieb einer ca. 10-jährigen Strahlenbelastung standhalten müssen. In dieser Arbeit werden Strahlenhärte-tests mit einer Am/Be-Neutronenquelle und einem d-T-Reaktor vorgestellt. Diese Tests sind insofern entscheidend, da Neutronen Schädigungen an den APDs induzieren können. Es kann zu Kristalldefekten durch Versetzung von Gitteratomen kommen (bulk damage) und somit zu einer irreparablen Veränderung des Grundmaterials der APD. Zum Vergleich werden Tests mit ionisierender Strahlung vorgestellt, die neben dem bulk damage Oberflächen-defekte wie Ladungsveränderungen an den oberflächennahen Grenzschichten

verursachen, die hauptsächlich durch Ionisation hervorgerufen werden.

Kapitel 2

Der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor

2.1 Die Beschleunigeranlage

High Energy Storage Ring (HESR)

An der GSI soll das neue Beschleunigerzentrum FAIR (s. Abb. 2.1) für die Forschung mit Ionen- und Antiprotonenstrahlen entstehen. Die Hauptbeschleunigerkomponente der Anlage wird ein großer, aus dem Synchrotronkomplex SIS100/SIS300¹ bestehender Doppelringbeschleuniger mit 1100 m Umfang und einer maximalen magnetischen Steifigkeit bzw. „bending power“ von 100 Tm (für das SIS100) bzw. 300 Tm (für das SIS300) sein. An den Hauptbeschleuniger schließt sich ein komplexes System von Speicherringen und Experimentierstationen an. Eine dieser Stationen wird von $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ besetzt werden. Der existierende GSI-Beschleuniger SIS18 dient als Injektor für die neue Anlage. Die Ionenstrahlen in dem Doppelring sollen weitaus höhere Intensität und Energien als bisher liefern. Der Antiprotonenstrahl für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment entsteht am Antiprotonenproduktionstarget aus hochintensiven Protonenstrahlen des SIS100. Die Antiprotonen werden fokussiert und gekühlt, um dann anschließend in umgekehrter Richtung wieder in den SIS100 eingespeist, auf hohe Energien beschleunigt und in den HESR weitergeleitet zu werden.

Im $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment werden die Parameter des HESR ausgenutzt, um Antiprotonen mit Energien bis zu 15 GeV mit einem Wasserstoff-Target in einem Speicherring mit hoher Luminosität kollidieren zu lassen. Die Energie des Antiprotonenstrahls muss einen Bereich von 0,8 bis 15 GeV abdecken, um alle zu untersuchenden Zustände der $c\bar{c}$ -Systeme erzeugen zu können. Bei einem Fixedtargetbetrieb entspricht das einem Antiprotonenimpuls von bis zu 6,5

¹SchwerIonen Synchrotron

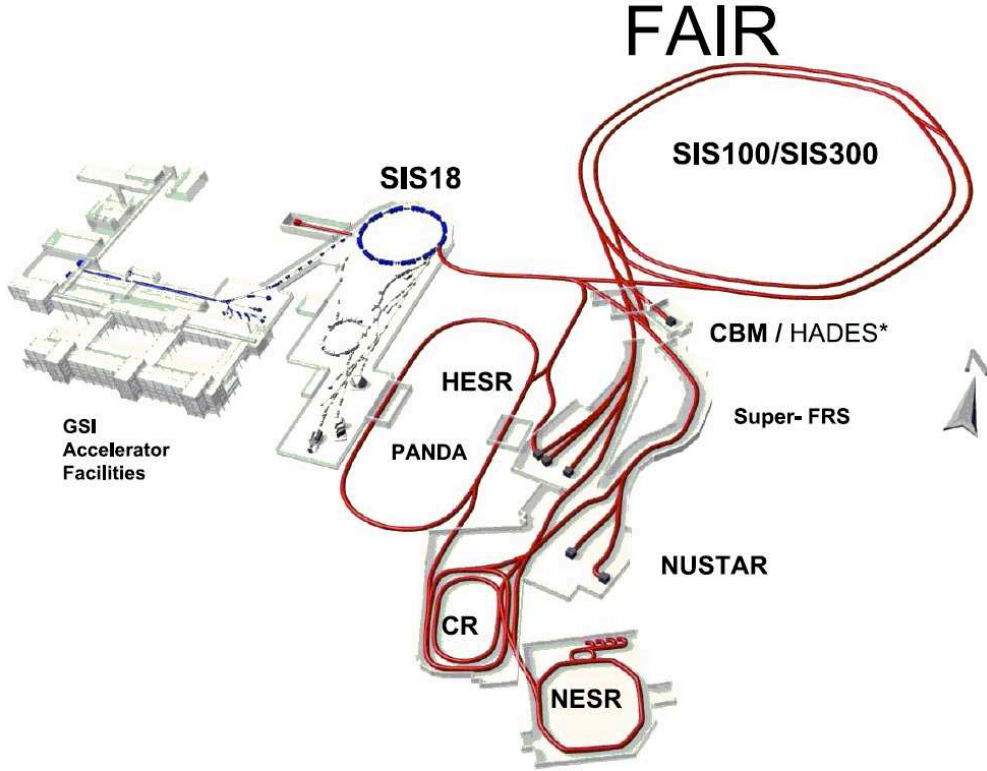


Abbildung 2.1: Der geplante FAIR-Komplex

GeV/c. Weitaus höhere Antiprotonenenergien sind zur Erzeugung von Hadronen mit Charm und Strangeness nötig. Aus diesem Grund sind maximale Strahlimpulse bis zu 15 GeV/c vorgesehen, damit sich auch $\Omega_c \bar{\Omega}_c$ -Paare erzeugen lassen.

Da das Projekt die Hadronenspektroskopie auf eine höhere Stufe stellen soll, müssen noch größere Präzisionen angestrebt werden, was eine hohe Luminosität voraussetzt. Mit Hilfe der Luminosität kann die zu erwartende Ereignisrate \dot{N} eines Experiments an einem Ringbeschleuniger ermittelt werden:

$$\dot{N} = \sigma_p \cdot L. \quad (2.1)$$

σ_p ist hier der Wirkungsquerschnitt des zu untersuchenden Prozesses und L die Luminosität.

Die maximale Luminosität wird $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ betragen, bedingt durch $2 \cdot 10^{12}$ im Ring zirkulierende Antiprotonen, die mit einem Target der Massenbelegung $\rho = 10^{14} \text{ Teilchen/cm}^2$ wechselwirken.

Die Antiprotonen müssen im Ring gekühlt werden, um die Impulsunschärfe auf ein möglichst kleines Level zu bringen. Die Verbreiterung des Strahls innerhalb des Targets muss also kompensiert werden, d.h. er sollte eine geringe Emittanz haben. Es wurde dafür das Verfahren der Kühlung durch hochenergetische Elektronen gewählt, die die Strahl-Impulsdispersion auf etwa $\delta p/p \leq 7 \cdot 10^{-5}$ minimiert. Mit dieser hohen Genauigkeit werden sich präzise Wirkungsquerschnitte ermitteln lassen. Ein weiteres wichtiges Anliegen ist es, die Zustandsbreiten direkt bestimmen zu können. Mit Hilfe der Elektronenkühlung kann man darüber hinaus die Energien der Antiprotonen im Strahl durch die Energie des Elektronenstrahls variieren. Dadurch lassen sich diese Energien fein einstellen und eine präzise $c\bar{c}$ -Spektroskopie wird gewährleistet, ohne dabei die Strahloptik des Rings zu beeinflussen [LoI99].

Für die Beschleunigeranlage ist vorgesehen, zwei verschiedenen Betriebsmodi einstellen zu können, um allen Anforderungen gerecht zu werden. Um seltene Zerfallskanäle anzureichern, soll sie im **High Luminosity Mode** betrieben werden. Hier erreicht der Antiprotonenstrahl durch stochastische Kühlung eine Impulsunschärfe von $\delta p/p \approx 7 \cdot 10^{-4}$ bei einer Luminosität von $L \approx 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Im **High Resolution Mode** soll die Dispersion durch Elektronenkühlung auf $\delta p/p \approx 7 \cdot 10^{-5}$ minimiert werden, wobei die Luminosität dann $L \approx 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ beträgt. In diesem Modus werden Scanexperimente an schmalen Resonanzen möglich [HK 02].

Die Parameter des HESR werden in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Effektive Targetdicke (Pellets): $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$		
Strahlradius am Target (rms): 0.3 mm		
	High Resolution Mode	High Luminosity Mode
Luminosität	$2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Impulsbereich	1.5 – 8.9 GeV/c	1.5 – 15 GeV/c
Speicherkapazität	10^{10} Antiprotonen	10^{11} Antiprotonen
Impulsauflösung	$\delta p/p \leq 4 \cdot 10^{-5}$	$\delta p/p \leq 1 \cdot 10^{-4}$
Strahlkühlung	Elektron- ($\leq 8.9 \text{ GeV}/c$)	Stochastische ($\geq 3.8 \text{ GeV}/c$)

Tabelle 2.1: *HESR-Parameter [DP 07]*

2.2 Der Aufbau des \bar{P} ANDA-Detektors

Wie zuvor beschrieben soll der \bar{P} ANDA-Detektor innerhalb des HESR lokalisiert werden. Eine 3D-Zeichnung des Detektors ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

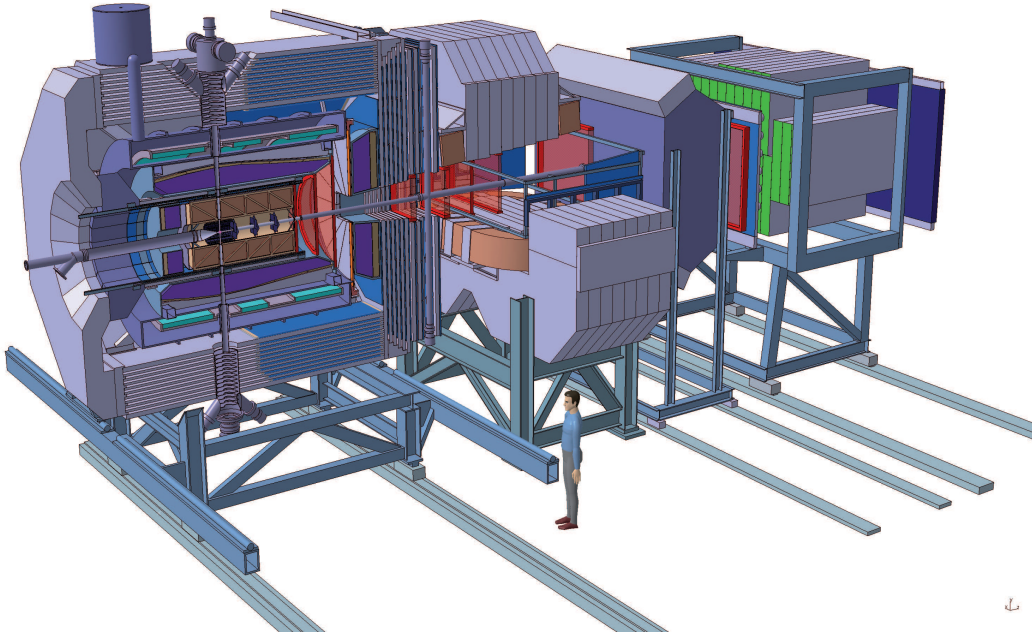


Abbildung 2.2: Überblick über den geplanten \bar{P} ANDA-Detektor. Gesamte Länge: ca. 12 m [Pan07]

Diese Anordnung ergibt sich aus den physikalischen Anforderungen an das Detektorsystem. Da fundamentale Fragestellungen der Wechselwirkung von Antiprotonen mit Atomkernen und Nukleonen untersucht werden sollen, ist es wichtig, dass die bei diesen Reaktionen entstehenden sowohl geladenen als auch neutralen Teilchen innerhalb des relevanten Winkel- und Energiebereichs detektiert werden können. Neben der hohen Energie- und Impulsauflösung soll der Detektor zusätzlich eine hohe Orts- (< 2 mm) und Zeitauflösung (< 1 ns) haben.

Der \bar{P} ANDA-Detektor ist in zwei Bereiche unterteilt: Ein Target-Spektrometer (TS) und ein Vorwärtsspektrometer (FS).

Das Targetspektrometer soll Teilchen mit Polarwinkeln (Laborsystem) im Bereich von $\vartheta_{\text{vertikal}} > 5^\circ$ bzw. $\vartheta_{\text{horizontal}} > 10^\circ$ detektieren. Die Wechselwirkungszone, festgelegt durch die Position des innenliegenden Targets, ist um-

geben von eben diesem Targetspektrometer, welches aus einem supraleitenden 2T-Solenoid-Magneten (Innendurchmesser 164 cm) besteht. In dem Magnet befindet sich ein zylindersymmetrisches Detektorsystem für Vertex-Detektion, Spurerkennung geladener Teilchen, Teilchenidentifikation (PID) und elektromagnetische Kalorimetrie.

Die in Vorwärtsrichtung emittierten Teilchen im Bereich von $\vartheta_{\text{vertikal}} < 5^\circ$ bzw. $\vartheta_{\text{horizontal}} < 10^\circ$ registriert das Vorwärtsspektrometer. Es setzt sich aus einem 2 Tm-Dipolmagneten mit Spurdetektoren, PID und Kalorimeter zusammen [BK 06].

Die Kombination dieser beiden Komponenten soll dafür sorgen, dass eine Raumwinkelabdeckung von annähernd 4π erreicht wird. Außerdem ermöglicht der modulare Aufbau der beiden Spektrometer das Austauschen oder Hinzufügen von individuellen Detektorkomponenten, so dass sich spezifische Experimente durchführen lassen.

2.3 Targetspektrometer

Wie bereits in Kapitel 2.2 beschrieben, werden Teilchen mit Polarwinkeln $\vartheta_{\text{horizontal}} > 10^\circ$ nur im TS detektiert. Zur Strahldurchführung hat das TS im rückwärtigen Bereich eine Akzeptanzlücke zwischen $170^\circ < \vartheta < 180^\circ$, in der nicht detektiert werden kann.

Die einzelnen Komponenten des TS sind die folgenden:

Zu innerst, die Wechselwirkungszone umgebend, befindet sich ein Silizium-Mikro-Vertex-Detektor (MVD). Zur Messung der Impulse geladener Teilchen ist dieser wiederum von einem Straw-Tube-Tracker (STT) bzw. alternativ einer Zeitprojektionskammer (TPC²) umschlossen. Um die Straw Tubes/TPC herum liegt der zylindrische Čerenkov-Detektor (DIRC³). Ein weiterer Čerenkov-Detektor deckt den vorderen Bereich des TS ab. Alle diese Detektoren werden ihrerseits von einem elektromagnetischen Kalorimeter (EMC⁴) umfasst. In den Bereich zwischen dem EMC und den Endkappen werden zwei Sätze von Mini-Drift-Kammern (MDC⁵) platziert, mit denen geladene Spuren in Vorwärtsrichtung erfasst werden sollen. Ein das gesamte TS umschließender Solenoid erzeugt ein homogenes Magnetfeld von bis zu 2 T. Hinter dem Eisenjoch werden Szintillationszähler zum Nachweis von Myonen montiert.

²Time Projection Chamber

³Detection of Internally Reflected Cherenkov-Light

⁴Electro Magnetic Calorimeter

⁵Mini Drift Chamber

2.3.1 Das Target-System

Für die vielen verschiedenen physikalischen Experimente gibt es eine Reihe von inneren Targettypen - von Wasserstoff bis zu schweren Kernen. Um bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ die angestrebte Luminosität für $p\bar{p}$ -Stöße zu erreichen, ist ein inneres Wasserstoff-Target mit einer Dichte von $3.8 \cdot 10^{15}$ Atomen/cm² sowie 10^{12} im HESR zirkulierende Antiprotonen erforderlich.

Aktuell werden zwei Target-Möglichkeiten in Erwägung gezogen:

Zum einen ein Pellet-Target, bestehend aus einem Strom gefrorener Wasserstoff-Kügelchen (Pellets), die den \bar{p} -Strahl senkrecht durchqueren sollen.

Die zweite Option ist ein den Strahl schneidender ultradichter Wasserstoff-Jet (Cluster-Jet-Target), mit dem Vorteil einer konstanten Wechselwirkungsrate im Gegensatz zum Pellet-Target.

Für beide Systeme ist noch mehr R&D⁶ nötig, bis man die für $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ erforderliche Dichte erreicht hat und sich für eine Variante entscheiden wird.

Für die Studien der \bar{p} -Kern-Stöße werden außerdem dünne Faser- oder Draht-Targets ins Auge gefasst.

Das Pellet-Target

Die typischen Parameter eines Pellet-Target-Systems sind Pellet-Raten von 10000 - 15000 s⁻¹, -Größen von 25 μm und Fallgeschwindigkeiten ≥ 60 m/s. Diese Parameter ergeben eine Targetdichte von einigen 10^{15} Atomen/cm², womit die Anforderungen für $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ erfüllt wären. Die von den Pellets projizierte Kreisfläche hat einen Radius von ≤ 1.5 mm.

Das Design des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Pellet-Target-Systems lehnt sich an das im WASA⁷-Detektor am CELSIUS⁸-Speicherring verwendete an.

Wenn ein einzelnes Pellet den Strahl durchkreuzt, kann es etwa 100 Mal mit den Antiprotonen wechselwirken, wodurch sich sowohl seine transversale, als auch die longitudinale Richtung und somit seine Position mit hinreichender Genauigkeit bestimmen lässt. Da die Anforderungen beim $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment höher sind, muss die momentane Leistung des WASA-Pellet-Target-Systems bezüglich der Pellet-Fluss-Kontinuität und der Pellet-Größe verbessert werden.

Zur Zeit wird darüber hinaus die Verwendung von Deuterium und schwereren Elementen als Wasserstoff als Pellet-Material diskutiert.

⁶**R**esearch and **D**evelopment

⁷**W**ide **A**ngle **S**hower **A**pparatus

⁸**C**ooling with **E**lectrons and **S**toring of **I**ons from the **U**ppsala **S**ynchrocyclotron

Das Cluster-Jet-Target

Gasförmige Targets eignen sich zur Untersuchung zahlreicher Stoßsysteme in verschiedenen Gebieten der Physik, insbesondere, wenn es auf hohe Targetreinheit und eine einfache und präzise Variation der Targetdicke oder einer eventuellen Targetzusammensetzung ankommt. Gas-Targets bieten deshalb im Vergleich zu anderen Targettypen viele Vorteile. Sie ermöglichen außerdem als fensterlose Targets die Aufnahme untergrundfreier Daten. Eine besondere Stellung nehmen dabei die Cluster-Jet-Targets ein. Der Targetstrahl ist bei diesen von homogener Dichte und definierter Ausdehnung bei gleichzeitig niedrigem Druck in der Streukammer. Die Targetdichte kann über mehrere Größenordnungen variiert werden. Wenn Winkelabhängigkeiten gemessen werden sollen oder wenn Targetgas außerhalb der vorgesehenen Reaktionszone das Ergebnis nachhaltig beeinflussen würde, wird als Gastarget ein Überschall-Gasstrahl (Jet) aus einer Lavaldüse eingesetzt.

Ein weiterer Vorteil ist, dass sich die Targetdichte durch Kühlung entsprechend dem allmählichen Verbrauch von Antiprotonen justieren lässt, so dass mit diesem Targettyp eine konstante Luminosität gesichert ist. Die Größe der Targetregion ist durch die Breite des Wasserstoff-Clusters bestimmt und sollte im Optimalfall etwa 10 mm betragen.

Es gibt allerdings auch Nachteile: Der Interaktionspunkt ist für Open-Charmmessungen schlecht definiert. Er muss bei diesem Targettyp in der longitudinalen Strahlrichtung rekonstruiert und kann nur transversal definiert werden. Neben Wasserstoff können interne Cluster-Jet-Targets auch mit Deuterium, Stickstoff, Argon und anderen Gasen betrieben werden. Von besonderem Interesse sind hierbei nukleare Targetmaterialien.

2.3.2 Spurdetektoren

Mikro-Vertex-Detektor

Der MVD soll die Sekundärvertices der Charmoniumzerfälle detektieren, was eine Vertex-Auflösung besser als $100 \mu\text{m}$ und eine Akzeptanz nahe 4π erfordert. Zu diesem Zweck besteht der MVD aus Siliziumpixel- und Streifendetektoren, die in fünf barrelförmigen Lagen um den Wechselwirkungspunkt und fünf scheibenförmigen Lagen in Vorwärtsrichtung aufgebaut sind.

Das aktuelle Design des MVD sieht aktive Pixelsensoren mit einem $200 \mu\text{m}$ dicken Sensor vor, der auf einen $150 \mu\text{m}$ dicken Chip gebondet wird, der die Frontend-Elektronik enthält. Solche Detektoren werden bereits für Experimen-

te am LHC⁹ am CERN¹⁰ (ALICE¹¹, ATLAS¹², CMS¹³) verwendet. Mit einer Pixelgröße von ca. $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ wird der MVD 10^7 elektronische Kanäle haben.

Die Gesamtmenge von Material, das von Teilchen durchflogen wird, ist abhängig von der Teilchenrichtung und kann bis zu 4,7% einer Strahlungslänge X_0 für ein Teilchen betragen, das alle fünf Schichten durchfliegt. Die reduzierte Belegung in den äußeren beiden Schichten könnte es ermöglichen, Siliziumstreifendetektoren zu verwenden, woraus eine Reduzierung in der Zahl der Auslesekanäle und des -materials resultieren würde.

Der zentrale Spurdetektor

Der zentrale Spurdetektor umgibt den MVD. Er hat einen äußeren Radius von 42 cm und eine Gesamtlänge von 150 cm. Seine Impulsauflösung $\delta p/p$ soll bei ungefähr 1% liegen. Die Auflösung für Sekundärvertizes, z.B. von K_S^0 - oder Δ -Zerfällen, sollte etwa $150 \mu\text{m}$ in der $r\phi$ -Projektion und etwa 1 mm in z-Richtung betragen. Die Materialbelegung sollte im Prozentbereich liegen, um Mehrfachstreuung und Photonumwandlung vor dem EMC möglichst gering zu halten. Zur Zeit werden für $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ zwei Optionen in Betracht gezogen: Ein STT¹⁴ und eine TPC¹⁵, die man im vorderen Teil des Targetspektrometers mit zwei Mini-Drift-Kammern kombinieren will.

Time Projection Chamber

Durch die exzellenten Tracking-Fähigkeiten und die intrinsische geringe Materialbelegung erfüllt eine TPC alle Anforderungen für einen zentralen Tracker. Außerdem wäre es damit möglich, PID durch die Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx in Impuls-Bereichen unter $1 \text{ GeV}/c$ zu betreiben, da die analogen Signale an den Anodendrähten Informationen über diesen spezifischen Energieverlust liefern. Simulationsergebnisse für Elektronen, Kaonen, Myonen, Pionen und Protonen im Impulsbereich zwischen $0,4 \text{ GeV}/c < p < 4 \text{ GeV}/c$ zeigen eine dE/dx -Auflösung von ungefähr 5%.

⁹Large Hadron Collider

¹⁰Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

¹¹A Large Ion Collision Experiment

¹²A Toroidal LHC ApparatuS

¹³Compact Muon Solenoid

¹⁴Straw Tube Tracker

¹⁵Time Projection Chamber

Das aktuelle Desing der $\bar{\text{P}}\text{ANDA-TPC}$ sieht zwei halbzyklindrische Hohlgefäße vor. Ein Multi-GEM¹⁶-Block an der vorderen Endkappe der TPC wird zur Verstärkung und Unterdrückung des Ionen-Rückflusses verwendet. Die TPC soll mit einer Ne/CO₂-basierten Gasmischung betrieben werden, um die Raumladungsanhäufung im Driftvolumen zu reduzieren. Die Pad-Größe wird ca. $2 \times 2 \text{ mm}^2$ betragen, so dass die Auflösung hauptsächlich diffusionsdominiert ist.

Die konstante Strahlstruktur am HESR sowie die Wechselwirkungsraten in der Größenordnung von $10^7/\text{s}$ stellen eine hohe Anforderung an solch einen Detektor. Ionen, die in der Verstärkungszone erzeugt werden, müssen davon abgehalten werden, zurück in das Driftvolumen zu gelangen, wo sie die Auflösung verschlechtern würden. Die Verwendung von GEM-Folien könnte die Möglichkeit eröffnen, eine TPC im kontinuierlichen Modus zu betreiben, ohne dabei zuviel Raumladung anzuhäufen. Die Granularität wäre damit um etwa eine Größenordnung höher als bei gepulst betriebenen TPCs.

Außerdem ist mit einer Impulsauflösung $\delta p/p$ von ungefähr 1% zu rechnen. Wegen der verhältnismäßig langen Driftzeit der Elektronen von bis zu $50 \mu\text{s}$ werden Tracks von ca. 1000 Events in der TPC überlagert und kommen dann gemeinsam an der Auslesefläche an. Den in der TPC rekonstruierten Spurstücken wird ein absoluter Zeitstempel zugeordnet. Dies geschieht entweder durch topologische Betrachtungen, wie z.B. Target-Pointing, oder durch Abgleich mit Spurstücken von anderen Detektoren.

Straw Tube Tracker

Der STT soll 15 Doppelschichten von Straws mit einer Länge von 150 cm enthalten. Sein innerer Radius beträgt damit 15 cm, der äußere 42 cm. Die 13 inneren Doppellagen von Straws sind um Winkel $\psi = 4.5^\circ \dots 9^\circ$ zur Strahlachse geneigt, während die erste und letzte Doppelschicht parallel verläuft. Diese Neigung dient der Positionsmessung der durchlaufenden Teilchen entlang der Strahlachse.

Der Durchmesser der inneren fünf Straw-Doppelschichten beträgt 4 mm, der der folgenden fünf beträgt 6 mm und die äußeren fünf haben einen Durchmesser von 8 mm.

Die äußere Wanddicke der insgesamt 8734 Straw-Tubes wird $30 \mu\text{m}$ betragen, die Dicke der Signaldrähte innerhalb der Straw-Tubes $20 \mu\text{m}$.

Das für die Straws vorgesehen Gas ist ein Ar-CO₂-Gemisch. Um einen Lang-

¹⁶Gas Electron Multipliers

zeitbetrieb zu gewährleisten, sollte die resultierende Gasverstärkung einen Wert von 10^5 nicht überschreiten.

Bei Beachtung dieser Parameter kann eine transversale Auflösung von $\sigma_{y,x} \approx 150 \mu\text{m}$ erreicht werden.

Multi-Wire Drift Chambers (MDC)

Der zentrale Spurdetektor kann Teilchen, die unter Polarwinkeln von $\theta < 22^\circ$ emittiert werden, nicht vollständig registrieren, weshalb diese mit Hilfe zweier Vielkanal-Driftkammern nachgewiesen werden sollen. Diese werden in Vorwärtsrichtung im Abstand von 1,4 m und 2 m vom Target platziert. Durch ihre Lage sind sie hohen Teilchenflüssen in dem 2T-Magnetfeld ausgeliefert. Um diese Anforderungen zu erfüllen, wurden quadratische/hexagonale Driftkammern mit einer Fläche von 1 cm^2 entworfen. Jede der Kammern wird zur Positionsmessung der Teilchenspuren aus mehreren Paaren von Nachweisebenen bestehen, deren Anzahl abhängig von ihrer Orientierung und der jeweiligen Symmetrie ist. Für diese Detektorkomponente wird eine Auflösung von $\sigma_{x,y} = 150 \mu\text{m}$ angestrebt.

2.3.3 Teilchenidentifikation

Wie bereits erwähnt ist eine gute Teilchenidentifikation von Hadronen und Leptonen über einen großen Raumwinkel- und Impulsbereich für die Erfüllung der physikalischen Ziele des $\overline{\text{P}}\text{ANDA-Experiments}$ unerlässlich. Aus diesem Grund wird daran gearbeitet, die Nachweismechanismen optimal abzustimmen.

Wenn sich geladene Teilchen in Materie mit Brechungsindex n mit höherer Geschwindigkeit als der Phasengeschwindigkeit des Lichts bewegen ($\beta c > c/n$), entsteht Čerenkov-Licht unter einem Winkel von $\Theta_C = \arccos(1/(n\beta))$. Man spricht allgemeiner vom in Abbildung 2.3 dargestellten Čerenkov-Effekt. Dies ist möglich, da die Phasengeschwindigkeit (des Lichts) in Materie stets kleiner als die Vakuumlichtgeschwindigkeit c ist.

Kombiniert man die Impulsinformation der Spurdetektoren mit der Geschwindigkeitsinformation aus dem Čerenkov-Detektor, lässt sich die Masse der nachgewiesenen Teilchen bestimmen. Es werden zwei Arten von RICHs¹⁷ mit unterschiedlichen Brechungsindizes n in das TS eingebaut, da die Teilchenimpulse bei unterschiedlichen Polarwinkeln stark variieren.

¹⁷Ring Imaging Čerenkov Counters

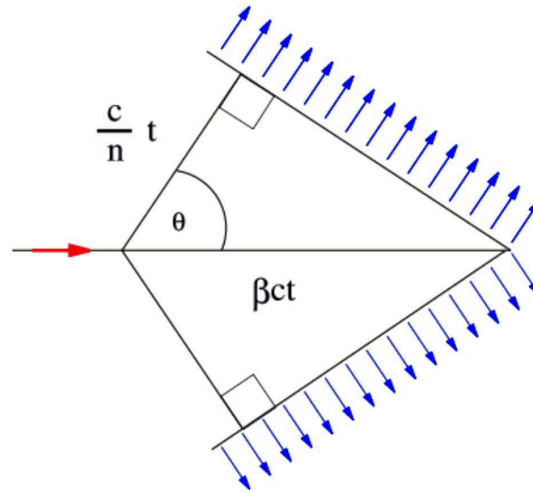


Abbildung 2.3: Čerenkov-Effekt

Detection of Internally Reflected Čerenkov-Light

Die für den Nachweis von Čerenkov-Licht zwischen $\theta = 22^\circ$ und $\theta = 140^\circ$ vorgesehene Detektorkomponente wurde im gleichen Prinzip bereits im BaBar¹⁸-Detektor verwendet. Der DIRC besteht aus 1,7 cm dicken Quarzstäben mit einem Brechungsindex von $n = 1,47$ und umgibt die Strahlachse zylindrisch in einem radialen Target-Abstand von $r = 48$ cm.

Bei BaBar wurden zur Auslese des DIRC Photomultiplier benutzt, wohingegen für PANDA die Auslese durch APDs in Betracht gezogen wird.

Neben dem Einsatz als Čerenkov-Nachweis-Komponente soll der DIRC auch als Trigger für das Kalorimeter dienen, da mit seiner Hilfe eine Unterscheidung zwischen Gammastrahlung und relativistisch geladenen Teilchen vorgenommen werden kann.

Disc-DIRC bzw. C₆F₁₄/CsI-RICH

Ein zweiter Čerenkov-Detektor, der den Raumwinkelbereich zwischen $\theta = 5^\circ$ und $\theta = 22^\circ$ abdecken soll, wird in der Endkappe des TS lokalisiert sein. Dieser Detektor wird speziell zur $\pi - K$ -Separation verwendet. In dem relevanten Impulsbereich eignet sich am ehesten ein Disc-DIRC mit Quartz als Radiator oder ein C₆F₁₄/CsI-RICH. Die erste Option bietet die beste Impulsabdeckung und Spektrometerimpulsauflösung, deshalb ist sie die bevorzugte Lösung. Eine wichtige Aufgabe wird es sein, die Scheibe mit Photosensoren adäquat im Joch

des Solenoiden zu platzieren.

Time-of-Flight (TOF) Stop counters

Flugzeitspektrometer sollen ein Stopp-Signal generieren, mit dem die Zeit gemessen werden kann, die ein Teilchen braucht, um eine bestimmte Strecke zurückzulegen, sprich seine Geschwindigkeit. Dies erfordert eine schnelle Elektronik nahe dem Wechselwirkungspunkt und Spurdetektoren zur Bestimmung der Flugstrecke. Über die Geschwindigkeit lässt sich im TOF die Masse bzw. der Quotient Masse/Ladung bestimmen. Wegen des Zusammenhangs $E = \frac{1}{2}mv^2$ verhalten sich nämlich die Flugzeiten in quadratischer Abhängigkeit zum Verhältnis Masse/Ladung ($t \propto \sqrt{\frac{m}{q}}$). Mit der Bestimmung der Masse ist das Teilchen indentifiziert. Allerdings gilt für dieses Prinzip eine Voraussetzung: Die Teilchen dürfen nicht zu schnell sein ($p < 4 - 5 \text{ GeV}/c$). Ist das nicht gegeben, könnte die Teilchensorte wegen der begrenzten Zeitauflösung des TOF-Systems nicht bestimmt werden.

Es ist zu beachten, dass im Prinzip relativistische Teilchen allein durch ihre Geschwindigkeit nicht zu identifizieren sind. Ein TOF-System macht aber dennoch Sinn, da sich mit ihm Teilchen, die sich weder über Separation in den Čerenkov-Detektoren, noch über ihren Energieverlust identifizieren lassen, detektierbar sind.

Das aktuelle Design des TOF sieht vor, dass die Stoppsektion aus einer Wand anorganischer Szintillatorplatten bestehen, die beidseitig mit schnellen Photomultipliern ausgelesen werden. Wie der DIRC soll das TOF Winkel von $\theta = 22^\circ - 140^\circ$ durch die zylindrische Anordnung um den STT/die TPC abdecken. Den Bereich zwischen $\theta = 5^\circ/10^\circ$ und $\theta = 22^\circ$ liest eine TOF-Stoppsektion innerhalb der Endkappe des TS aus.

Zeitaufösungen von $\delta t \leq 200 \text{ ps}$ werden angestrebt.

Myonen-Detektor (MUO)

Wegen des sehr geringen Wirkungsquerschnitts der für $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ interessanten myonischen Endzustände und der daraus resultierenden geringen Ereignisrate verglichen mit den Myonen vom Zerfall von Pionen, die reichlich bei $\bar{p}p$ -Annihilation erzeugt werden, ist der Myonen-Nachweis eine heikle Angelegenheit.

Hinter dem Eisenjoch des TS sollen zum Myonen-Nachweis Plastik-Szintillationszähler installiert werden, die im Laborsystem den polaren Raumwinkelbereich zwischen $\theta = 22^\circ$ und $\theta = 80^\circ$ abdecken. Größere θ müssen nicht beachtet

werden, da über 80° die Myonen im Eisenjoch gestoppt werden. Die Impulse der Myonen werden vom TS-Trackersystem bestimmt.

Das TS-MUD¹⁹-System soll 96 einzelne Barren von je 10 cm Dicke, 1 cm Höhe und 2 cm Länge enthalten. Zusätzlich wird es eine gleiche Anzahl von Barren senkrecht zur Strahlachse geben, die auf der Vorderseite des Solenoiden montiert werden. Mit Hilfe von Photomultipliern in Kombination mit ADCs²⁰ und TDCs²¹ werden die Barren dann ausgelesen. Die Informationen können zur Positionsbestimmung und zur Flugzeitmessung benutzt werden, um sie mit den Ergebnissen anderer Detektorkomponenten zu vergleichen und so nicht-koinzidente Ereignisse auszuschließen.

2.3.4 Elektromagnetisches Kalorimeter

Mit Hilfe eines EMC soll die Gesamtenergie eines einzelnen Teilchens (im Wesentlichen Elektronen und Positronen sowie hochenergetische Photonen und in geringerem Maße auch Myonen) bestimmt werden. Die Messung der Energie erfolgt durch Messung des totalen Energieverlustes des Teilchens, z.B. aufgrund von Ionisation und Anregung.

Ausführliche Informationen zum \bar{P} ANDA-EMC folgen im nächsten Kapitel.

2.3.5 Solenoid

Ein Solenoid ist allgemein eine zylindrische Metallspule mit sehr vielen dicht beieinanderliegenden Windungen. Stromdurchflossen wirkt das Solenoid wie ein Stabmagnet. Das Solenoid des TS besteht aus einer Spule mit einem inneren Radius von $r_i = 90$ cm und eine Länge von 2,5 m. Das erzeugte Magnetfeld kann bis zu 2 T erreichen und hat über das Volumen des inneren und äußeren Trackers verteilt eine Inhomogenität von nur einigen Prozent.

Der Impuls der geladenen Teilchen lässt sich über den Flugbahnradius bestimmen, da das bekannte Magnetfeld eine Krümmung der Teilchenbahn senkrecht zur Strahlrichtung hervorruft. Auch bei kleinen Polarwinkel unter 5° ist die Impulsauflösung sehr gut. Der Kryostat²² der Spule hat zwei Bohrungen von 100 mm Durchmesser, die zum Einbau der inneren Targets dienen und sich jeweils über und unter dem Target befinden [TPR05].

¹⁹MUon Detection

²⁰Analog to Digital Converters

²¹Time to Digital Converters

²²Kühlgerät für sehr tiefe Temperaturen

2.4 Vorwärtsspektrometer

Teilchen mit Polarwinkeln $\vartheta_{\text{vertikal}} = 5^\circ$ und $\vartheta_{\text{horizontal}} = 10^\circ$ werden wie in Kapitel 2.2 erwähnt, nur im FS nachgewiesen werden.

Das aktuelle Design sieht vor, dass die Spuren der schnellen Teilchen von zwei MDCs sichtbar gemacht werden. Die PID erfolgt durch eine TOF-Stoppwand und einen RICH-Detektor, die sich hinter dem Dipol befinden werden. Das Ende des FS bildet eine Kombination aus elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter, gefolgt von einem Myonen-Nachweissystem.

2.4.1 Dipolmagnet

Ein supraleitender Dipolmagnet mit einem Blendrahmen von einem Meter und einer Öffnung von mehr als zwei Metern soll der Impulsbestimmung der geladenen Teilchen in Vorwärtsrichtung dienen. Er wird sich einen Meter vom TS entfernt befinden.

Das Magnetjoch mit einer Länge von 2 m wird ca. $3,3 \text{ m} \times 5,8 \text{ m}$ einnehmen. Es deckt damit die gesamte Winkelakzeptanz des TS von $\pm 10^\circ$ und $\pm 5^\circ$ in horizontaler und vertikaler Richtung ab. Die maximale Biegekraft des Magneten wird 2 Tm betragen und die daraus resultierende Ablenkung des Antiprotonenstrahls ist $2,2^\circ$ bei einem Maximalimpuls von $15 \text{ GeV}/c$.

Um eine maximale Myonennachweisschiffizienz zu erzielen, kann das Eisenjoch des Dipolmagneten zusätzlich mit Spurdetektoren für ionisierende Teilchen instrumentiert werden.

Die Strahlablenkung soll von drei Korrekturdipolmagneten kompensiert werden, von denen einer in, die anderen beiden in entgegengesetzter Strahlrichtung installiert werden.

Feldberechnungen für diese Lösung zeigen allerdings, dass das magnetische Feld zwischen dem Solenoid und dem Dipol sehr inhomogen sein wird. Aus diesem Grund ist noch mehr R&D-Arbeit nötig, um die Vor- und Nachteile anderer Möglichkeiten, wie z.B. eines Toroid-Systems, zu verstehen und eventuell umzusetzen. Trotzdem bleibt der Dipol die wahrscheinlichste Lösung für den $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor.

2.4.2 Spurdetektoren

Die Detektion der Ablenkung der Teilchenspuren im Feld des Dipolmagneten wird mit einem MDC-System erfolgen. Wie erwähnt sollen zwei MDCs (aktive

Fläche: $1,3 \times 0,7 \text{ m}^2$) vor und zwei (aktive Fläche: $2,4 \times 1,2 \text{ m}^2$) hinter dem Dipolmagneten platziert werden. Zusätzlich werden zwei MDCs oder STTs in der Magnetöffnung installiert. So soll erreicht werden, dass sowohl Teilchen mit hohen als auch mit sehr kleinen Impulsen detektiert werden. Die Kammern werden quadratische oder hexagonale Driftzellen von 1 cm Breite (wie bei den TS-Kammern) enthalten. In jeder Kammer werden sich drei Paare von Nachweisebenen befinden: Ein Paar mit vertikal angeordneten Drähten, die der anderen beiden Paare werden um $\phi = 45^\circ$ und $\phi = -45^\circ$ geneigt sein. Durch diese Anordnung wird es möglich, Spuren in jeder Kammer einzeln zu rekonstruieren, sogar bei Multi-Track-Ereignissen. Die Strahlrohrdurchführung wird durch ein zentrales Loch erfolgen. Die mittleren Drähte werden entweder beseitigt oder separat an isolierende Ringe um das Rohr montiert. Die erwartete Impulsauflösung $\delta p/p$ für dieses System beträgt für Protonen mit $3 \text{ GeV}/c$ 0,2 % und wird bestimmt von den Kammerdrähten, dem Gas und den kleinen Streuwinkeln.

2.4.3 Teilchenidentifikation

Time-of-Flight

Die Stopp-Detektoren werden aus organischen Szintillatorplatten bestehen, die an beiden Seiten mit schnellen Photomultipliern ausgelesen werden. Die Zähler werden in Form einer Wand in Strahlrichtung 7 m vom Target entfernt innerhalb der Dipolöffnung platziert und die Flugzeit der Teilchen zwischen ihnen und den Start-Detektoren am Interaktionspunkt gemessen. Die Wand direkt vor dem EMC soll aus vertikal angeordneten Streifen bestehen, die in ihrer Breite von 5 bis 10 cm variieren, um die unterschiedlichen Zählraten aufzunehmen. Mit der erwarteten Zeitauflösung von $\sigma_t = 50 \text{ ps}$ wird die Separation von π/K und K/p auf einem 3σ -Level bei Impulsen von $2,8 \text{ GeV}/c$ bis zu $4,7 \text{ GeV}/c$ möglich.

Ring Imaging Cherenkov Counter

Der RICH soll dafür sorgen, dass die π/K - und K/p -Separation auch für die höchsten Impulse gelingt. Aktuell ist noch nicht sicher, ob sich diese Aufgabe auch durch z.B. das TOF-System lösen lassen würde. Trotzdem bleibt der Fokus der Simulationen auf der Verwendung eines Vorwärts-RICHs.

Das zum jetzigen Zeitpunkt bevorzugte Design sieht einen Aerogel-RICH wie den schon bei HERMES verwendeten vor, der sich allerdings in gewissen De-

tails von diesem unterscheiden wird. Unter Verwendung eines dünnen Kohlefaser spiegels, der das Čerenkov-Licht auf eine Anordnung von Photomultipliern fokussiert, und einer Detektorplatte außerhalb des aktiven Volumens würde die Gesamtdicke des Detektors zwischen 6.8% und 8% einer Strahlungslänge X_0 betragen.

2.4.4 Kalorimeter und Myon-Detektion

Als Vorwärtskalorimeter ist ein zweiteiliges System vorgesehen.

Der vordere Teil wird ein elektromagnetisches Kalorimeter basierend auf dem „Shashlyk“-Prinzip sein. Damit werden Photonen und Elektronen mit einer hohen Auflösung und Effizienz nachgewiesen. Die Module dieses Kalorimeters bestehen aus sich abwechselnden Blei- und Szintillatorschichten, die mit durch den Block geführten Fasern ausgelesen werden. Ein solches Kalorimeter wurde bereits erfolgreich im E865-Experiment am Brookhaven National Laboratory eingesetzt und es konnte eine Energieauflösung von $4\%/\sqrt{E}$ erreicht werden. Um die gesamte Akzeptanz in Vorwärtsrichtung abzudecken, werden 13 Reihen und 27 Spalten benötigt, das bedeutet insgesamt 351 Module, die ca. 7 - 8 m vom Target entfernt platziert werden.

Der zweite Teil des Kalorimeters soll der Energiemessung von neutralen Hadronen, als Fast-Trigger und aktiver Myonen-Filter dienen, denn in anderen Teilen von $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ lassen sich Neutronen und Antineutronen nicht nachweisen. Dieses zweite Kalorimeter wird direkt hinter dem Shashlyk-Kalorimeter platziert, worauf Myonen-Zähler folgen. Für die Realisierung wird das Design des MIRAC²³ des WA80-Experiments am CERN für das $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Kalorimeter verwendet werden. Das MIRAC wird von 40 voneinander unabhängigen Blöcken mit einer horizontalen Ausdehnung von 22 cm und einer vertikalen von 120 cm gebildet. Jeder Block ist zusammengesetzt aus einem hadronischen (Stahl-Szintillator; $l = 6 X_0$) und einem elektromagnetischen (Blei-Szintillator; $l = 15 X_0$) Abschnitt. Die Energieauflösung für hadronische Schauer beträgt $(0,034 \oplus 0,34\sqrt{E/GeV})\%$. Für $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ werden die MIRAC-Blöcke in einem Abstand von 8 bis 10 m vom Target eine Fläche von $1,8 \times 4,4 \text{ m}^2$ bei einer Länge von 1,4 m einnehmen, so dass sich die Vorwärts-Akzeptanz über den erforderlichen Winkelbereich erstreckt.

Hinter dem zweiten Kalorimeter wird sich wie bereits erwähnt eine Wand aus Zählern zum Myon-Nachweis ähnlich denen um den Solenoid befinden. Zusätzliche Myon-Zähler sollen innerhalb des Dipols oder an der Außenseite des Sole-

²³MId RApidity Calorimeter

noiden montiert werden, um die Akzeptanzlücke zwischen $\vartheta = 5^\circ$ und $\vartheta = 22^\circ$ abzudecken.

Zusammenfassend zeigt Abbildung 2.4 eine schematische Aufsicht des \bar{P} ANDA-Detektors mit allen zuvor genannten Komponenten. Der Antiprotonenstrahl des HESR fällt in dieser Skizze von links in den Detektor ein und wechselwirkt bei 0 m auf der Horizontalachse mit dem Target.

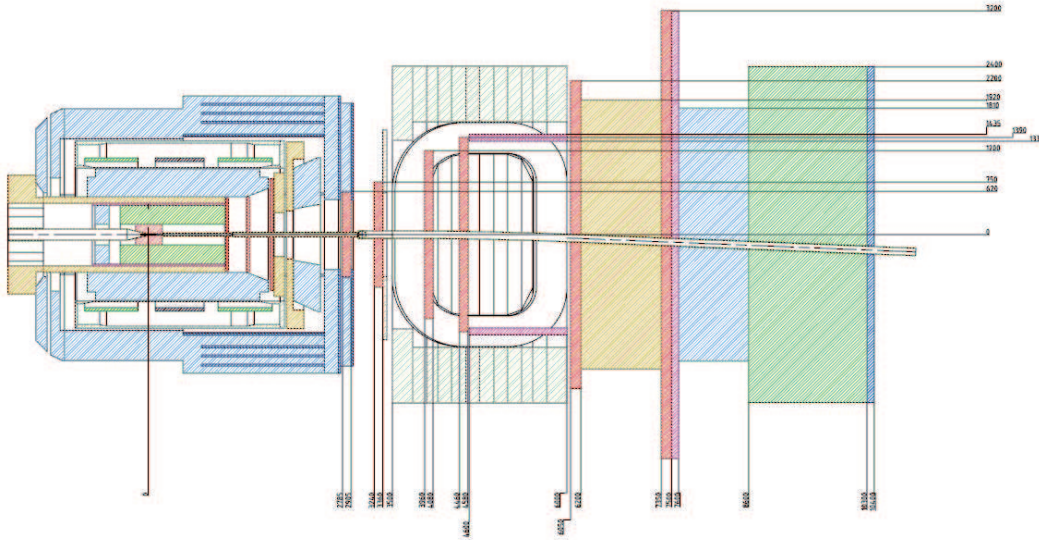


Abbildung 2.4: Schema des \bar{P} ANDA-Detektors von oben. Vom Wechselwirkungspunkt nach außen - TS: Mikro Vertex Detektor (rot), Straw Tube Tracker/Time Projection Chamber (grün), elektromagnetisches Kalorimeter (blau), Mini Drift Chambers (rot), Čerenkov-Detektoren (DIRC und RICH, beige), Solenoid (blau, alles umgebend); FS: Mini Drift Chambers (rot), Dipol (hellgrün), hadronisches Kalorimeter (blau), Myonennachweissystem (grün)

2.5 Trigger und Datenerfassung

Nicht alle anfallenden Daten eines Experiments können gespeichert und zu einem späteren Zeitpunkt genauer analysiert werden, was an der riesigen Menge der Daten liegt: Es fallen einige 100 Gb/s an, doch die Möglichkeit zur permanenten Speicherung liegt bei sehr viel weniger. Daher ist eine online Reduzierung der Datenrate durch einen Trigger mit einer Paketkreuzungsrate im MHz-Bereich auf einige 100 Hz notwendig. Des Weiteren muss dieses große Datenvolumen später erneut nach relevanten Ereignissen durchsucht werden.

Ein Trigger ist ein überprüfendes System, das bei einem bestimmten Ereignis die weitere Datenerfassung anstößt. Datenerfassung (Data Acquisition System, DAQ) beinhaltet die Aufnahme, Umwandlung, Pufferung und Speicherung analoger und digitaler Signale mittels geeigneter Hardware und Software. Verschiedene Eigenschaften des Beschleunigers sowie der Detektoren wie z.B. die hohe Luminosität und Auflösung, räumliche Ausdehnungen, geringe Wirkungsquerschnitte etc. bedingen Konsequenzen für den Trigger und die DAQ. Serielle Hochgeschwindigkeits- (10 Gb/s und mehr pro Anschluss) und hochdichte FPGAs²⁴ (programmierbarer integrierter Schaltkreis) mit einer großen Anzahl an programmierbaren Gates sowie weitere hochentwickelte Komponenten bilden den Schwerpunkt der Arbeit am DAQ-Framework.

Die elementaren Bausteine der Hardwareinfrastruktur, die flexibel kombiniert werden können, um den unterschiedlichen Anforderungen gerecht zu werden, sind folgende:

- Intelligente front-end Module
- Präzise Systeme zur Messung des zeitlichen Verlaufs
- Gepufferte Anschlüsse zur Datenübertragung

und zusätzlich große Mengen an Rechenleistung. Die Netzstruktur sichert das Zusammenarbeiten aller Bausteine, die mit Hilfe integrierter Schalter kaskadiert und rekonfiguriert werden können [TPR05].

²⁴**F**ield **P**rogrammable **G**ate **A**rrays

Kapitel 3

Das elektromagnetische Kalorimeter

Kalorimeter sind Detektoren, mit denen Energie und Art eines Teilchens bestimmt werden können. Nicht nur geladene, sondern auch neutrale Teilchen lassen sich damit nachweisen und rekonstruieren. In elektromagnetischen Kalorimetern nutzt man die elektromagnetische Wechselwirkung von Elementarteilchen mit Materie aus. In der Regel bestehen sie aus passiven Materieplatten (z.B. Blei oder Eisen), in denen die Wechselwirkung stattfindet und die so als Absorptionsmaterial wirken. In diesen Absorbern entwickelt sich eine Abfolge von Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen. Zwischen den Absorbern liegen aktive Detektorelemente (Szintillatoren) zur Auslese, die mit Photomultipliern verbunden werden („Sandwichprinzip“).

In einem Kalorimeter geben die ankommenden primären Teilchen ihre ganze Energie stufenweise in einem Schauer (Kaskade) von Teilchen mit immer kleiner werdender Energie ab. Ein Teil dieser Energie wird in Wärme umgewandelt, wobei die Temperaturerhöhung jedoch nur wenige Grad Celsius beträgt und damit nicht zur Energiemessung genutzt werden kann. Der überwiegende Teil der Energie wird letztendlich im Szintillator als sichtbares Licht abgegeben. Das Szintillatorlicht wird von den Photomultipliern aufgefangen. Bei diesem Prozess ist die Lichtmenge proportional zur Energie des eingelaufenen Primärteilchens.

Das auf den Absorber auftreffende Elektron strahlt ein Photon ab, welches seinerseits ein Elektron-Positron-Paar bildet, das wiederum Photonen abstrahlt usw. Der Prozess läuft so lange weiter, bis alle Elektronen die kritische Energie E_k erreicht haben und dann im Wesentlichen durch Ionisation ihre Energie abgeben. Einen Teil dieser Ionisationsenergie misst man mit dem o.g. Ausle-

sematerial.

Sei N die Anzahl der Schauerteilchen, dann ergibt sich die Energie E_0 des Primärteilchens zu: $E_0 = N/E_k$

Man kann also über die Struktur des Sekundärteilchenschauers die Art der Teilchen identifizieren. Kalorimeter besitzen eine gute Orts- und Richtungsauflösung und können bei hohen Ereignisraten verwendet werden.

3.1 Nachweis geladener und neutraler Teilchen

Sowohl Teilchen als auch Strahlung lassen sich nicht direkt, sondern nur über ihre Wechselwirkung mit Materie nachweisen. Die physikalischen Prozesse für den Nachweis geladener Teilchen unterscheiden sich von denen der neutralen (u.a. Photonen). Geladene Teilchen wechselwirken im Wesentlichen über Ionisation und Anregung mit Materie, bei relativistischen Energien kommt es zusätzlich zu Bremsstrahlung. Neutrale Teilchen müssen zunächst durch Wechselwirkung geladene Teilchen erzeugen, die dann wiederum ebenfalls durch Wechselwirkungsprozesse registriert werden können. Für Photonen sind das der Photo- und Comptoneffekt, sowie Paarerzeugung von Elektronen, die dann über Ionisation der Detektormaterie nachgewiesen werden.

3.1.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Geladene Teilchen verlieren ihre kinetische Energie beim Durchgang durch Materie durch Anregung von gebundenen Elektronen und Ionisation. Je nach Art und kinetischer Energie des Projektils ist ihr Anteil am Gesamtenergieverlust unterschiedlich hoch. Es kann zu folgenden Vorgängen kommen:

- Ionisation der Detektoratome
- Anregung der Detektoratome
- Bremsstrahlung (Elektronen/Positronen)
- Čerenkov-Strahlung
- Paarannihilation

Energieverlust durch Anregung und Ionisation

Mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel lässt sich näherungsweise der durch Kollision verursachte Energieverlust $-dE$ geladener Teilchen (Protonen, Alphateilchen, Atomionen, Myonen u.a., aber nicht Elektronen) beim Durchqueren von Materie durch Ionisation und Anregung pro Wegstrecke dx beschreiben. Sie lautet:

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

z	Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung
m_e	Elektronenmasse
Z, A	Kernladungs- und Massenzahl des Absorbers
r_e	klassischer Elektronenradius ($r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2}$, ϵ_0 - Dielektrizitätskonstante)
N_A	Avogadrozahl (Anzahl der Atome pro Grammatom) = $6.022 \cdot 10^{23} \text{ Mol}^{-1}$
I	Ionisationskonstante
β	v/c
γ	Lorenzfaktor: $\gamma = \left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right)^{-1}$
ρ	Dichtekorrekturfaktor; für energiereiche Teilchen: $\rho \approx 2 \ln \gamma + \zeta$ ζ = materialabhängige Konstante

I ist eine charakteristische Größe für das bremsende Material, die durch $I = 16Z^{0.9} \text{ eV}$ für $Z > 1$ approximiert werden kann. Es ist dabei aber zu beachten, dass I von der molekularen Verbindung der Absorberatome abhängt [CG 93].

Der Energieverlust durch Kollisionen ist der wichtigste Mechanismus zur Energieübertragung in Detektormaterialien. Für Elektronen ist es im gleichen Maße der Energieverlust durch Bremsstrahlung.

Bremsstrahlung

Beschleunigte geladene Teilchen (Elektronen und Positronen) können beim Durchgang durch Materie wechselwirken, indem sie ein Photon abstrahlen. Man nennt diesen Prozess Bremsstrahlung, da der mit der Abstrahlung des Photons verbundene Energieverlust das Elektron/Positron tatsächlich abbremst. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des Prozesses.

Dieser Prozess ist sehr stark abhängig vom Material und der Energie: Er wächst fast linear mit der Energie und quadratisch mit der Ladungszahl Z des Mediums. Über einer kritischen Energie von $E_c \approx 600 \text{ MeV}/Z$ überwiegt der

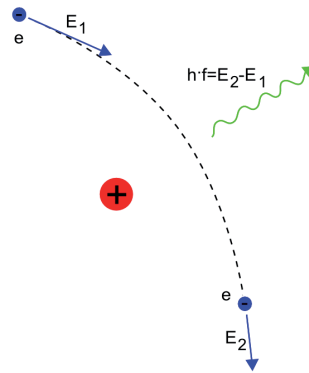


Abbildung 3.1: Erzeugung von Bremsstrahlung durch Abbremsung eines schnellen Elektrons im Coulombfeld eines Atomkerns

Energieverlust durch Bremsstrahlung den durch Ionisation und er kann folgendermaßen beschrieben werden [CG 93]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \cdot \frac{Z^2}{A} r_e^2 \cdot E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (3.2)$$

z, E Ladung und Energie des einfallenden Teilchens

Z, A Kernladungs- und Massenzahl des bremsenden Mediums

Für diese hochenergtischen Elektronen kann man zusätzlich eine weitere Materialgröße angeben: Die Strahlungslänge X_0 . Durch sie wird die Wegstrecke beschrieben, nach deren Durchqueren sich die Energie des Elektrons wegen der Bremsstrahlungsprozesse um den Faktor e reduziert hat. Für Elektronen ($z = 1, m = m_e$) lässt sich die Strahlungslänge durch $-dE/dx = E/X_0$ angeben.

Bremsstrahlungsverluste sind wie beschrieben direkt proportional zur Energie, Ionisationsverluste verhalten sich hingegen logarithmisch mit der Energie. Die Energie, bei der beide Mechanismen für Elektronen gleich sind, ist die oben genannte E_c . Über sie lässt sich das Verhältnis der beiden Verlustarten angeben:

$$R = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \propto \frac{Z \cdot E}{600 \text{ MeV}} \quad (3.3)$$

Čerenkov-Strahlung

Wie bereits in Kapitel 2.3.3 beschrieben, wird Čerenkov-Strahlung von geladenen Teilchen in Form von Photonen emittiert, wenn sie ein Material (Brechungsindex n) mit einer Geschwindigkeit durchfliegen, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Material ist. Die Photonen werden in einem Kegel um die Bahn des geladenen Teilchens emittiert [Wik01]. Sein Winkel beträgt

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n}. \quad (3.4)$$

Verglichen mit der Ionisation ist der Anteil der Čerenkov-Strahlung zum Energieverlust eher gering.

Paarannihilation

Unter Paarvernichtung versteht man den Prozess, der ein Elektron und ein Positron in zwei oder mehr Photonen überführt. Der jeweilige Prozess wird durch das Zusammentreffen der Spins des Elektrons bzw. Positrons bestimmt. Sind die Spins entgegengesetzt zueinander, also der Gesamtspin $J = 0$ (Singulett), führt der Prozess zu zwei Photonen. Sind die Spins parallel zueinander ($J = 1$, Triplett) entstehen mindestens drei Photonen. Der 3-Photonen-Prozess ist von höherer Ordnung und daher unwahrscheinlicher. Abbildung 3.2 zeigt den Feynman-Graphen für den 2-Photonen-Prozess.

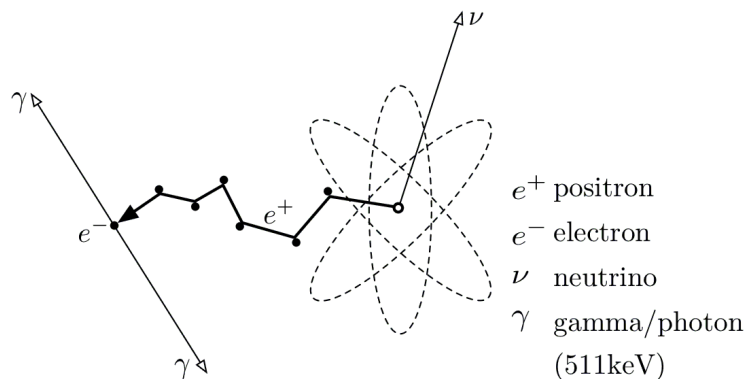


Abbildung 3.2: *Paarvernichtung in zwei Photonen*

3.1.2 Elektromagnetische Strahlung in Materie

Wenn elektromagnetische Strahlung Materie durchläuft, wird sie absorbiert oder gestreut, ihre Intensität also geschwächt. Im Wesentlichen beruhen die dafür verantwortlichen physikalischen Prozesse auf der Wechselwirkung von Photonen mit den Hüllenelektronen des Bremsmediums. In unterschiedlichen Energiebereichen dominieren verschiedene Wechselwirkungsprozesse:

- 1 eV bis 100 keV Photoeffekt,
- 100 keV bis 1 MeV Compton-Effekt,
- 1,022 MeV bis 6 MeV Paarbildung,
- 2,18 MeV bis 16 MeV Kernphotoeffekt,
- höhere Energien: Photodesintegration

Das Absorptionsgesetz

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (3.5)$$

beschreibt die abgeschwächte verbleibende Intensität, nachdem ein Photonenstrahl mit Intensität I_0 (monoenergetisch) eine Materieschicht der Dicke x durchlaufen hat. Dabei ist μ der Massenabsorptions- oder Schwächungskoeffizient, der von der mittleren freien Weglänge der Photonen im Medium λ wie folgt abhängt:

$$\mu_{abs} = \frac{\mu}{\rho} = \rho\mu \quad (3.6)$$

und die Wirkungsquerschnitte σ_i der einzelnen Wechselwirkungsprozesse(i) der Photonen mit den Atomen des Bremsmediums enthält:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i. \quad (3.7)$$

N_A ist wieder die Avogadrozahl, A die Massenzahl. Man gibt ihn in Einheiten von $[\text{cm}^2/\text{g}]$ an. Entsprechend ist die zurückgelegte Wegstrecke in Formel 3.5 in Einheiten der Massenbelegung auszudrücken [KB 01].

Der dominierende Anteil der Wirkungsquerschnitte und damit auch des Massenabsorptionskoeffizienten μ ist sowohl von der Energie der einfallenden Photonen, als auch von der Ordnungszahl Z des Absorbermaterials abhängig. In Abbildung 3.3 sieht man den Verlauf des Absorptionskoeffizienten als Funktion der Photonenenergie E_γ in Blei.

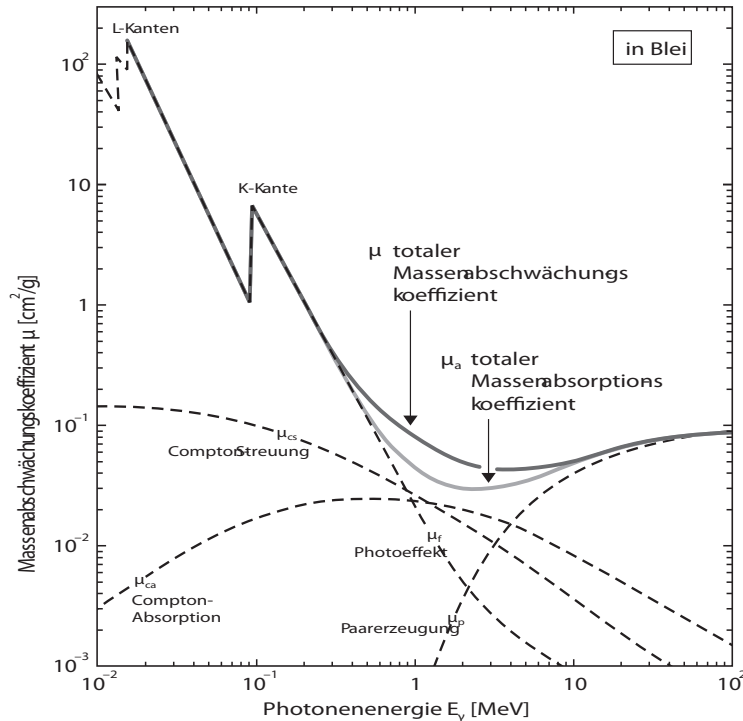


Abbildung 3.3: Energieabhängigkeit des Massenabschwächungskoeffizienten μ und Massenabsorptionskoeffizienten μ_a für Photonen in Blei. μ_f beschreibt den Photoeffekt, μ_p die Paarerzeugung, μ_{cs} die Compton-Streuung und μ_{ca} die Compton-Absorption [US 07]

Von den oben genannten Effekten sollen Photo- und Comptoneffekt sowie Paarbildung näher erläutert werden. Diese stark energie- und materialabhängigen Effekte können sich im Absorbermaterial mehrmals wiederholen und so Sekundärteilchen erzeugen, die ihrerseits auch wechselwirken können. Die Primär-

photonen lassen sich über die entstandenen Elektronen und Positronen nachweisen.

Der Photoeffekt

Der Photoeffekt dominiert für Energien $h\nu = E_\gamma < 100$ keV. Dabei wird die Energie eines Photons (meist) in einem Prozess und komplett auf ein Elektron des Atoms des Absorbermaterials übertragen. Für die kinetische Energie des Elektrons bedeutet das:

$$E_{kin} = h\nu - E_B(e_j). \quad (3.8)$$

Mit $E_B(e_j)$ wird die Bindungsenergie der Elektronen in der $j = K, L, M, \text{ etc.}$ Schale der Atomhülle bezeichnet. Die Rückstoßenergie wird wegen der Energie- und Impulserhaltung vom gesamten Atom aufgenommen. Da diese Absorption in der Nähe des Kerns besonders stark ist, ergibt sich daraus die Dominanz der Absorption der K -Schale, wenn die Photonenenergie oberhalb der K -Schalen-Bindungsenergie liegt. Entspricht die Photonenenergie gerade der Bindungsenergie der jeweiligen Schale tritt eine starke Erhöhung der Absorption und damit des Wirkungsquerschnitts auf. Werden die Photonenenergien höher, fällt die Absorption mit $\nu^{-3 \dots -3.5}$.

Durch die Emission des Elektrons entsteht eine freie Stelle, die durch ein Elektron aus einer höheren Schale besetzt werden kann. Die dabei frei werdende Energie wird in Form von Röntgenstrahlung emittiert. Sie kann aber auch auf weitere Elektronen des Atoms übertragen werden, was möglicherweise dazu führt, dass zusätzliche Elektronen aus dem Atomverband gelöst werden (Auger-Elektronen).

In nicht-relativistischer Näherung kann die Abhängigkeit des Abfalls des Wirkungsquerschnitts für die K -Schale folgendermaßen angegeben werden:

$$\sigma_{photo} \propto Z^5. \quad (3.9)$$

Diese hohe Abhängigkeit von der Ordnungszahl ist entscheidend für den Nachweis von Photonen und sie bestimmt die Wahl des Detektormaterials. Durch den starken Abfall der Absorption mit der Photonenenergie nimmt auch die Detektoreffizienz für den Nachweis hochenergetischer γ -Strahlen ab. Das bedeutet, dass Materialien mit hoher Ordnungszahl besonders gut Röntgen- und Gammastrahlung absorbieren. Blei ($Z = 82$) ist daher besser zur Abschirmung von Röntgenstrahlung geeignet als beispielsweise Aluminium ($Z = 13$) [KB 01].

Der Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt bzw. der Comptonstreuung wird ein Photon elastisch an einem quasifreien atomaren Elektron ($E_B \approx 0$ gegenüber E_γ) gestreut, wobei die Wellenlänge des Photons um einen Wert $\Delta\lambda$ vergrößert wird (Frequenz bzw. Energie sinkt). Abbildung 3.4 zeigt den Feynman-Graphen zur Comptonstreuung.

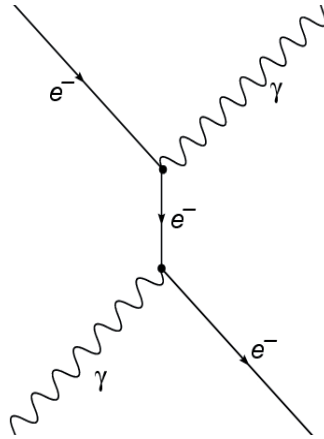


Abbildung 3.4: *Streuung eines Photons an einem Elektron - Feynman-Diagramm der Comptonstreuung*

Comptonstreuung tritt immer dann auf, wenn die Energie des Photons vergleichbar ist mit der Ruheenergie des Elektrons, d. h. Comptonstreuung ist der dominierende Wechselwirkungsprozess in Materie für Photonenenergien über ca. 100 keV, wobei der tatsächliche Bereich vom Streumaterial abhängt. Bei der Streuung an freien, ruhenden Elektronen gilt für die Änderung der Wellenlänge:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (3.10)$$

Erklären lässt sich Formel (3.10) über die übliche Stoßkinematik: Im elastischen Stoß bleiben die Gesamtenergie und der Gesamtimpuls erhalten. Mit Photonenenergie $E_\gamma = h\nu$, Photonenimpuls $E_\gamma/c = h/\lambda$, Energie E und Ruhemasse $m_e c^2$ der Elektronen, sowie dem Elektronenimpuls \mathbf{p} nach dem Stoß gilt:

$$\text{Energiesatz} \quad E_\gamma + m_e c^2 = E'_\gamma + E \quad (3.11)$$

$$\text{Impulssatz} \quad \mathbf{n}E_\gamma/c = \mathbf{n}'E'_\gamma/c + \mathbf{p}. \quad (3.12)$$

Die Einheitsvektoren \mathbf{n} und \mathbf{n}' geben die Richtung des Photons vor und nach dem Stoß und sie umschließen den Winkel θ : $\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}' = \cos \theta$. Quadriert man die beiden Erhaltungssätze (3.11) und (3.12) und subtrahiert anschließend (3.12) von (3.11), so ergibt sich mit Hilfe des relativistischen Energiesatzes:

$$(E_\gamma - E'_\gamma)^2 + 2m_e c^2 (E_\gamma - E'_\gamma) + m_e^2 c^4 = E^2 \quad (3.13)$$

$$E_\gamma^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cos \theta + E'^2_\gamma = p^2 c^2 \quad (3.14)$$

$$E'_\gamma E_\gamma (1 - \cos \theta) - m_e c^2 (E_\gamma - E'_\gamma) = 0. \quad (3.15)$$

Durch Division der letzten Gleichung durch $h\nu'$ und $m_e c^2$ ergibt sich die Wellenlänge des Photons beim Stoßprozess (3.10).

Die in 3.10 vorkommende Größe $h/(m_e c)$ wird als die Comptonwellenlänge λ_C bezeichnet. Löst man diese Gleichung nach der Elektronenenergie E auf, folgt für die kinetische Energie des Elektrons $E_{kin} = E - m_e c^2$:

$$E_{kin} = h\nu \frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.16)$$

Damit ergibt sich, dass der Energieübertrag auf das Elektron für eine Streuung um 180° maximal wird.

Mit der Klein-Nishina-Formel kann man den totalen Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung pro Elektron eines Atoms angeben:

$$\sigma_C^e = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1 + \epsilon}{\epsilon^2} \left[\frac{2(1 + \epsilon)}{1 + 2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) \right] + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) - \frac{1 + 3\epsilon}{(1 + 2\epsilon)^2} \right) \quad (3.17)$$

in Einheiten von $\text{cm}^2/\text{Elektron}$, mit $\epsilon = E_\gamma/(m_e c^2)$ und $r_e^2 = 2.2 \text{ fm}$. Bezieht man den Wirkungsquerschnitt statt auf ein Elektron auf ein Atom mit Z Elektronen, ist er noch mit dem Faktor Z ($=$ Anzahl der Streuzentren) zu multiplizieren. Daraus folgt

$$\sigma_{C,atomar} = Z\sigma_C^e. \quad (3.18)$$

Da bei der Comptonstreuung nur ein Teil der Photonenenergie auf das Elektron übertragen wird, definiert man auch den Energiestreuquerschnitt

$$\sigma_{C,streue} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \sigma_C^e. \quad (3.19)$$

Wegen der kontinuierlichen Werte der Energieüberträge an die Elektronen unterscheidet man zwischen dem oben schon genannten Massenabschwächungs- und Massenabsorptionskoeffizienten.

Die Paarbildung

Sobald die γ -Energien oberhalb von 1,022 MeV, sprich der doppelten Ruheenergie eines Elektrons ($E_\gamma > 2m_e c^2$) liegen, tritt ein weiterer Wechselwirkungsprozess auf: Im Coulombfeld des Kerns kann ein Elektron-Positron-Paar erzeugt werden. Man spricht von Paarbildung.

Bei diesem Prozess wird fast die gesamte Energie des Photons umgewandelt in die Ruhemasse der beiden Teilchen und ihre kinetische Energie. In der genauen Energiebilanz muss noch der Rückstoß des Atomkerns betrachtet werden, in dessen Feld die Paarbildung abläuft.

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{Kern}} c^2. \quad (3.20)$$

In den meisten Fällen kann dieser Rückstoßterm jedoch vernachlässigt werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung ist abhängig vom Ladungszustand des Atoms und damit proportional zum Quadrat der Ordnungszahl Z , was dadurch auch für den Massenabsorptionskoeffizienten μ_{paar} gilt.

Für Photonenenergien oberhalb von 10 MeV ist die Paarbildung der dominierende Wechselwirkungsprozess, weshalb sie für Hochenergieexperimente von entscheidender Bedeutung ist [BP 04].

3.1.3 Szintillation

Ein Szintillator ist ein Nachweisinstrument für Kernstrahlung. Beim Durchgang von geladenen Teilchen und γ -Quanten wird ein fluoreszierender Festkörper angeregt und die Anregungsenergie in Form von Licht (meist im UV- oder sichtbaren Bereich) wieder abgegeben. Neben der Erzeugung hat der Szintillator die Aufgabe, dieses Licht an einen Photodetektor weiterzuleiten. Über die

Messung der Lichtmenge (z. B. mit einem Photomultiplier oder einer Photodiode) kann auf die deponierte Energie geschlossen werden. Indirekt können auch Neutronen über Kernreaktionen im Material und die entstehenden sekundären geladenen Teilchen nachgewiesen werden.

Es gibt zwei Sorten von Szintillatoren: organische und anorganische. Sie haben unterschiedliche Mechanismen der Szintillation.

Anorganische Kristalle (NaI(Tl), CsI(Tl), LiI(Eu) etc.) sind meist mit Aktivator- bzw. Farbzentren (Fremdatome) dotiert und von möglichst hoher Ordnungszahl Z . Ionisierende Teilchen erzeugen in diesem Festkörper freie Elektronen, freie Löcher oder Elektron-Loch-Paare (Exzitonen). Im Kristallgitter wandern solche Anregungszustände, bis sie auf ein Aktivatorzentrum treffen. Das Aktivatorzentrum ist nun angeregt und zerfällt unter Emission von sichtbarem Licht (Photon) wieder in den Grundzustand. Der Ionisationsverlust der Teilchen bestimmt, wie viele Photonen im Kristall erzeugt werden.

Organische Szintillatoren sind Kristalle, Flüssigkeiten oder polymerisierte Festkörper. Der Mechanismus der Szintillation beruht hier auf der Anregung von Molekülzuständen in einem primären Fluoreszenzstoff, die beim Zerfall UV-Strahlung emittieren. Ein zweites fluoreszierendes Material muss dem Szintillator hinzugefügt werden, da UV-Strahlung in den meisten durchsichtigen Materialien eine nur sehr geringe Reichweite besitzt.

Eine detaillierte Beschreibung des Szintillationsmechanismus' anorganischer Kristalle liefert das Bändermodell von Kristallen:

Betrachtet man einen Kristall, bei dem eine Vielzahl von Atomen miteinander wechselwirken, verschmieren die sonst diskreten Energiezustände zu Energiebändern einer bestimmten Breite. Die Breite der Energiebänder ist für die unterschiedlichen atomaren Energieniveaus nicht gleich. Der Grund dafür ist die unterschiedlich starke Bindung der Elektronen an ihr Atom. Elektronen auf niedrigen Energieniveaus sind stärker gebunden und wechselwirken weniger mit Nachbaratomen. Dies führt zu schmalen Bändern.

Jedes Band ist mit einer bestimmten Anzahl von Elektronen nach dem Pauliprinzip besetzt. Das höchste noch besetzte Band heißt Valenzband, darüber liegt, getrennt durch eine verbotene Zone, das sogenannte Leitungsband. Fällt nun ionisierende Strahlung auf den Kristall, so können Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband gehoben werden. Hier sind die Elektronen frei beweglich und können durch den Kristall wandern. Das im Valenzband zurückgebliebene Loch kann sich ebenfalls durch den Kristall bewegen. Durch diese Elektron-Loch-Wanderung ist der Kristall elektrisch leitfähig geworden. Wenn ein Elektron mit einem Loch rekombiniert, wird die freiwerdende Energie in Form von Strahlung abgegeben.

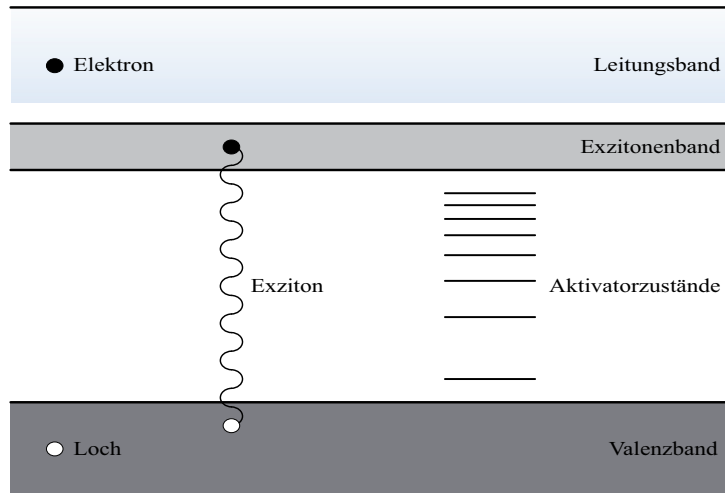


Abbildung 3.5: Bändermodell eines Festkörpers

Eine andere Möglichkeit des Anregungsprozesses ist, dass das Elektron aus dem Valenzband das Leitungsband nicht erreicht, so dass es elektrostatisch an das Loch gebunden bleibt. Elektron und Loch können also nur gekoppelt durch den Kristall wandern. Man nennt dieses Gebilde ein Exziton (siehe Abbildung 3.5). Die Exzitonen wandern so lange durch den Kristall, bis sie auf ein Farbzentrum treffen und ihre Energie dort abgeben. Das angeregte Farbzentrum wiederum gibt seine Energie entweder in Form von Gitterschwingungen (Phononen) an das Kristallgitter ab, oder es emittiert sie in Form von Strahlung/Licht, welches durch einen Photodetektor ausgelesen werden kann. Entscheidend für die Abklingzeit des Szintillators ist die Lebensdauer der angeregten Zustände [CG 93].

3.1.4 Elektromagnetische Schauer

Bei hohen Energien wechselwirken Photonen bzw. Elektronen so mit dem Szintillatormaterial, dass sich über Paarbildung bzw. Bremsstrahlung eine Kaskade von Photonen, Elektronen und Positronen entwickelt. Die Aufgabe eines elektromagnetischen Kalorimeters liegt darin, die Energie der hochenergetischen Teilchen mittels ihrer totalen Absorption im Szintillatormaterial zu messen. Die mit dem $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor nachzuweisenden Photonen besitzen Energien zwischen 10 MeV und 10 GeV. Wenn ein solches Photon einen Kristall des Kalorimeters durchfliegt, wird es mit einer ca. 50-prozentigen Wahrscheinlichkeit innerhalb einer Strahlungslänge X_0 des Materials durch Paarzeugung

vernichtet, wodurch ein Elektron-Positron-Paar entsteht, welches die gesamte Energie des Primärphotons aufnimmt. Beide Teilchen haben noch ausreichend Energie, um ihrerseits durch Bremsstrahlung weitere Photonen erzeugen zu können, die wiederum durch Paarerzeugung vernichtet werden. Dieser Prozess setzt sich weiter fort, so dass die o.g. Kaskade entsteht, was man als **elektromagnetischen Schauer** bezeichnet. Ein elektromagnetischer Schauer bricht erst dann ab, wenn die Energie sekundärer Photonen für die Paarbildung nicht mehr ausreicht und der Compton- und Photoeffekt im Szintillator als Anregungsprozesse dominieren [HN 05].

Da sich die gesamte Energie E_0 des eintreffenden Primärphotons auf alle erzeugten Schauerteilchen verteilt, nimmt die mittlere Energie $\langle E \rangle$ der einzelnen Teilchen mit der Anzahl der Schauerteilchen ab. Die Anzahl der im Schauer vorhandenen Teilchen lässt sich bei einer Eindringtiefe von x berechnen zu $N(x) \cong 2^{\frac{x}{x_0}}$. Damit erhält man eine mittlere Energie pro Teilchen von

$$\langle E \rangle = \frac{E_0}{N} = E_0 \cdot 2^{-\frac{x}{x_0}}. \quad (3.21)$$

Die nach Beendigung des Schauers durch Ionisation, Anregung, Photo- und Comptoneffekt auf das Szintillatormaterial übertragene Energie führt zur Bildung freier Elektronen und Exzitonen, die dann den Szintillationsmechanismus auslösen.

3.2 Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Kalorimeter

Die zu erwartenden hohen Zählraten und ein geometrisch kompaktes Design des TS erfordern ein schnelles Szintillatormaterial mit einer kurzen Strahlungslänge und einem kurzen Molière-Radius für die Konstruktion des elektromagnetischen Kalorimeters. Die Forschungen der letzten Jahre haben ergeben, dass Blei-Wolframat (PbWO_4) als hochdichtes anorganisches Szintillatormaterial mit guter Energie- und Zeitauflösung für Photon-, Elektron- und Hadronendetektierung selbst bei mittleren Energien am geeignetsten ist. Aktuell wird auch bei CMS und ALICE am CERN PbWO_4 verwendet bzw. für die Massenfertigung optimiert.

Neben der kurzen Zerfallszeit von weniger als 10 ns wurde eine hohe Strahlenhärte erreicht. Kürzliche Entwicklungen hin zur Perfektion der Kristalle ergaben einen signifikanten Anstieg des Lichtsignals durch angemessene Dotierung, um die Photondetektion auch bis zu 10 MeV mit einer ausreichenden Auflösung zu gewährleisten. Das Kühlen auf -25°C kann außerdem das

Lichtsignal verglichen mit den Werten bei Raumtemperatur um einen Faktor 3 - 4 anheben. Ergebnisse zeigen, dass eine Energieauflösung unter 2 % bei 2 GeV und einer Zeitauflösung von weniger als 2 ns mit PbWO_4 mit einer Photomultiplier-Auslese erreicht werden kann. Die wichtigsten Eigenschaften dieses Kristallmaterials sind in Tabelle 3.1 gezeigt.

Dichte [g/cm^3]	8.28
Strahlungslänge [cm]	0.89
Molire-Radius [cm]	2.0
dE/dx [MeV/cm]	13.0
Abklingzeit [ns]	5 - 15
Max. Emission [nm]	420 - 440
Temp.-Koeff. [$\%/^\circ\text{C}$]	-1.9
Brechungsindex	2.2

Tabelle 3.1: *Eigenschaften von PbWO_4*

Derzeit ist es vorgesehen, Kristalle mit ca. $20 X_0$ (Strahlungslänge) zu verwenden, mit denen eine Energieauflösung von weniger als 2 % bei 1 GeV erreicht werden soll. Die durch longitudinale Schauer induzierten Energieverluste sind dabei tolerierbar. Diese Kristalle erlauben zudem eine $\pi - e$ -Unterscheidung mit einer Genauigkeit von 1/1000 bei Impulsen über 0,5 GeV/c. Dadurch ist die PID nicht mehr auf zusätzliche Gas-Čerenkov-Detektoren angewiesen. Getaperte Parallelepipede mit einer Frontfläche von $2,2 \times 2,2 \text{ cm}^2$ werden zylindrisch (Radius $r_i = 50 \text{ cm}$) um den Annihilationsvertex angeordnet. Durch diesen Aufbau werden 11360 Kristalle für den Barrel des EMC innerhalb des TS nötig. Die vordere und hintere Endkappe wird aus insgesamt 7680 zusätzlichen Kristallen bestehen. Die Auslese der einzelnen Kristalle erfolgt dann durch schnelle LAAPDs, auf die in Kapitel 4.1 näher eingegangen wird. Eine APD-Auslese nach dem Vorbild des CMS-Kalorimeters ist wegen ihrer kompakten und stabilen Bauform, der hohen Licht- und geeigneten Quantenausbeute von Vorteil. Außerdem liefern APDs eine schnelle Zeitinformation und sie lassen sich im Gegensatz zu Photomultipliern in Magnetfeldern betreiben. Die aktive Fläche der $\overline{\text{P}}\text{ANDA-APDs}$ wird $10 \times 10 \text{ mm}^2$ betragen, womit sie viermal größer als die bei CMS verwendeten sind und den größten Teil der Kristallendfläche abdecken können.

Aktuell diskutiert man vier verschiedene geometrische Anordnungen des Barrel-Teils, von denen zwei eine „non-pointing“-Geometrie besitzen. Dieses zeichnet sich dadurch aus, dass die Frontflächen der Kristalle nicht direkt dem Targetmittelpunkt zugewandt sind, sondern der Fokus um einen Winkel von etwa 4°

um das Target herum verschoben ist. Wählt man diese Anordnung, können vom Annihilationsvertex kommende Photonen keine Leckverluste durch Akzeptanzlücken zwischen den Kristallen erleiden und sich der Schauer über mehrere Kristalle erstrecken, so dass er sich vollständig detektieren lässt.

Die beiden alternativen „pointing“-Geometrien setzen sich ebenfalls aus dem Barrel, der vorderen und der hinteren Endkappe zusammen, wie in Abbildung 3.6 gezeigt.

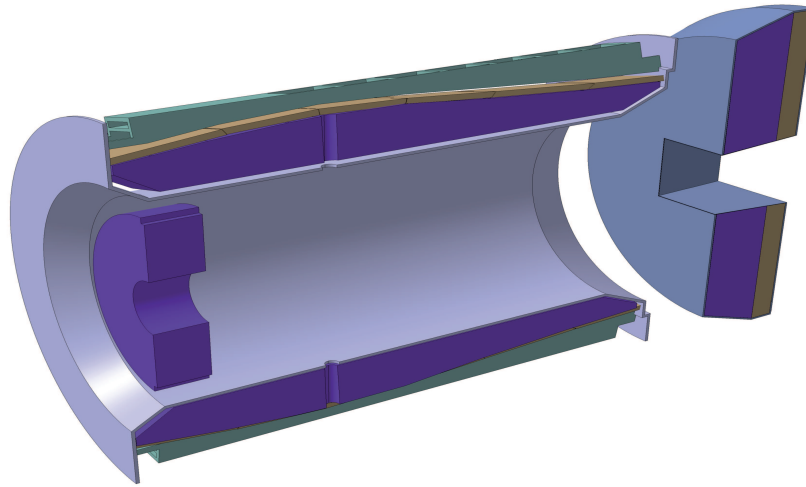


Abbildung 3.6: *Das Kalorimeter*

1.2

Insgesamt wird das Kalorimeter 96 % des vollen 4π -Raumwinkels abdecken. Der innere Radius des zylindrischen Barrels wird $r_i = 50$ cm betragen sowie eine Länge von $l_v = 0,6$ m in Vorwärts- und $l_r = 1,2$ m in Rückwärtsrichtung haben. Für diese Anordnung benötigt man 33 verschiedene Kristalltypen, die in 55 Ringen mit jeweils 120 Modulen montiert werden. Um das Targetrohr durchzuführen, werden jeweils vier Kristalle aus dem ersten Vorwärts- und Rückwärtsring des Barrels entfernt [TPR05].

Kapitel 4

Avalanche Photodioden

4.1 Auslese der Szintillatoren

Die Auswahl der Photodetektoren zum Nachweis des Szintillationslichts der PbWO_4 -Kristalle des elektromagnetischen Kalorimeters erfordert die Beachtung einiger wichtiger Aspekte:

- **Starkes Magnetfeld**

Das gesamte EMC befindet sich im Innern eines supraleitenden Magneten. Daher erfolgt die Auslese der Kristalle innerhalb eines starken Magnetfelds ($B \approx 2 \text{ T}$), wodurch der Einsatz von z.B. Photomultipliern nicht in Frage kommt.

- **Niedrige Temperatur**

Die Lichtausbeute (LY^1) der Kristalle ist stark temperaturabhängig. Aus diesem Grund werden sie auf -25°C gekühlt, wodurch nahezu ein LY-Gewinn von einem Faktor 3 erzielt wird. Durch die Kühlung der Kristalle wird die gesamte Ausleseelektronik mitgekühlt, weshalb der Photodetektor auch bei tiefen Temperaturen funktionsfähig sein muss.

- **Hohe Strahlenbelastung**

Während der Laufzeit des Experiments werden die Photodetektoren einer hohen Strahlenbelastung durch Photonen, Neutronen und geladenen Teilchen ausgesetzt sein. Somit muss ein stabiler Betrieb der Detektoren unter Bestrahlung gewährleistet bleiben.

¹Light Yield

- **Geringe Bauhöhe**

Die Dicke der Photodetektoren sollte aus zweierlei Gründen möglichst klein gewählt werden: Zum einen steht auf Grund der Kompaktheit des EMC nur ein geringer Platz zur Verfügung, zum anderen müssen Signale, die von geladenen Teilchen erzeugt werden, die das Detektormaterial durchqueren, minimiert werden (siehe dazu Kapitel 4.3.4).

- **Interne Verstärkung**

Wegen der geringen Lichtausbeute von PbWO_4 -Kristallen ist es von Vorteil, einen Photodetektor einzusetzen, der eine interne Verstärkungsstufe besitzt.

Alle diese Punkte führten zu der Entscheidung Avalanche Photodioden einzusetzen, da sie sämtliche Kriterien erfüllen. Man hat sich gegen PIN²-Dioden entschieden, da sie wegen ihrer Dicke von etwa 300 μm die direkte Wechselwirkung von ionisierenden Teilchen zu groß werden ließen und das durch Szintillationsphotonen ausgelöste Signal beeinträchtigt würde. Außerdem haben PIN-Dioden keine intrinsische Verstärkung, was bei der geringen Lichtausbeute zu einem zu schlechten Signal/Rausch-Verhältnis führen würde [TK 99], [MT 05].

Die verwendeten APDs sind Dioden mit einer Sperrvorspannung und einem hohen internen elektrischen Feld, dass zur Vermehrung der Ladungsträger benötigt wird. Im CMS-Experiment sollen ebenfalls APDs zur Photon-Auslese verwendet werden. Die in Zusammenarbeit mit der Firma Hamamatsu entwickelten Dioden haben jedoch nur eine aktive Fläche von 0.25 cm^2 , womit man bei den vorgesehenen Kristallen von ca. 4 cm^2 Endfläche nur etwa 6% abdecken würde. Aus diesem Grund wurden die APDs in der R&D-Phase bei PANDA auf eine aktive Fläche von (1 × 1) cm^2 (Large Area APDs) vergrößert. Die interne Struktur der CMS-APDs wurde hierbei weitestgehend beibehalten.

Kapazität

Wegen der relativ hohen Kapazität der ersten (10 x 10) mm^2 LAAPDs befindet sich ein weiterer Prototyp mit den gleichen Maßen, aber einer geringeren Kapazität in der Entwicklungsphase. Da sich, wie in Kapitel 5.2 noch beschrieben wird, die ersten Prototypen als nicht zufriedenstellend strahlenhart gegenüber Bestrahlung mit Protonen erwiesen haben, wurde die interne Struktur verändert: Um den auftretenden Oberflächenstrom zu reduzieren, wurde

²Positive Intrinsic Negative

ein „Groove“ eingefügt. Zur Zeit werden zwei APD-Typen untersucht: Der eine Typ hat die sogenannte „normale“ Kapazität von 270 pF, der zweite eine „niedrige“ von 180 pF.

4.2 Funktionsweise einer Halbleiterdiode

Da die mittlere Energie zur Erzeugung von Ladungsträgern in Halbleitermaterialien bei Raumtemperatur nur wenige eV beträgt, eignen sich Halbleiterdioden als Auslesedetektoren für Photonen und geladene Teilchen (auch bei niedrigen Energien).

Die Grundlage der Halbleiterdiode bildet ein pn-dotierter Halbleiter.

Ein Siliziumeinkristall besteht aus IV-wertigen Siliziumatomen. Die vier Außenelektronen eines jeden Siliziumatoms bauen vier Atombindungen zu seinen Nachbaratomen auf und bilden dadurch die Kristallstruktur.

Bei der n-Dotierung³ werden V-wertige Elemente (Donatoren) in das Siliziumgitter eingebracht. Ein V-wertiges Element hat fünf Außenelektronen für Atombindungen zur Verfügung, so dass bei der Einbindung in den Siliziumkristall ein Außenelektron des Donators freibeweglich ist und leicht in das Leitungsband gelangen kann.

p-Dotierung⁴ bedeutet, dass III-wertige Elemente (Akzeptoren) in das Siliziumgitter eingebracht werden. Da ein III-wertiges Element nur drei Außenelektronen hat, bleibt eine der Bindungen im Halbleiter unvollständig. Analog zum negativ geladenen Elektron wandern die so entstandenen Löcher durch den Kristall und erzeugen dort einen Löcherstrom.

Der pn-Übergang ist die Grenzschicht zwischen den beiden dotierten Zonen. Hier bilden sich zwei Raumladungen (Anreicherung von Ladungsträgern) durch die elektrische Potentialdifferenz zwischen den Akzeptor- und Donatoratomen aus. Die beiden Raumladungen werden von der sogenannten Raumladungszone umschlossen. Die freien Ladungsträgern der beiden Dotierungszonen diffundieren in die jeweils andere Zone, wobei die positiven Ladungen des p-Kristalls sich mit den negativen Ladungen des n-Kristalls ausgleichen (Rekombination). Da die ebenfalls vorhandenen ortsfesten Ladungen nicht rekombinieren können, herrscht innerhalb der Zone auch ohne äußere Spannung ein hohes elektrisches Feld, allerdings bei geringer Leitfähigkeit. Die durch die Bewegung der Ladungsträger entstandene Spannung zwischen der p- und n-Schicht nennt man Diffusionsspannung. Dieses Feld kann durch eine von außen angelegte Span-

³freibewegliche negative Ladung

⁴freibewegliche positive Lücke bzw. Loch oder Defektelektron

nung je nach Polung kompensiert werden, d.h. der pn-Übergang wird leitend, oder es kann verstärkt werden, wenn der Halbleiter in Sperrrichtung betrieben wird. Die Gründe sind, dass zum einen mit angelegter Sperrspannung die Elektronen die Potentialschwelle (von p nach n) hinunter fließen und der Erzeugungsstrom dadurch größer als der Rekombinationsstrom ist. Auf der anderen Seite ist bei einer Spannung in Durchlassrichtung der Rekombinationsstrom größer, da die Potentialschwelle niedriger ist.

Eine genauere Beschreibung der elektrischen Effekte erfolgt durch das Bändermodell. Das höchste besetzte Energieband (Valenzband) und das nächsthöhere Band (Leitungsband) sind häufig durch eine Bandlücke getrennt. Das Fermi-niveau⁵ liegt also genau in der Bandlücke. Bei Halbleitern liegt das Fermi-niveau der n-dotierten Schicht höher als das der p-dotierten. Am pn-Übergang sind die Fermi-niveaus der beiden Schichten jedoch gleich, so dass es zu einer Verformung der Bänder im Übergangsbereich kommt. Wenn man nun eine äußere Spannung in Sperrrichtung dieser verformten Zone anlegt, werden die Fermi-niveaus weiter voneinander getrennt, wodurch sich die Sperrschicht vergrößert. Man kann diese Vorspannung bis zur vollständigen Depletion, also der größtmöglichen Feldstärke, des Halbleiters erhöhen.

Ein geladenes Teilchen oder Photon erzeugt entlang seiner Bahn in Materie Elektron-Loch-Paare. Die Elektronen werden an der Anode gesammelt, bevor sie mit den Löchern rekombinieren [CG 93].

4.3 Avalanche-Mechanismus

Die geringe Ladung, die in einer normalen Photodiode durch Licht erzeugt wird, kann durch den sogenannten Avalanche-Prozess verstärkt werden. Die bei der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren entstandenen Ladungsträger werden durch eine angelegte Spannung stark genug beschleunigt, um durch Stöße mit dem Kristallgitter Atome zu ionisieren und dadurch weitere Elektronen-Loch-Paare zu erzeugen. In einer Kettenreaktion entstehen immer mehr Ladungsträger wie in Abbildung 4.1 gezeigt, so dass es zu einer internen Verstärkung des Photostroms kommt. Da die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger von der elektrischen Feldstärke abhängt, tritt der Avalanche-Effekt erst auf, wenn man von außen eine hohe Spannung an den Halbleiter anlegt, d.h. ab elektrischen Feldern mit einer Stärke von ca. $E = 2 \times 10^5$ V/cm. Mit Hilfe des Avalanche-Mechanismus lassen sich auch Szintillationsereignisse mit relativ ge-

⁵Das Fermi-niveau ist die Energie E_f , bis zu der Zustände nach der Fermi-Dirac-Statistik durch Fermionen (hier: Elektronen) bei $T = 0$ K besetzt werden.

ringer Photonausbeute messen. Allerdings ist die Verstärkung temperatur- und stark spannungsabhängig, weshalb beides möglichst konstant gehalten werden muss, um eine konstante Verstärkung zu erreichen.

Die Zahl der während der Ladungsträgerdriftzeit entstehenden Elektron-Loch-Paare ist die Ionisationsrate. Die Ionisationsraten der Elektronen a und Löcher b bestimmen die Avalanche-Verstärkung. Das Verhältnis der beiden zueinander b/a indiziert den Rauschfaktor der Diode [HP 04].

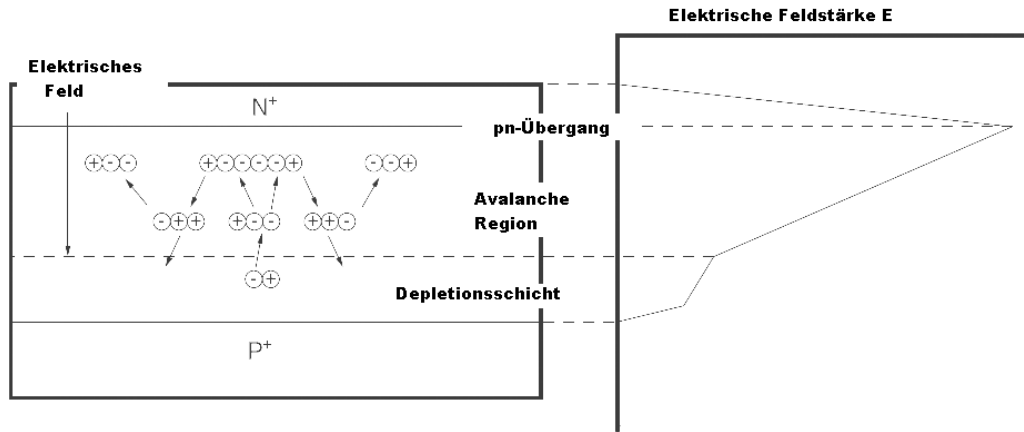


Abbildung 4.1: *Der Avalanche-Mechanismus*

4.3.1 Dunkelstrom

Der APD-Dunkelstrom setzt sich zusammen aus dem Oberflächenstrom I_s , der durch die Trennfläche zwischen dem pn-Übergang und der Passivierungsschicht fließt, sowie dem internen Strom (Bulkstrom) I_b , der innerhalb des Si-Substrats entsteht. Da der Bulkstrom innerhalb der Avalanche-Region fließt, wird er im Gegensatz zum Oberflächenstrom durch den Avalanche-Mechanismus um den Faktor M verstärkt (siehe Abbildung 4.2).

Daraus ergibt sich insgesamt für den Dunkelstrom einer APD:

$$I_D = I_s + M \cdot I_b \quad (4.1)$$

Eine entscheidende Folge aus dem Auftreten des Dunkelstroms der APDs ist, dass er einen Beitrag zum Parallelrauschen des Systems APD \leftrightarrow Vorverstärker liefert und das Rauschen bei hohen Shaping-Zeiten τ dominiert.

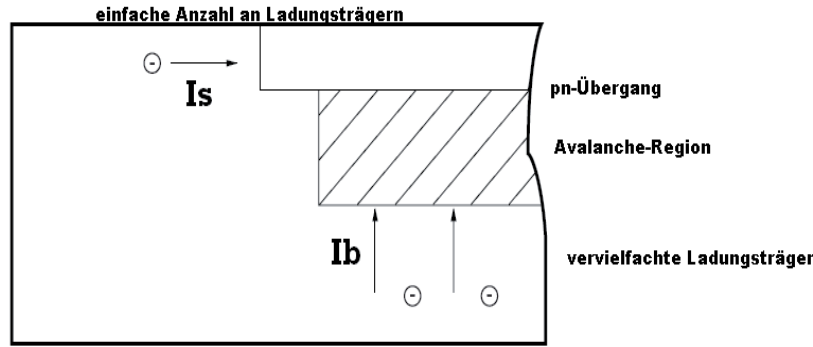


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Dunkelstromanteile I_s und I_b

Die dem elektronischen Rauschen äquivalente Ladungsmenge ENC^6 ergibt sich aus der Summe der Quadrate der Rauschbeiträge. Für das System APD \leftrightarrow Vorverstärker gilt [TK 99]:

$$ENC^2 \propto 2e(I_s + I_b \cdot M^2 \cdot F) \cdot \tau + 4kT \left(R_S + \frac{0.7}{g_m} \right) \cdot C_{ges}^2 \cdot \frac{1}{\tau} + A_f \cdot C_{ges}^2 \quad (4.2)$$

mit

- I_s Oberflächenleckstrom der APD
- I_b APD-Bulk-Strom
- τ Shaping-Zeit
- R_S serieller Widerstand der APD
- g_m Vorwärtssteilheit des Vorverstärkertransistors
- M Verstärkung
- F Excess Noise Factor
- C_{ges} parallele Kapazitäten ($C_{APD} + C_{Kabel} + C_{FET}$)

Der Dunkelstrom ist zudem stark von der Temperatur der Photodiode abhängig, da aufgrund von Wärme Elektronen im Silizium frei werden können und zu einem höheren Stromfluss führen. Der Zusammenhang zwischen Temperatur und Dunkelstrom ist exponentiell - je höher die Temperatur, desto mehr steigt der Dunkelstrom. Aus diesem Grund ist es erforderlich, die APDs zu kühlen, um den Dunkelstrom zu minimieren.

⁶Equivalent Noise Charge

4.3.2 Verstärkung

Der APD-Verstärkungsfaktor (Gain) gibt an, wieviele Elektronen aus den primären Ladungsträgern entstehen. Er ist u.a. abhängig vom elektrischen Feld in der Avalanche-Region: Durch ein angelegtes hohes elektrisches Feld erfolgt in der intrinsischen Zone eine Verstärkung des Elektronenstroms durch elektronische Ionisation im Material (Avalanche-Effekt). Je höher die angelegte Vorspannung, desto größer das elektrische Feld und damit die Verstärkung (d.h. $M = M(U)$). Wenn jedoch die Vorspannung über einen bestimmten Wert hinaus ansteigt, kommt es zu einem Spannungsabfall proportional zum Strom, der durch den Vor- und Abschlusswiderstand der Diode fließt. Dadurch hat die APD eine maximale Verstärkung, deren Wert vom Photostrom abhängt. Wird die APD nahe der maximalen Verstärkung betrieben, vergrößert sich der Spannungsabfall typischerweise mit dem ansteigenden Vorwiderstand, so dass es zu dem ungewollten Phänomen kommen kann, dass sich der Photostrom nicht mehr proportional zum Wert des einfallenden Lichts verhält. Auch die Temperatur spielt eine entscheidende Rolle bei der Verstärkung der APD. Steigt sie an, wird die Verstärkung ab einer bestimmten Vorspannung kleiner (d.h. $M = M(U, T)$). Der Grund dafür ist, dass das Kristallgitter bei hohen Temperaturen mehr schwingt und die beschleunigten Ladungsträger mit diesem kollidieren, bevor sie genug Energie haben, um Atome zu ionisieren. Die Vorspannung sollte also mit der Temperatur abgestimmt und diese konstant gehalten werden. Der Temperaturkoeffizient wird in der Regel mit $V/^\circ\text{C}$ oder $\%/^\circ\text{C}$ angegeben. Die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung hat einen Wert von $-2,2 \%/^\circ\text{C}$ bei einer internen Verstärkung von $M = 50$ im Falle einer CMS-APD [HP 04].

Die Verstärkung einer APD lässt sich berechnen aus dem Verhältnis der Photostrome für eine feste Wellenlänge des einfallenden Lichts bei einer hohen und einer niedrigen Vorspannung. Die feste Wellenlänge beträgt $\lambda = 420 \text{ nm}$, was der maximal emittierten Wellenlänge von PbWO_4 entspricht. U_0 ist die Spannung, bei der man eine Verstärkung von $M = 1$ erhalten würde.

$$I_{photo} = I_{gesamt} - I_D \Rightarrow M(U) = \frac{I_{photo}(U)}{I_{photo}(U_0)} \quad (4.3)$$

Man kann dies also als eine Normierung auf eine Messung mit einer Photodiode ohne interne Verstärkung verstehen. Die Ergebnisse dieser Messungen für eine APD mit „normaler“ Kapazität sind in Abbildung 4.3 gezeigt.

Der Wert für die Veränderung der Verstärkung mit der Vorspannung wurden für beide Diodentypen ermittelt: Bei $M = 50$ beträgt er für die „nor-

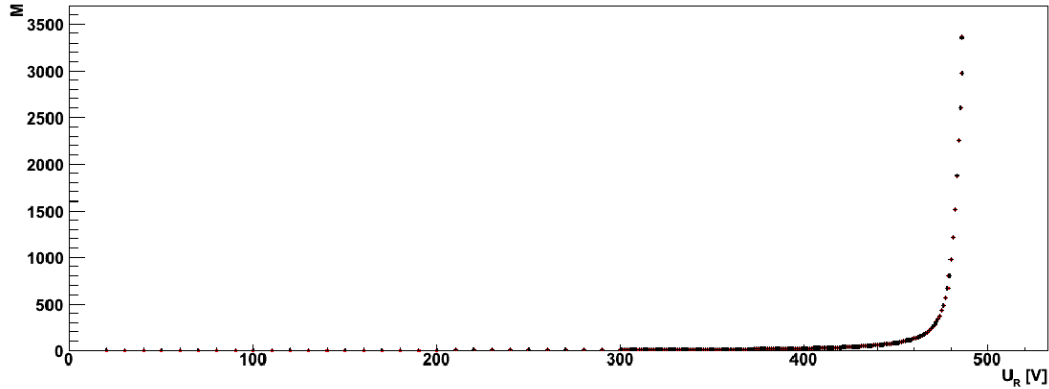


Abbildung 4.3: Verstärkung M eines APD-Prototypen in Abhängigkeit von der Vorspannung

male“ LAAPD $1/M \cdot dM/dV = 3,4\%/V$, für die APD niedrigerer Kapazität $1/M \cdot dM/dV = 3,2\%/V$.

Um die maximale Verstärkung, bei der ein konstanter Betrieb der APD gewährleistet werden kann, zu erhalten, ist es entscheidend, die o.g. Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Verstärkung zu beachten. Für die Dioden mit „normaler“ Kapazität sind Werte bis $M = 3300$ möglich, bevor die Durchbruchspannung erreicht wird. Dieses Verhalten wird in Abbildung 4.4 gezeigt. Betrachtet man den Dunkelstrom jedoch genauer, ergibt sich, dass die durch Gleichung 4.1 gegebene Linearität nicht mehr erfüllt ist, wenn die Werte der Verstärkung zu groß werden. Aus diesem Grund ist $M_{max}(270 \text{ pF}) = 500$.

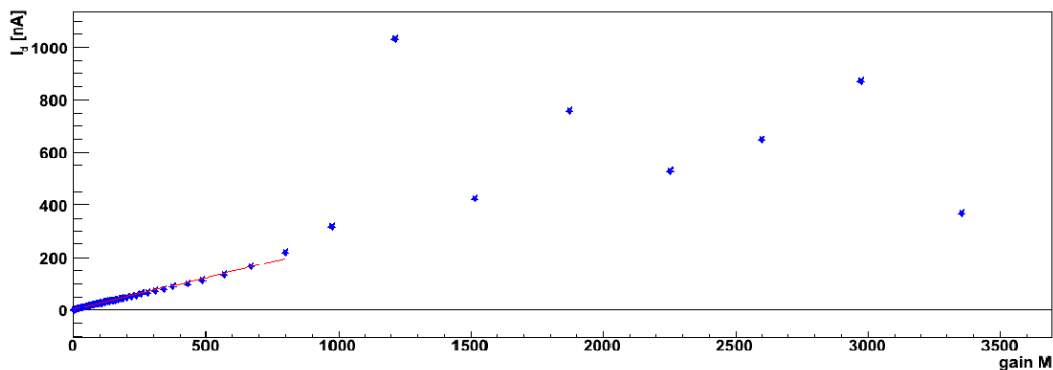


Abbildung 4.4: Dunkelstrom I_d eines APD-Prototypen mit $C = 180 \text{ pF}$ in Abhängigkeit von der Verstärkung

Für die Version mit der niedrigen Kapazität kann man ein ähnliches Verhalten feststellen. M_{max} sinkt hier von 460 auf 160, wenn man die Linearität des Dunkelstroms fordert. Der Unterschied zwischen M_{max} (270 pF) und M_{max} (180 pF) kommt dadurch, dass das Dunkelstromverhalten bzgl. der internen Verstärkung auf Grund der unterschiedlichen internen Struktur voneinander abweicht. Dieser Sachverhalt lässt sich verdeutlichen, wenn man das Verhältnis I_d/M betrachtet. Es zeigt sich, dass diese Rate für die „normale“ LAAPD mit ansteigender Verstärkung abfällt, wohingegen sie bei der LAAPD mit der niedrigeren Kapazität ab $M = 20$ wieder leicht ansteigt (Abbildung 4.5).

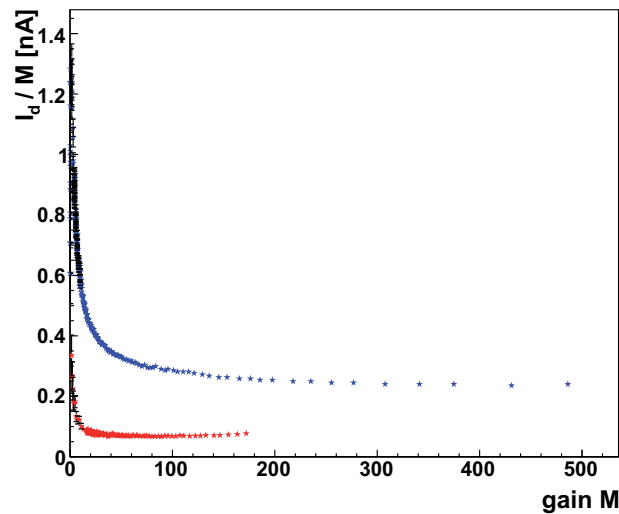


Abbildung 4.5: *Verhältnis Photostrom I [nA]/Verstärkung M in Abhängigkeit von der Verstärkung M (blau: „normale“ Kapazität, rot: „niedrige“ Kapazität).*

4.3.3 Quantenausbeute

Wenn die Energie des Lichts, das auf eine Photodiode trifft, größer ist als die Bandlücke zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband des Diodenmaterials, entstehen wie bereits beschrieben Elektron-Loch-Paare. Für Silizium beträgt die Bandlücke bei Raumtemperatur 1,12 eV, damit ergibt sich eine Sensitivität des Halbleitermaterials auf Licht mit Wellenlängen unter 1100 nm. Zur Beschreibung dieser Sensitivität definiert man die sogenannte Photonsensitivität als den Quotienten aus Photostrom und einfallender Strahlungsleistung: S [A/W]. Sie lässt sich aber auch über die Quantenausbeute QE^7 [%] aus-

⁷Quantum Efficiency

drücken, welche das Verhältnis von erzeugten Elektron-Loch-Paaren zu der Anzahl der einfallenden Photonen beschreibt.

Die Energie E (eV) und Wellenlänge λ (nm) von Licht stehen in folgendem Verhältnis:

$$\lambda = \frac{hc}{E} = \frac{1240}{E} \quad (4.4)$$

Damit ergibt sich für die Quantenausbeute:

$$QE = \frac{S \times 1240}{\lambda} \times 100. \quad (4.5)$$

Hierbei hat S die Einheit 1/eV [HP 04].

Durch verschiedene Verlustarten lässt sich ein Wert der Quantenausbeute von 100 % nie erreichen. Da wären zum einen Verluste an der Oberfläche: Es kann zu Reflexionen kommen, die zu einer Reduzierung der QE führen. Zum anderen können Photonen Photoelektronen bereits in der hochdotierten p^{++} -Zone generieren, da die Eindringtiefe von der Wellenlänge abhängt. Diese Photoelektronen können nun entweder in den pn-Übergang gelangen, wo sie in dem starken E-Feld eine Lawine auslösen, oder sie werden in der p^{++} -Zone absorbiert, was ebenfalls zu einer Verminderung der Quantenausbeute führt.

Die QE einer APD ist im Vergleich zu einem Photomultiplier trotzdem sehr hoch. Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 420$ nm liegt die QE bei ca. 85 %, wohingegen ein Photomultiplier bei derselben Wellenlänge eine QE von nur etwa 15 - 20 % aufweist [HN 05].

4.3.4 Nuclear Counter Effect (Direktes Diodensignal)

Die beim Durchgang geladener Teilchen durch Halbleiterdioden generierte Anzahl von Elektron-Loch-Paaren lässt sich berechnen durch

$$\frac{dn}{dx} = \frac{dE}{dx} \frac{\rho}{E_{e/h}}, \quad (4.6)$$

woraus sich für Silizium ca. 100 Elektron-Loch-Paare pro μm ergeben, was als das „direkte“ Diodensignal bezeichnet wird. Da die APDs aber das in den PbWO_4 -Kristallen erzeugte Licht nachweisen sollen, verfälschen diese, nicht durch Lichteinfall hervorgerufenen Diodensignale, das Messsignal. Rechnet man dies auf das Signal S eines im Kristall gebildeten elektromagnetischen

Schauers um, entspricht es einem Zusatzsignal S' von ca. 40 MeV/ μm (Si). Damit diese falschen Signale klein gehalten werden können, müssen die Dioden möglichst dünn sein.

Über das Verhältnis der in der APD gesammelten Ladung Q_{APD} , die bei der Verstärkung M betrieben wird, zu der mit einer PIN-Diode, deren Dicke bekannt ist, gemessenen Ladung Q_{PIN} , lässt sich diese effektive Dicke definieren:

$$d_{eff} = \frac{d_{PIN}}{Q_{PIN}} \cdot \frac{Q_{APD}}{M} \quad (4.7)$$

4.3.5 Rauschen

Excess Noise

Der Avalanche-Verstärkungsprozess unterliegt gewissen statistischen Fluktuationen. Die Ionisation von einzelnen Ladungsträgern ist nicht gleichmäßig, so dass ein Verstärkungsrauschen, der sogenannte Excess Noise, zu einer Verbreiterung des Signals führt. Der Strom lässt sich unter dieser Berücksichtigung folgendermaßen beschreiben:

$$I_n^2 = 2q(I_L + I_b)BM^2F + 2qI_sB \quad (4.8)$$

mit

I_s	Oberflächenstrom
I_b	Bulk-Strom
I_L	Photostrom bei $M = 1$
q	Elektronenladung
B	Bandbreite
M	Verstärkung
F	Excess Noise Faktor

Der Excess Noise Faktor lässt sich über die Verstärkung M und die Ionisationsrate k ausdrücken:

$$F = Mk + \left(2 - \frac{1}{M}\right)(1 - k). \quad (4.9)$$

Dies beschreibt ihn jedoch nur, wenn Elektronen in die Avalanche-Region eingebracht werden. Für den Fall der Löcher muss k durch $1/k$ ersetzt werden.

Unter optimalen Bedingungen, also bei nicht vorhandenem Rauschen, müsste $k = 0$ für Elektronen bzw. $k = \infty$ für Löcher sein. Da bei Si-APDs in der Regel gilt, dass $a \gg b$ und somit $k \ll 1$, werden bei ihnen Elektronen in die Avalanche-Region eingebracht.

Man kann den Excess Noise Factor F auch mit $F = M^x$ annähern, denn Gleichung 4.8 für das Schrotrauschen kann auch durch

$$I_n^2 = 2qI_LBM^{2+x} \quad (4.10)$$

ausgedrückt werden. x ist in diesem Fall die Excess Noise Kennzahl.

Signal-Rausch-Verhältnis

Da wie bereits beschrieben das Rauschen einer APD proportional zur Verstärkung zunimmt, steigt der Excess Noise auch mit der Verstärkung. Da diese wellenlängenabhängig ist, variiert der Excess Noise mit der Wellenlänge des einfallenden Lichts. Mit dem Photostrom verhält es sich ähnlich: Er steigt ebenfalls mit der Verstärkung. Diese Gegebenheiten sorgen dafür, dass das beste Signal-Rausch-Verhältnis (S/N) bei einer bestimmten Verstärkung besteht. Berechnen lässt es sich mit folgender Formel:

$$S/N = \frac{I_L^2 M^2}{2q(I_L + I_b)BM^2F + 2qI_s + \frac{4k_B T B}{R_L}} \quad (4.11)$$

Die ersten beiden Terme des Nenners beschreiben das Schrotrauschen, der dritte ist das thermische Rauschen. k_B steht für die Boltzmann-Konstante, T ist die absolute Temperatur und R_L der Abschlusswiderstand.

Thermisches Rauschen

Das thermische Rauschen ist ein wichtiger Faktor bei der Festlegung der kleinsten noch zu detektierenden Lichtmenge. Bei der Verwendung von PIN-Dioden würde der Einsatz eines größeren Abschlusswiderstands das thermische Rauschen minimieren. Dies würde aber auch dazu führen, dass die Ansprechgeschwindigkeit sinkt, weshalb man von diesem Vorgehen absieht.

Für APDs hingegen kann S/N verbessert werden, in dem man die Verstärkung erhöht, wobei das Highspeed-Ansprechverhalten nicht beeinträchtigt wird. Vernachlässigt man I_s , lässt sich die optimale Verstärkung M_{opt} , bei der S/N maximal wird, folgendermaßen ausdrücken:

$$M_{opt} = \left[\frac{4kT}{q(I_L + I_b) \cdot x \cdot R_L} \right]^{\frac{1}{2+x}}. \quad (4.12)$$

4.4 Strahlenschäden

In den ca. zehn Jahren Betriebszeit von $\overline{\text{PANDA}}$ werden die APDs einer hohen Dosis von Neutronen- sowie ionisierender Strahlung (Photonen, Protonen, Pionen) ausgesetzt sein. Siliziumhalbleiterdetektoren können durch Strahlung Defekte erleiden. Es ist aber eine wichtige Anforderung an die Photodetektoren, dass ihre Eigenschaften auch unter Strahlenbelastung stabil bleiben, weshalb diese Strahlenhärte intensiv untersucht werden muss.

Die strahlungsinduzierten Schäden in Siliziumhalbleiterdetektoren müssen in zwei Kategorien auf Grund ihrer Ursache und Wirkung eingeteilt werden:

- Kristalldefekte
- Oberflächendefekte

Ionisierende Strahlung kann Elektron-Loch-Paare erzeugen, was zu **Oberflächenschädigungen** führt. Nach Bestrahlung mit Photonen sind diese Schäden z.B. zu beobachten. Die Bildung von Elektron-Loch-Paaren ist im Halbleiterkristall eigentlich ein reversibler Prozess, aber die Ionisation an Grenzflächen kann permanente Schäden nach sich ziehen. Es kann zu einem Anstieg des Dunkelstroms und einer Reduzierung der Quantenausbeute kommen. Aus diesem Grund müssen die Ionisationseffekte in der Oberflächenpassivierung (SiO_2 oder Si_3N_4) und an den Grenzflächen untersucht werden.

Die Erzeugung dieser Paare in Isolatoren wie SiO_2 und Si_3N_4 bedeutet ein Aufbrechen der Bindungen zwischen den beiden Atomtypen. Dabei diffundieren die Elektronen aus der Passivierungsschicht zu der Grenzfläche zum Silizium und erzeugen dort Bildladungen. Da die Löcher wesentlich weniger beweglich sind als die Elektronen, bleiben sie als ortsfeste Raumladung zurück. Diese so entstandene positive Raumladung schwächt das elektrische Feld in der Diode nahe der Oberfläche. Die Quantenausbeute der Diode nimmt deshalb ab. Das gilt aber nur bei einer Passivierungsschicht aus SiO_2 , für Si_3N_4 -Schichten sind diese Schädigungen nicht bekannt.

Die Strahlenschäden bei Neutronenbestrahlung entstehen hauptsächlich durch die Stöße der einfallenden Teilchen mit den Gitteratomen. Dabei kann es durch

Erzeugung von Frenkelpaaren (= Leerstelle + Zwischengitteratom) und anderen Gitterdefekten zu **Kristallschädigungen** (bulk-defect) kommen. Die Gitterfehlstellen bilden Störstellen, die als Haftstellen und Rekombinationszentren wirken. Auch diese Schädigungen ziehen einen Anstieg des Dunkelstroms nach sich. Im Halbleitermaterial ist eine Typeninversion zu befürchten, d.h. dass ein p- zu einem n-Halbleiter wird. Diese wird durch die Fehlstellen und tiefen Störstellen ausgelöst. Wenn sich das Störstellenprofil bzw. die interne Struktur der APD ändert, kann das zu einer Reduzierung der internen Verstärkung führen. Der Auslöser dieser Effekte ist der nichtionisierende Energieverlust der Teilchen im Halbleitermaterial, der nach Teilchenart und -energie variiert. Durch eine Änderung der Störstellenkonzentration ändert sich auch der Verlauf des elektrischen Feldes in der APD, wodurch die interne Verstärkung M in Abhängigkeit von der Vorspannung variieren kann. Da die Anzahl der bei Neutronenbestrahlung erzeugten Störstellen proportional zum Neutronenfluss Φ ansteigt, steigt auch die Änderung des Dunkelstroms pro Volumen V proportional mit Φ :

$$\frac{\Delta I_D^{irr}}{V} = \alpha \cdot \Phi. \quad (4.13)$$

α ist eine materialabhängige Konstante, die die Erhöhung des Dunkelstroms durch Neutronenbestrahlung beschreibt und über die Bestrahlungsbedingungen definiert wird [TK 99].

Bestrahlung der APDs mit Protonen verursacht beide Arten von Defekten. Zum einen die Ionisationseffekte an der Oberfläche, die sich im Oberflächenstrom I_s widerspiegeln, zum anderen die Kristallschäden im Silizium, die zu einem Ansteigen des Bulkstroms I_b führen.

Interne Struktur

Um die möglichen Strahlenschäden der Dioden genau zu analysieren, muss man die interne Struktur kennen. Hierfür sind die entscheidenden Parameter die effektive Dicke d_{eff} (siehe Kapitel 4.3.4) und die Dicke der sogenannten Konversionsschicht d_{conv} .

Das spektrale Ansprechverhalten von APDs ohne angelegte Vorspannung ist ähnlich dem normaler Photodioden. Sobald eine Vorspannung angelegt wird, ändert es sich jedoch geringfügig. Der Grund dafür ist, dass die Verstärkung der Ladungsträger, die in die Avalanche-Region eingebracht werden, nicht nur von Spannung und Temperatur, sondern auch von der Wellenlänge abhängen.

Das bedeutet, dass sich die Verstärkung mit der Wellenlänge der einfallenden Photonen ändert (d.h. $M = M(\lambda)$). Abbildung 4.6(a) zeigt die Verstärkung einer „normalen“ LAAPD für Licht unterschiedlicher Wellenlängen bei sieben verschiedenen Spannungen. Die Verstärkungen sind im Wellenlängenbereich $\lambda < 600$ nm relativ konstant und fallen für größere Wellenlängen ab.

Die longitudinale Position x , an der die Elektron-Loch-Erzeugung in der Diode stattfindet, hat Einfluss auf die erreichbare Verstärkung der Photoelektronen, die durch die Diode laufen. Die Verstärkung ist konstant für Licht, das vor der Avalancheregion, in der Konversionsschicht, absorbiert wird. Photonen, die in der Avalancheregion absorbiert werden, führen jedoch zu einem Absinken der internen Verstärkung und somit zu zusätzlichen Schwankungen. Dieses Verhalten der Verstärkung lässt sich berechnen:

$$M = e^{\alpha_i \cdot (W-x)}, \quad (4.14)$$

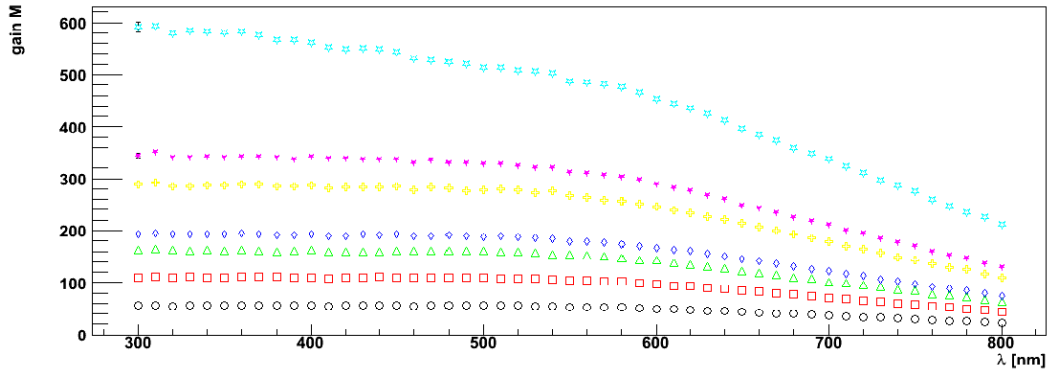
wobei ein konstantes elektrisches Feld in der Avalancheregion mit der Breite W angenommen wird. α_i ist der Ionisierungskoeffizient. Hinzu kommt der exponentielle Verlauf der Lichtabsorption in dieser Region, der durch

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-(\alpha(\lambda,T) \cdot x)} \quad (4.15)$$

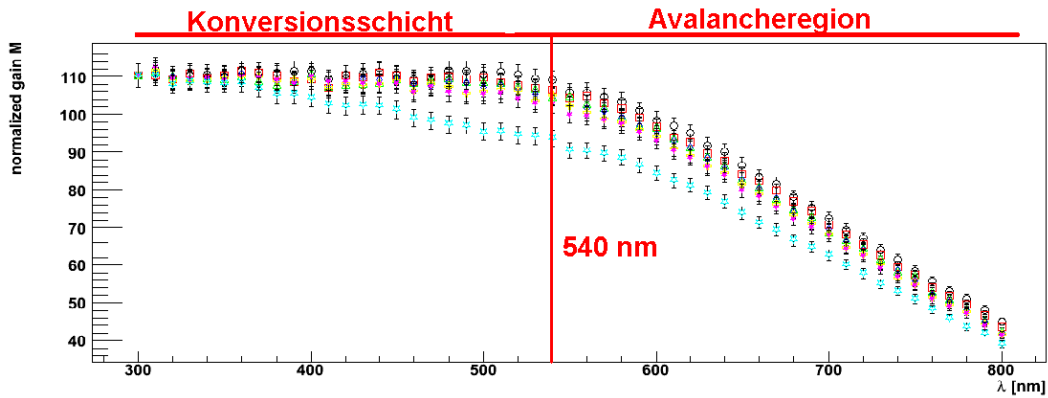
gegeben ist. Über den Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda, T)$ lässt sich nun die Dicke der Konversionsschicht bestimmen, wenn man die Definition der optischen Eindringtiefe heranzieht:

$$d_{conv} = \frac{1}{\alpha(\lambda, T)}. \quad (4.16)$$

In Abbildung 4.6(b) wurde M bzgl. $M(\lambda = 300 \text{ nm})$ normiert. Durch dieses Vorgehen wird es möglich, eine „cut-off“ Wellenlänge λ_{cut} zu bestimmen, über der Licht in der Avalancheregion absorbiert wird (gleiches gilt für die Dioden niedrigerer Kapazität). Nur die vor der Avalancheregion in der Konversionsschicht gebildeten Photoelektronen (durch Licht mit Wellenlängen unter λ_{cut}) erhalten die volle Verstärkung. Die Werte der „cut-off“ Wellenlängen und Dicken der Konversionsschichten der beiden APD-Typen sind in Tabelle 4.1 gezeigt.



(a) Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung M für sieben Vorspannungen für eine „normale“ LAAPD



(b) Bestimmung von λ_{cut} durch Normierung der Daten auf $\lambda = 300$ nm

Abbildung 4.6: (a) Wellenlänge vs. Gain; (b) Normierter Gain vs. Wellenlänge

APD-Typ	λ_{cut} [nm]	$\alpha(\lambda)$ [1/cm]	d_{conv} [μm]
„niedrige“ Kapazität	500	$1,1 \cdot 10^4$	0,9
„normale“ Kapazität	540	$7,05 \cdot 10^3$	1,4

Tabelle 4.1: Dicke der Konversionsschichten der getesteten APD-Typen

Kapitel 5

Strahlenhärte tests

Das Ziel dieser Arbeit ist, die Strahlenhärte der für das elektromagnetische Kalorimeter bei $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ zu verwendenden Photodetektoren bzgl. Neutronenbestrahlung zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Versuchsvorrichtung entwickelt, mit der sich diese Tests durchführen lassen. Die Anforderungen sind, dass sich die APDs in dem System kühlen und mit einer Hochspannung versorgen lassen, eine Stickstoffzufuhr möglich ist und die direkte Darstellung des Dunkelstroms über einen PC gewährleistet werden kann. Zudem muss die zu entwickelnde Vorrichtung die Neutronen nach außen abschirmen, um den Strahlenschutzbestimmungen gerecht zu werden. Die Dunkelstrommessungen werden bei unterschiedlichen Temperaturen und mit verschiedenen APDs während der Neutronenbestrahlung vorgenommen, um so mit den gemessenen Daten Aussagen über die Strahlenhärte der APDs machen zu können. Die Messergebnisse werden mit ROOT¹ ausgewertet und dargestellt. Von Januar bis März 2008 wurden diese Tests an der Universität Frankfurt durchgeführt. In diesem Kapitel werden die Messungen, die Analyse und die Ergebnisse der Dunkelstromdaten vorgestellt und diskutiert.

5.1 APD-Charakterisierung vor der Bestrahlung

Vor der Bestrahlung werden alle relevanten APD-Parameter bestimmt, um sie mit den Werten nach den Bestrahlungen vergleichen und somit den Einfluss der Bestrahlung auf die APD-Charakteristik untersuchen zu können. Da der Dunkelstrom und die interne Verstärkung wie in Kapitel 4 beschrieben stark

¹Ein objektorientiertes auf C++ basierendes Datenanalyseprogramm.

temperaturabhängig sind, muss diese mit einer maximalen Abweichung von $\Delta T = \pm 0.1^\circ\text{C}$ konstant gehalten werden. Ebenso verhält es sich mit der Vorspannung, die nicht mehr als $\Delta U_R = \pm 0.1\text{ V}$ vom Sollwert abweichen sollte. In Kapitel 4.1 wurde gezeigt, dass sich der Dunkelstrom I_d einer APD aus dem Oberflächenstrom I_s und dem internen Strom (Bulk-Strom) I_b zusammensetzt. Der Wert des Bulk-Stroms steigt mit ansteigender Verstärkung, wohingegen der Oberflächenstrom unabhängig davon ist (vgl. Gleichung 4.1). Ebenfalls zu beachten ist, dass die Verstärkung einer APD nicht nur von der Spannung (und Temperatur), sondern auch von der Wellenlänge des einfallenden Lichts abhängt und dass sich die Höhe des elektrischen Feldes wiederum proportional zur angelegten Vorspannung verhält. Ab einem bestimmten Spannungswert steigt die Verstärkung der APDs mit der Vorspannung exponentiell an. Da man sich im Bereich niedriger Verstärkung im konstanten Bereich der Kennlinie bewegt, werden die APDs bei einer Verstärkung von $M = 50$ betrieben, wobei hier eine Steigung von $\frac{1}{M} \frac{dM}{dV} \approx 3,4\frac{\%}{\text{V}}$ (Kapitel 4.3.2) ermittelt wurde. Der entscheidendste Punkt der im Folgenden diskutierten Messungen ist die Veränderung des Dunkelstroms mit zunehmender Strahlenbelastung. Da er einen Beitrag zum Parallelrauschen des Systems APD \leftrightarrow Vorverstärker liefert, ist die Untersuchung seines Verhaltens besonders wichtig. In Abbildung 4.4 ist der Dunkelstrom gegen die Verstärkung M aufgetragen. Bei der Sollverstärkung von $M = 50$ weisen die APDs einen sehr niedrigen Dunkelstrom auf, was ein gutes Rauschverhalten impliziert.

5.2 Bestrahlung mit Protonen und Photonen

Die Stabilität der APD-Parameter unter Strahlenbelastung muss im laufenden Experiment gegeben sein. Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf dem Test der Strahlenhärte bei Neutronenbestrahlung, wobei zum Vergleich auch Messungen mit Protonen und Photonen durchgeführt wurden. Die strahlungsinduzierten Schäden in Silizium-Halbleiterdetektoren wurden bereits in Kapitel 4.4 beschrieben.

Zur γ -Bestrahlung der APDs wurde eine ^{60}Co -Quelle der Justus-Liebig-Universität in Gießen verwendet. Die Dosis betrug hier ca. 10^{12} Photonen und es wurde bei einer Temperatur von $T = -25^\circ\text{C}$ gemessen.

Eine Protonen-Bestrahlungseinrichtung besteht am Kernphysik Versneller Institut (KVI) in Groningen/Niederlande, wo die APDs mit Protonen einer Energie von 90 MeV bestrahlt wurden. Es wurde bis zu einer integrierten Rate von etwa $1,1 \cdot 10^{13}$ p bestrahlt, was vergleichbar mit der bei PANDA erwarteten

Dosis ist. Diese Messung wurde ebenfalls bei $T = -25^\circ\text{C}$ durchgeführt.

5.2.1 γ -Bestrahlung (^{60}Co)

In Halbleiterdioden erzeugen die γ -Quanten Elektron-Loch-Paare, die in der Raumladungszone getrennt werden. Es wird ein Strom induziert, da die Elektronen aus der Passivierungsschicht zu der Grenzschicht zum benachbarten Silizium wandern und dort Bildladungen erzeugen. Die Stromstärke ist proportional zur Energie und Intensität der einfallenden Strahlung. Die Messergebnisse zeigen, dass die APDs nur in der Konversionsschicht Schäden aufweisen, so dass die maximale Verstärkung nach wie vor einen Wert von $M \approx 460$ erreicht (vor der Bestrahlung: $M_{max} = 500$) und diesen Wert stabil beibehält. Die Abbildungen 5.1 und 5.2 geben die nach der Bestrahlung aufgenommenen Verstärkungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge wieder. Die Graphen zeigen im Vergleich mit den Abbildungen 4.3 und 4.4 deutlich, dass die APDs keine nennenswerten Defekte davon getragen haben.

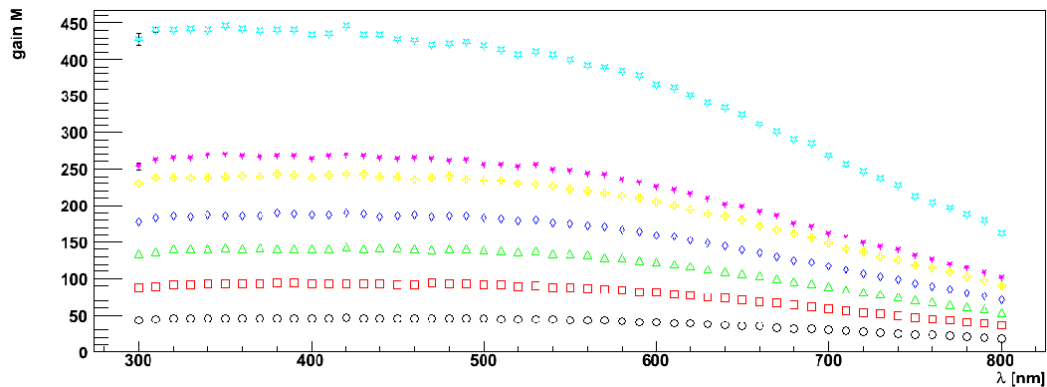


Abbildung 5.1: Verstärkung einer „normalen“ APD in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Bestrahlung mit Photonen.

5.2.2 Protonenbestrahlung

Non Ionizing Energy Loss

Beim Durchgang eines Teilchens durch Silizium werden nicht nur Elektron-Loch-Paare erzeugt und Elektronenzustände angeregt, sondern es kommt auch zu Stößen mit den Siliziumatomen, wodurch ein Teil der Energie abgegeben

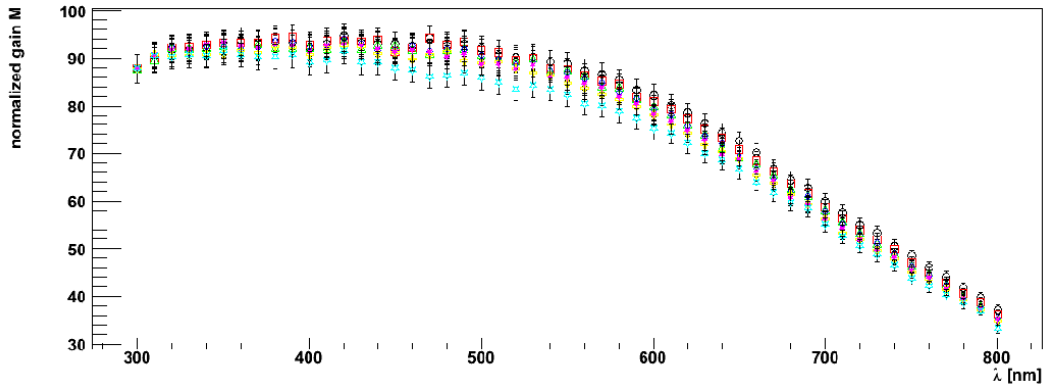


Abbildung 5.2: Auf $\lambda = 300 \text{ nm}$ normierte Verstärkung der APDs in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Bestrahlung mit Photonen.

wird. Grund hierfür ist, dass die Siliziumatome ihre Gitterplätze verlassen und so Phononen und Wärme erzeugt werden. Der NonIonizing Energy Loss (NIEL) ist die Größe, die diesen Energieverlust beschreibt. Mit Hilfe des NIEL lassen sich für Halbleiter die Energieüberträge, bei den durch Teilchen verursachten Verschiebungsdefekten, gut beschreiben. Es hat sich gezeigt, dass die Verschlechterung der Parameter von Halbleiterelementen nach Bestrahlung linear mit der Übertragungsenergie und somit mit dem NIEL korreliert ist und damit mit dem NIEL. Der maximale Energieübertrag E_{max} auf ein Siliziumatom lässt sich aus den Bedingungen eines zentralen Stoßes ableiten:

$$E_{max} = 4 \frac{M_{Si} m_i}{(M_{Si} + m_i)^2} E_i \quad (5.1)$$

Hierbei ist M_{Si} die Masse eines Si-Atoms, m_i ist die Masse des eingedrungenen Teilchens mit der Energie E_i . Dieser Energieübertrag ist Teilchensortenabhängig und es zeigt sich, dass für die Coulomb-Wechselwirkung der Protonen ($\geq 100 \text{ keV}$) kleinere Überträge sehr viel wahrscheinlicher sind, und dass sie somit im Vergleich zu Neutronen mehr Punktdefekte verursachen. Für einen Vergleich verschiedener Teilchenarten bei unterschiedlichen Energien und Flüssen bezüglich ihrer Schädigungswirkung auf das Kristallgitter, wird ein Härtefaktor κ eingeführt. Er normiert die Schädigung eines Flusses von Teilchen Φ mit dem Teilchensorten-abhängigen Schädigungswirkungsquerschnitt $D(E)$ auf die Schädigung von Neutronen mit einer Energie von 1 MeV des gleichen Flusses $D(E_n = 1 \text{ MeV}) = 95 \text{ MeV}/\text{mb}$.

$$\kappa = \frac{\int D(E)\Phi(E)dE}{D(E_n = 1\text{MeV}) \cdot \int \Phi(E)dE} \quad (5.2)$$

Nun muss man den differentiellen Fluss mit dem seiner Energie entsprechenden NIEL-Faktor gewichten und anschließend über den gesamten Energiebereich integrieren [IJ 04]. Der Äquivalentfluss ergibt sich dann zu

$$\Phi_{eq} = \kappa \cdot \int \Phi(E)dE. \quad (5.3)$$

In Abbildung 5.3 ist der normierte Schädigungswirkungsquerschnitt $D(E)/D(E_n = 1 \text{ MeV})$ gezeigt. Darüber lässt sich berechnen, welchem Wert an Neutronenstrahlung die eingestrahlten monoenergetischen Protonen äquivalent sind. Für die von uns verwendete Rate von $1.1 \cdot 10^{13}$ p (90 MeV) ergeben sich $1.42 \cdot 10^{13}$ Neutronen mit einer Energie von 1 MeV unter Verwendung von $\kappa = 1.92$.

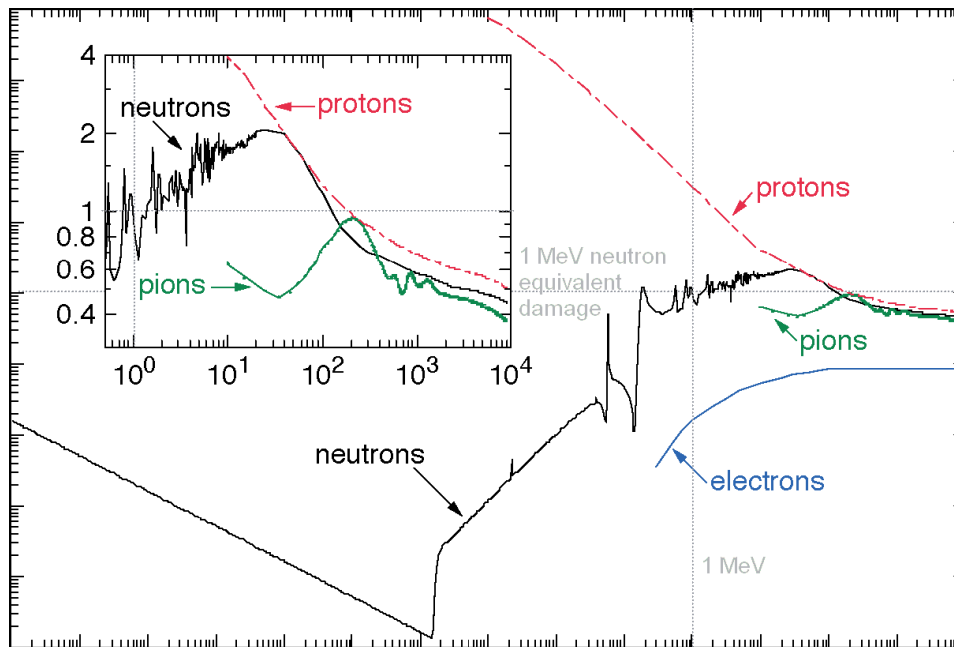
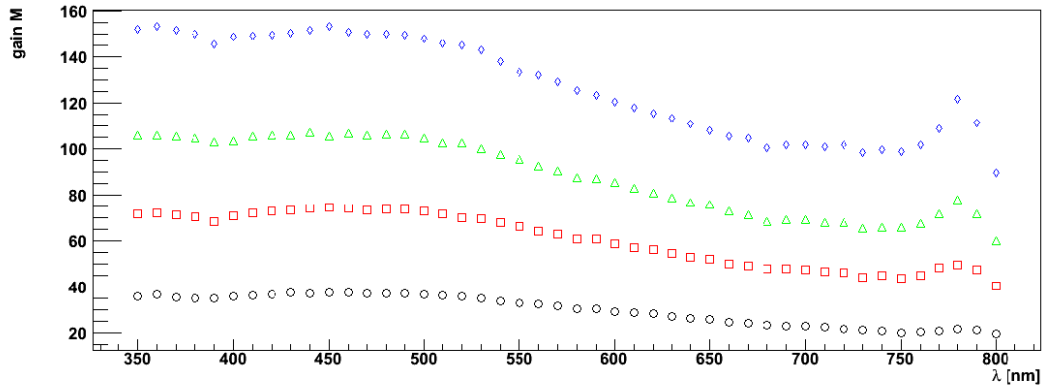


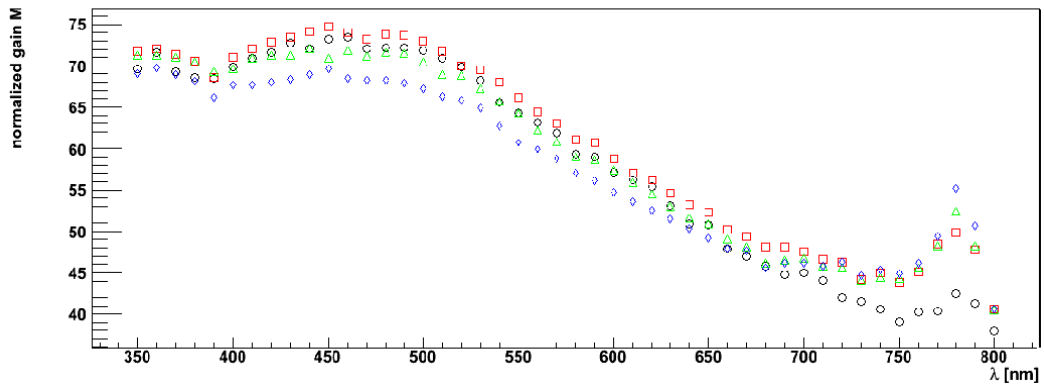
Abbildung 5.3: NIEL - Aufgetragen ist der nicht ionisierende Energieverlust $D(E)/(95 \text{ MeV mb})$ über der Teilchenenergie [MeV] [FH 00].

Ergebnisse und Diskussion

Ein wichtiger Indikator für den Grad und die Art der Schädigung ist der Dunkelstrom der APD. Dieser wird standardmäßig während der Bestrahlungen in Abhängigkeit von der Zeit aufgezeichnet. Anhand der Entwicklung des Dunkelstroms lassen sich die unterschiedlichen Anteile des Oberflächen- (I_s) und des Bulkstroms (I_b) bestimmen. Man beobachtet bei der Protonenbestrahlung der Dioden einen sehr großen Anstieg des Bulkstroms bei der APD niedrigerer Kapazität im Vergleich zu der „normalen“ APD, der sich durch die größere Schichtdicke dieses Diodentyps erklären lässt. Diese wurde zur Verringerung der Kapazität der Photodiode benötigt. Ein weiterer Schritt zur Auswertung der Messergebnisse ist die Betrachtung der internen Verstärkung $M(U)$ der Diode. Sie sinkt nach der Protonenbestrahlung im Falle der „normalen“ APD ($C = 270$ pF) um ca. 60 % ab, wohingegen dieser Wert bei der APD mit der niedrigeren Kapazität ($C = 180$ pF) etwa 50 - 60 % [?, TDR05] Um abschließend festzulegen, an welchen Positionen in der APD die Schäden verursacht wurden, muss man die Verstärkung in Abhängigkeit von der Wellenlänge vermessen. Abbildung 5.4(a) zeigt die Ergebnisse dieser Messungen nach der Bestrahlung für eine „normale“ APD. Vergleicht man die normierte Verstärkung in Abbildung 5.4(b) mit 4.6(b) (unbestrahlt) sieht man ein deutliches Absinken der Verstärkung im Bereich zwischen ca. 350 nm und 450 nm. Dies ist der Wellenlängenbereich, in dem die Photonen von der Konversionsschicht absorbiert werden. Es ist anzunehmen, dass hier akzeptorartige Zustände im Silizium erzeugt wurden, welche den Feldverlauf innerhalb der APD ändern und somit den Dunkelstrom erhöhen bzw. die Verstärkung verringern. Im Bereich zwischen ca. 730 nm und 800 nm (Absorption innerhalb der Avalanche-region) ist ebenfalls ein untypisches Verhalten zu beobachten. Der Verlauf der unbestrahlten Diode fällt stetig ab, wohingegen sich bei der bestrahlten APD ein Anstieg der Verstärkung zeigt. Das weist darauf hin, dass auch die Avalanche-region Schaden genommen hat.



(a) Verstärkung einer „normalen“ APD in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Bestrahlung mit 90 MeV Protonen.



(b) Auf $\lambda = 300\text{nm}$ normierte Verstärkung der „normalen“ APD in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Bestrahlung mit 90 MeV Protonen.

Abbildung 5.4: (a) Gain vs. Wellenlänge nach Protonenbestrahlung; (b) Normierter Gain vs. Wellenlänge nach Protonenbestrahlung.

5.3 Neutronenbestrahlung

5.3.1 Messaufbau

Die für die Strahlenhärte tests entwickelte und an der Uni Frankfurt gebaute Messvorrichtung wird in Abbildung 5.5 gezeigt.

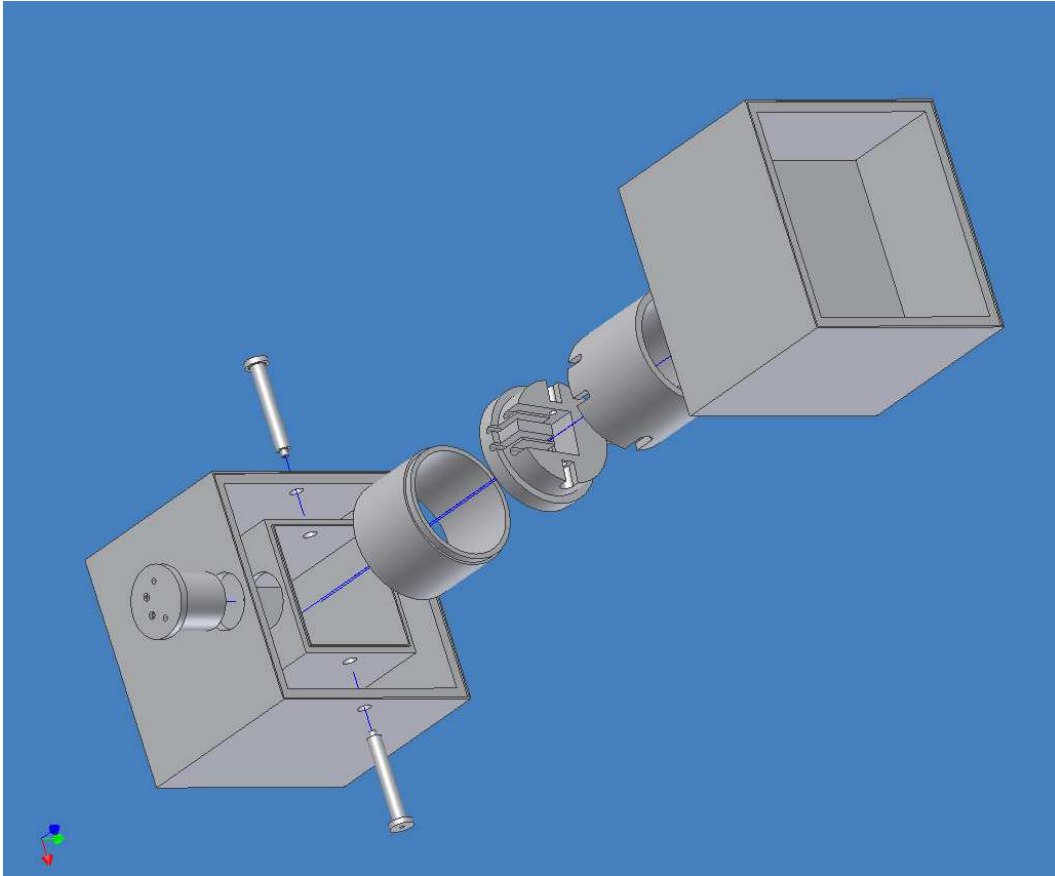


Abbildung 5.5: Dreidimensionale Skizze des Aufbaus zur Messung der Strahlenhärte von APDs bzgl. Neutronenbestrahlung.

In ihr lässt sich die Neutronenquelle implementieren und die sich in einer ebenfalls an der Frankfurter Universität entwickelten und gebauten Kühlvorrichtung befindlichen APDs in einen Abstand von weniger als 1 cm von der Quelle entfernt justieren. Zusätzlich kann man an das System die Schläuche für die Stickstoffflutung anbringen. Der Stickstoff dient dazu, den vorhandenen Sauerstoff abzuführen, der bei tiefen Temperaturen (in Kombination mit Wasserstoff) zu Fehlern in der Strommessung führen würde. In der Box befinden

sich außerdem Aussparungen für die Kabel der Hochspannung und die Kühlschläuche der Klimaanlage. Die Auslese des Dunkelstroms erfolgt über einen PC, der direkt mit dem System verbunden ist.

5.3.2 Neutronenquelle

Im normalen radioaktiven Zerfall treten keine Neutronen auf. Deshalb müssen sie in Kernprozessen freigesetzt werden, bei denen die in den Reaktionen entstehenden Kerne energetisch hoch angeregt sind. Mögliche Reaktionen sind dafür (p,n), (d,n), (α ,n) sowie (γ ,n) oder die Spaltung von Atomkernen. Da die Energien der von α -Strahlern emittierten α -Teilchen relativ klein sind (5 - 7 MeV), kann man als Targetkerne nur leichte Nuklide mit geringer Kernladungszahl (Coulombabstoßung) verwenden. Am geeignetsten ist dafür ein zu 100 % aus dem Isotop ^9Be bestehendes Berylliumtarget, weil damit die höchste Ausbeute erreicht werden kann. Als Neutronenquelle wurde im Experiment eine ^{241}Am - α -Be-Quelle verwendet. Americium zerfällt mit einer Halbwertszeit von 432 Jahren unter Emission von α -Teilchen zu ^{237}Np . Die α -Teilchen reagieren mit den Kernen des ^9Be , das ein relativ schwach gebundenes Neutron besitzt (Bindungsenergie: 1,7 MeV). Es wird durch die Reaktion



freigesetzt. Die verwendete Am-Be-Quelle generiert etwa $0.65 \cdot 10^{-4}$ Neutronen pro α -Teilchen. Das bedeutet bei einer Aktivität von 1,1 GBq, dass man Neutronenausbeuten von $Q_n = 7,15 \cdot 10^4$ n/s erreichen kann. Die Energie der α -Teilchen beträgt ca. $Q_\alpha = 5,64$ MeV. Das Neutronenspektrum einer Am-Be-Quelle kann sich bis zu 10 MeV erstrecken und hat ein Intensitätsmaximum bei etwa 3 MeV, wie Abbildung 5.6 zeigt. Die Dosisleistung der verwendeten Quelle hat in 1 m Abstand einen Wert zwischen 80 - 100 $\mu\text{S/h}$ [KS 94].

5.3.3 Ergebnisse der Neutronenbestrahlung

Die Neutronenbestrahlungen wurden wie bereits erwähnt in der Uni Frankfurt durchgeführt. Um das Verhalten der APDs bei einer Bestrahlung mit einer höheren integrierten Rate zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Strahlzeit am Forschungsreaktor in Rossendorf wahrgenommen.

In 10 Jahren FAIR-Betrieb wird im Barrelbereich des elektromagnetischen Kalorimeters an der Position der APDs ein Neutronenfluss von ca. 10^{13} n/cm² erwartet. Die Neutronen werden vermutlich ein Energiespektrum mit einem

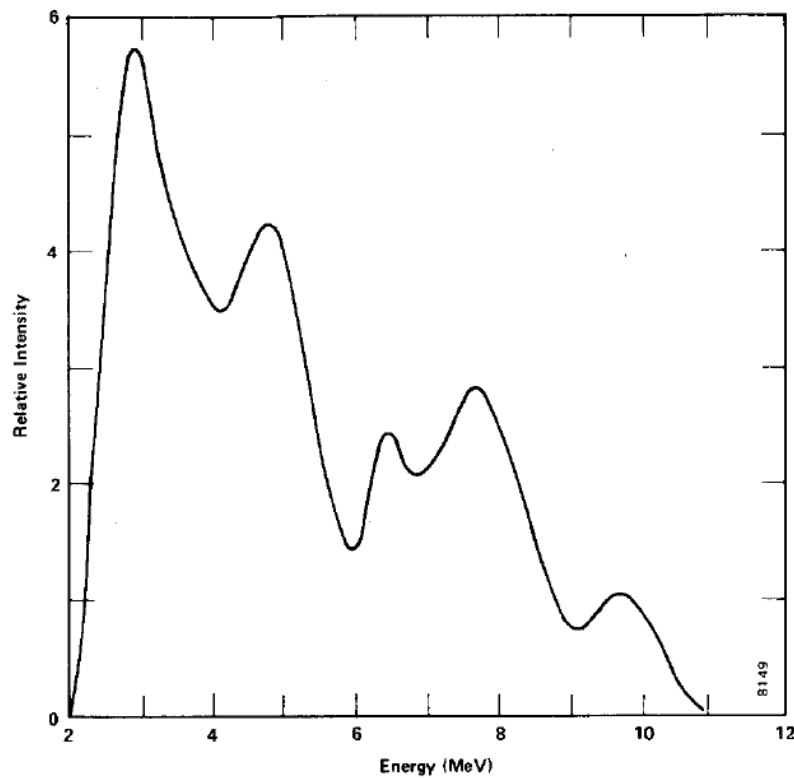


Abbildung 5.6: Neutronenspektrum einer Am-Be-Neutronenquelle [FO 07]

Maximum bei 1 MeV aufweisen.

Probemessungen und erste Ergebnisse

Zunächst werden zur Überprüfung der Apparatur Probemessungen mit einer APD mit „normaler“ Kapazität (270 pF) durchgeführt, damit die Stabilität für die anschließenden Messungen mit den APD-Prototypen niedrigerer Kapazität gewährleistet werden konnten. Bei 25°C beträgt die Vorspannung $U_B = 418,9$ V und der Dunkelstrom $I_D = 39$ nA für eine Verstärkung von $M = 50$.

Eventuell auftretende „Sprünge“ in den Verläufen sind auf Testläufe des Beschleunigers des Instituts für Angewandte Physik der Universität während der durchgeführten Messungen zurückzuführen. Dies gilt für alle folgenden Plots. In den Abbildungen 5.7, 5.8, 5.9 und 5.10 ist der jeweilige Dunkelstrom während der Bestrahlung gegen die Zeit aufgetragen. Anhand der Plots 5.8 und 5.9 lässt

sich gut der in Kapitel 4.3.1 beschriebene Zusammenhang des Dunkelstroms mit der Temperatur erkennen. Er sinkt von 39 nA bei $T = 25^\circ\text{C}$ auf 8 nA bei $T = 0^\circ\text{C}$ bzw. 5,2 nA bei $T = -10^\circ\text{C}$. Das entgegengesetzte Verhalten sieht man im Verlauf der Kurve in Abbildung 5.10: Hier steigt der Dunkelstrom aufgrund der Aufheizung von -10°C auf 0°C von 5 nA auf 8,3 nA an (siehe Pfeile in den Plots).

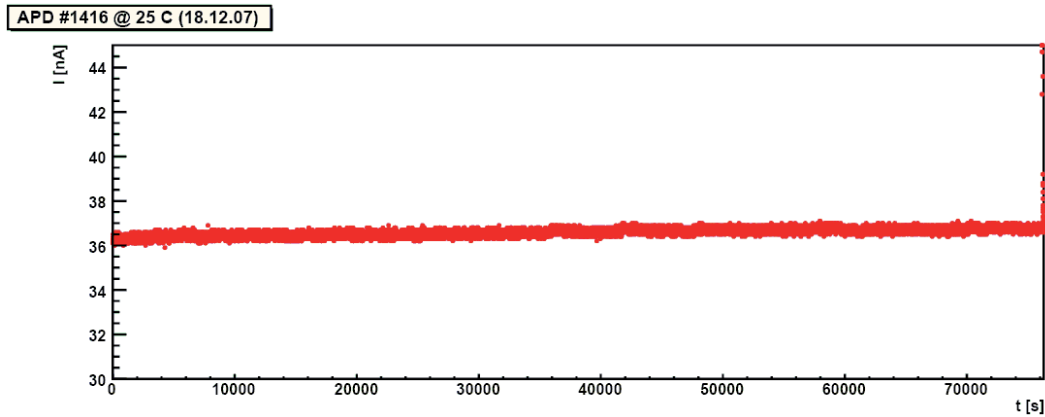


Abbildung 5.7: Dunkelstrommessung der APD No.1416 bei $T = 25^\circ\text{C}$; Messzeit: 75840 s

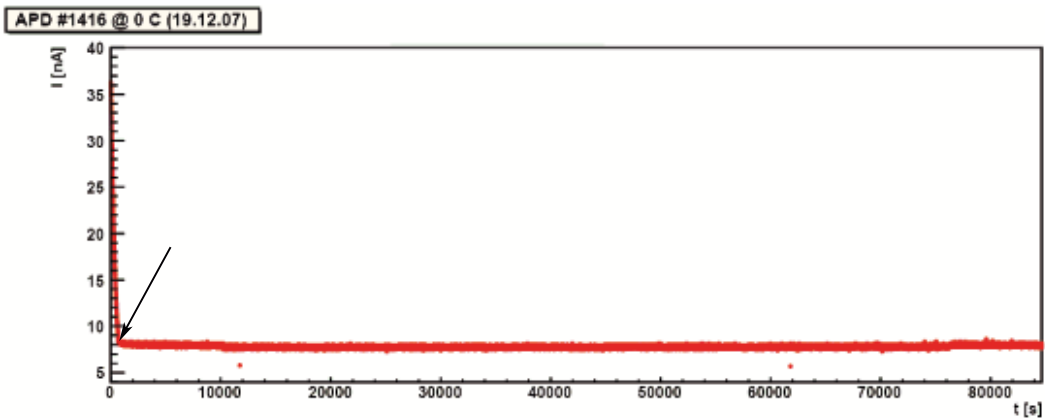


Abbildung 5.8: Dunkelstrommessung der APD No.1416 bei $T = 0^\circ\text{C}$ (Abkühlung von $T = 25^\circ\text{C}$); Messzeit: 87600 s

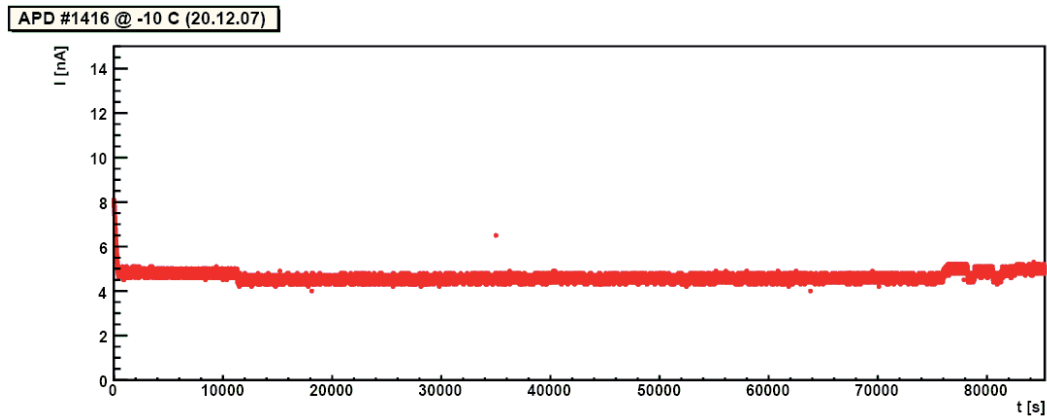


Abbildung 5.9: Dunkelstrommessung der APD No. 1416 bei $T = -10^\circ\text{C}$; Messzeit: 86960 s

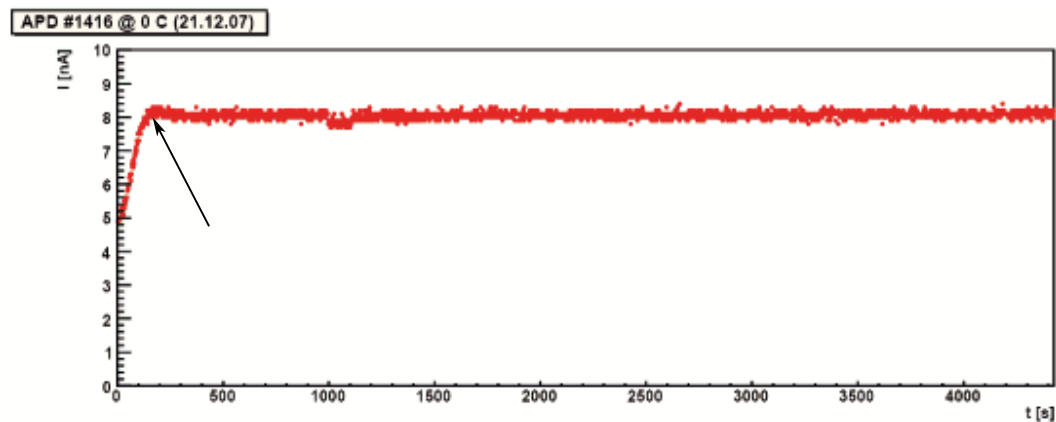


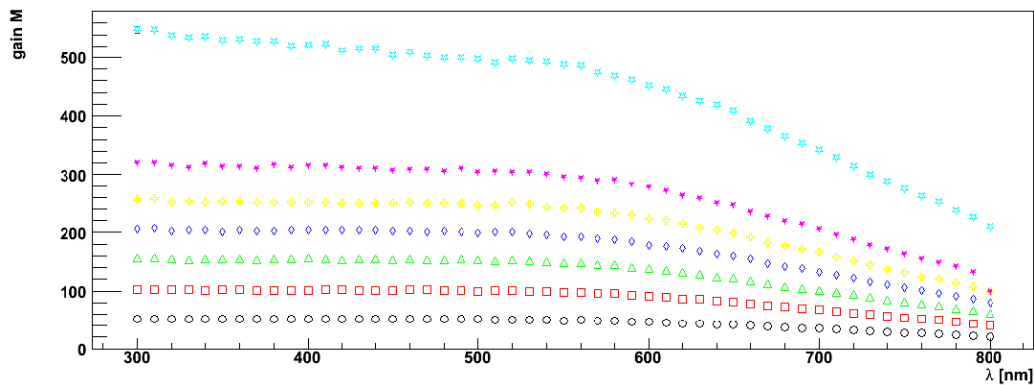
Abbildung 5.10: Dunkelstrommessung der APD No.1416 bei $T = 0^\circ\text{C}$ (Aufheizung von $T = -10^\circ\text{C}$); Messzeit: 6300 s

Zusammenfassend zeigt Tabelle 5.1 die Parameter und gemessenen Daten der APD No.1416.

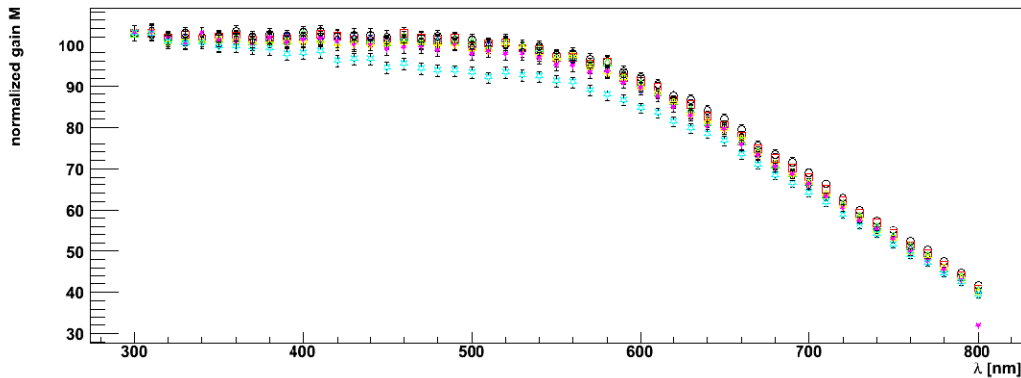
Nach den Dunkelstrommessungen unter Bestrahlung wird die Verstärkung der APDs bei denselben Vorspannungen wie vor der Bestrahlung aufgezeichnet. Man sieht anhand der Plots 5.11(a) und 5.11(b) beim Vergleich mit 4.6(a) und 4.6(b), dass die Verstärkungskurven nicht durch die Bestrahlung verändert werden. Zudem ergibt sich, dass die Vorrichtung sowohl licht- als auch luftdicht ist. Somit kann ein einwandfreier Messbetrieb der Apparatur gewährleistet werden.

	Wert	T [°C]
I_D^{Start} [nA]	36,3	25
I_D^{End} [nA]	37,3	25
I_D^{Start} [nA]	8,0	0
I_D^{End} [nA]	8,3	0
I_D^{Start} [nA]	5,2	-10
I_D^{End} [nA]	5,5	-10
I_D^{Start} [nA]	8,3	0
I_D^{End} [nA]	8,4	0

Tabelle 5.1: Überblick über die gemessenen Dunkelströme der APD 1416; Die Referenzwerte bei $M = 50$ und $T = 25^\circ \text{C}$ betragen $U_{bias} = 418,9 \text{ V}$ und $I_D^{soll} = 39 \text{ nA}$.



(a) Verstärkung einer „normalen“ APD in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Neutronenbestrahlung.



(b) Auf $\lambda = 300\text{nm}$ normierte Verstärkung der „normalen“ APD in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Neutronenbestrahlung.

Abbildung 5.11: (a) Verstärkung vs. Wellenlänge nach Neutronenbestrahlung; (b) Normierte Verstärkung vs. Wellenlänge nach Neutronenbestrahlung

Die Resultate der hier beschriebenen Vormessungen weisen darauf hin, dass die APDs durch die durchgeführte Neutronenbestrahlung mit der Quelle keinerlei nennenswerten Strahlenschaden erlitten haben. Im Folgenden werden die Messungen der Bestrahlung der APDs mit der niedrigeren Kapazität vorgestellt und die dabei erzielten Ergebnisse diskutiert.

Die Tests

Die Ergebnisse der Messungen mit den fünf APD-Prototypen mit einer Kapazität von 180 pF sind in den Abbildungen 5.12, 5.13, 5.14, 5.15 und 5.16 dargestellt. Auch hier gilt, dass eventuell auftretende sprunghafte Stromanstiege in den Verläufen auf Testläufe des Beschleunigers während der durchgeführten Messungen zurückzuführen sind.

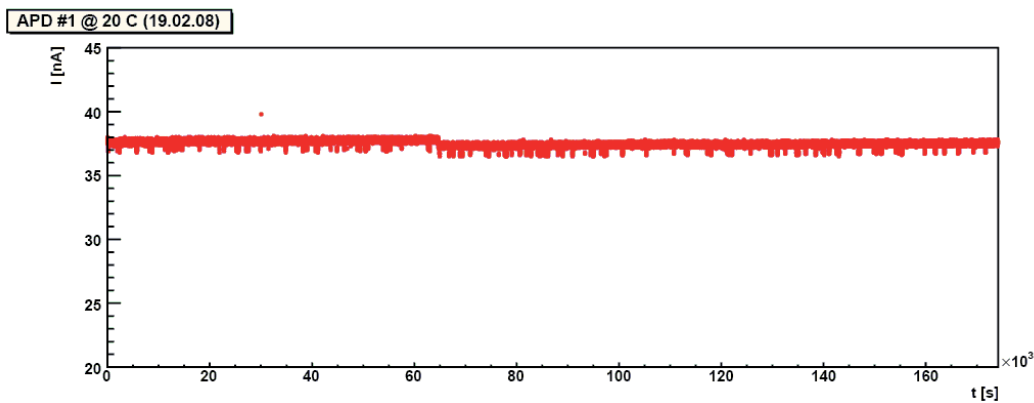


Abbildung 5.12: Dunkelstrommessung der APD No.1 mit $U_B = 391$ V und $I_D = 37,6$ nA für $M = 50$ bei 20° C; Messzeit: 174106 s, integrierte Rate: $9,92 \cdot 10^8$ n cm^{-2}

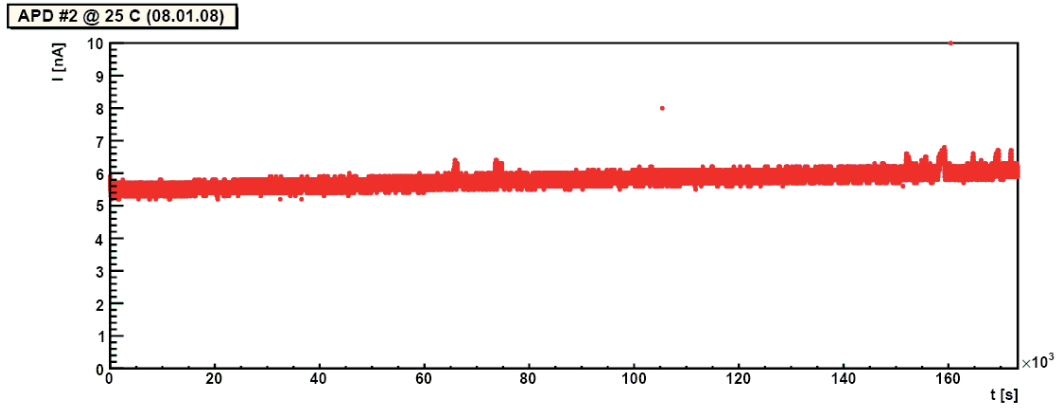


Abbildung 5.13: Dunkelstrommessung der APD No.2 mit $U_B = 373,1$ V und $I_D = 6,2$ nA für $M = 50$ bei 25°C ; Messzeit: 173400 s, integrierte Rate: $9,88 \cdot 10^8$ n cm^{-2}

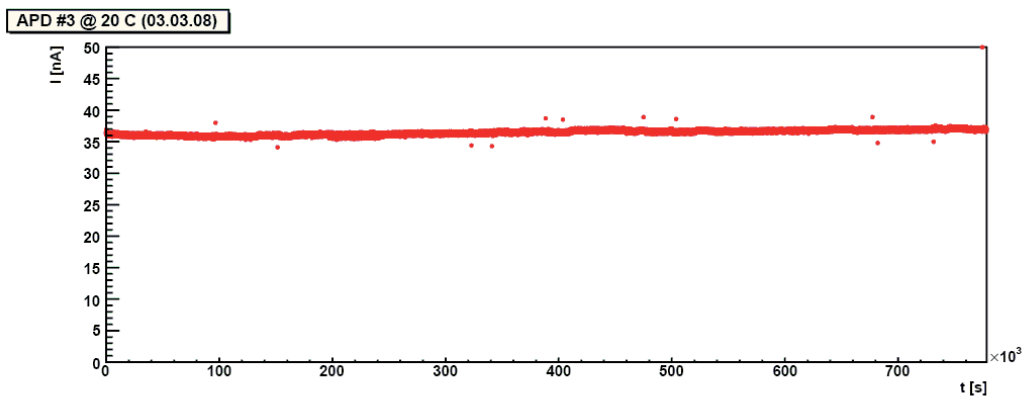


Abbildung 5.14: Dunkelstrommessung der APD No.3 mit $U_B = 355$ V und $I_D = 34$ nA für $M = 50$ bei 20°C ; Messzeit: 778128 s, Bestrahlungszeit: 1722528 s, integrierte Rate: $9,85 \cdot 10^9$ n cm^{-2}

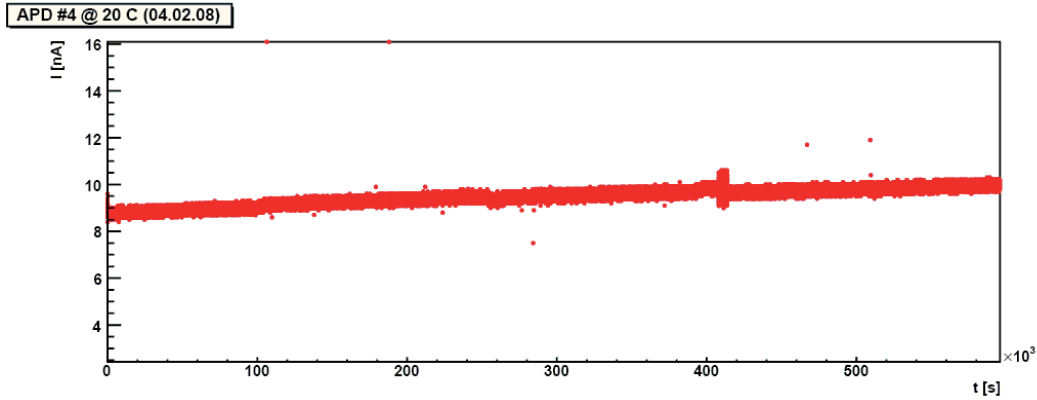


Abbildung 5.15: Dunkelstrommessung der APD No.4 mit $U_B = 394$ V und $I_D = 8,6$ nA für $M = 50$ bei 20° C; Messzeit: 595734 s, integrierte Rate: $3,40 \cdot 10^9$ n cm^{-2}

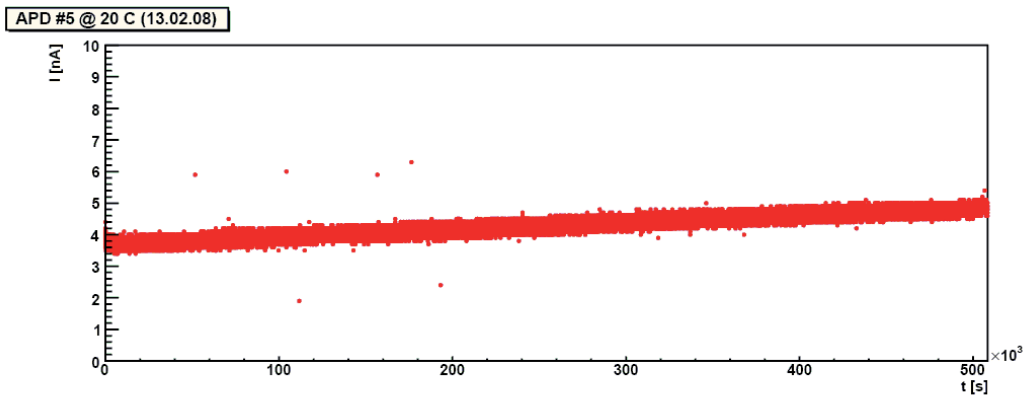


Abbildung 5.16: Dunkelstrommessung der APD No.5 mit $U_B = 353$ V und $I_D = 3,5$ nA für $M = 50$ bei 20° C; Messzeit: 508324 s, integrierte Rate: $2,90 \cdot 10^9$ n cm^{-2}

Wie man an den vorliegenden Messergebnissen erkennen kann, ist das Verhalten der APDs mit der niedrigeren Kapazität in guter Übereinstimmung mit den diskutierten Ergebnissen für die „normalen“ APDs: Der Dunkelstrom steigt zwar wie zu erwarten während der Bestrahlung an, es kommt jedoch nicht zu signifikanten Abweichungen im linearen Verhalten des Dunkelstroms. Die Gradienten des Dunkelstromanstiegs liegen im Bereich zwischen $0,1$ nA und $1,2$ nA.

5.3.4 Diskussion

Bereits in früheren Untersuchungen wurde beobachtet, dass der durch Strahlenschäden ausgelöste Anstieg des Dunkelstroms nach einer gewissen Ausheilungszeit nicht mehr vorhanden ist und der ursprüngliche Dunkelstromwert wieder erreicht werden kann. Diese sogenannte „Erholung“ des Dunkelstroms lässt sich als eine Summe von Exponentialfunktionen ausdrücken, die jeweils die Ausheilung eines Defekts mit der zugehörigen Erholungszeit τ_i und Gewicht g_i beschreiben [MB 94]:

$$I_D^{irr}(t) = I_D^{irr}(0) \sum_i g_i e^{-t/\tau_i}. \quad (5.5)$$

Die Abhängigkeit des Dunkelstroms nach der Bestrahlung von der Temperatur wird durch folgende Gleichung beschrieben, wobei der Dunkelstrom als von einer einzelnen Störstelle mit der Energie E_T induziert angenommen wird [BB 94]:

$$I_D \propto T^2 \cdot e^{-E_T/k_b T}. \quad (5.6)$$

Einzelne Leerstellen und Zwischengitteratome sind in der Regel im Kristallgitter beweglich und daher keine stabilen Defekte. Manche deplatzierten Si-Atome können sich also wieder auf einem regulären Gitterplatz einordnen, wodurch es im Laufe der Zeit zu dem (teilweisen) Ausheilen der Strahlenschäden kommt (beneficial annealing). Je höher die Temperatur zum Ausheilen der Halbleiter gewählt wird, desto beweglicher werden die Atome und desto eher gelangen sie an ihren Ausgangsgitterplatz zurück.

Der Dunkelstrom der fünf zuvor bestrahlten APDs wurde jeweils nach unterschiedlich langer Ausheilungszeit (bei $T = 15^\circ\text{C}$) aufgezeichnet (Abbn. 5.17, 5.18, 5.19, 5.20, 5.21).

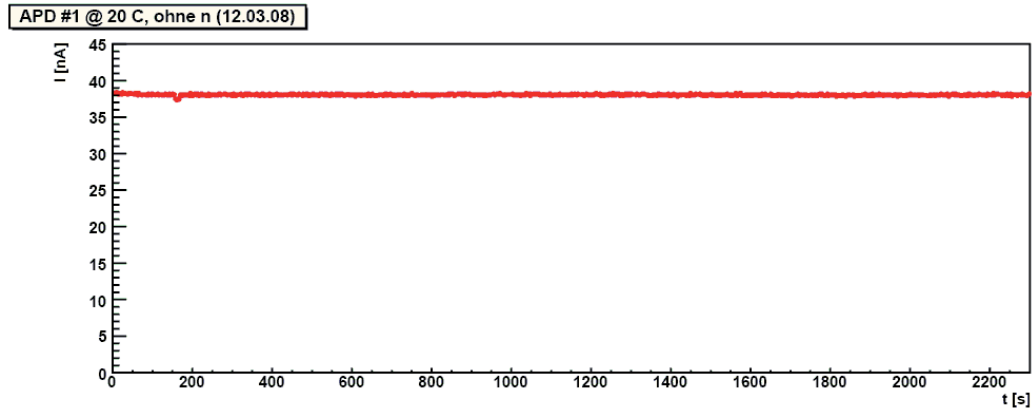


Abbildung 5.17: Dunkelstrommessung APD No.1 nach Bestrahlung ($T = 20^\circ\text{C}$); Ausheilungszeit: 20 Tage bei $T = 15^\circ\text{C}$, Messzeit: 1150 s

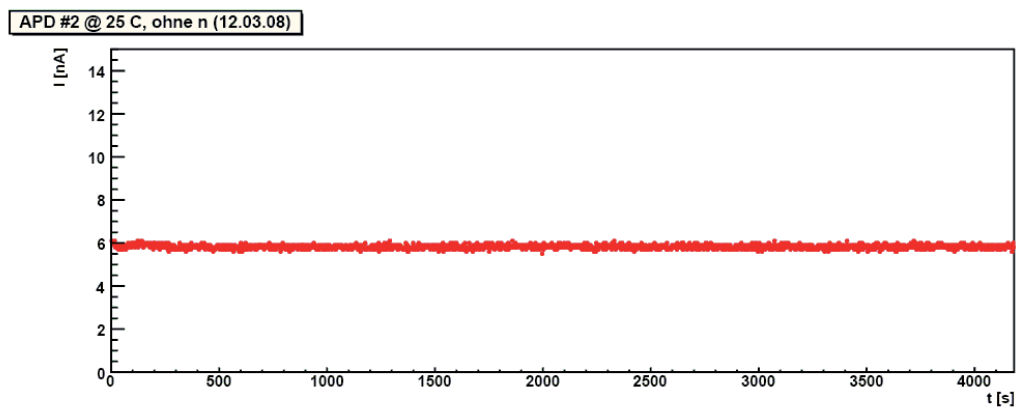


Abbildung 5.18: Dunkelstrommessung APD No.2 nach Bestrahlung ($T = 20^\circ\text{C}$); Ausheilungszeit: 62 Tage bei $T = 15^\circ\text{C}$, Messzeit: 2091 s

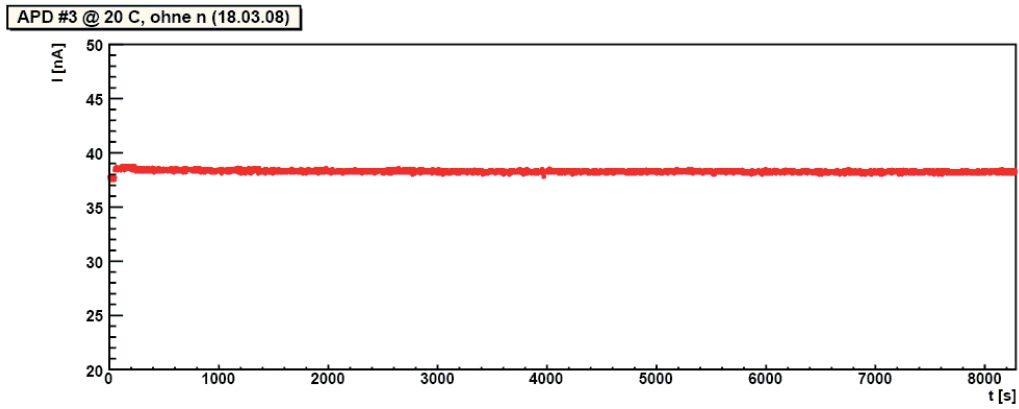


Abbildung 5.19: Dunkelstrommessung APD No.3 nach Bestrahlung ($T = 20^\circ C$); Ausheilungszeit: 6 Tage bei $T = 15^\circ C$, Messzeit: 2679 s

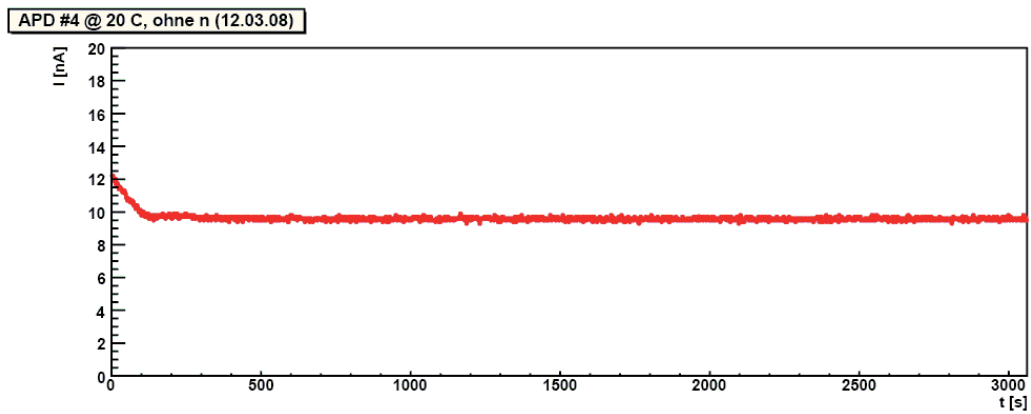


Abbildung 5.20: Dunkelstrommessung APD No.4 nach Bestrahlung ($T = 20^\circ C$); Ausheilungszeit: 32 Tage bei $T = 15^\circ C$, Messzeit: 1200 s

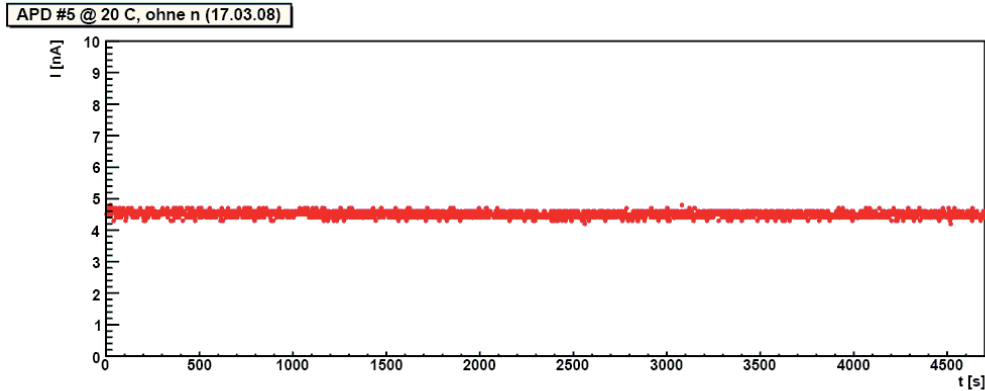


Abbildung 5.21: Dunkelstrommessung APD No.5 nach Bestrahlung ($T = 20^\circ\text{C}$); Ausheilungszeit: 27 Tage bei $T = 15^\circ\text{C}$, Messzeit: 2350 s

Der im Falle der APDs No.3 und No.4 auftretende Anstieg bzw. Abfall des Dunkelstroms während der ersten Messsekunden ist von dem Einschwingen der Messapparatur (Erreichen der Temperaturstabilität) bestimmt.

Da man annimmt, dass Neutronen Störstellen im Silizium produzieren, ist zu erwarten, dass diese Gitterdefekte in der Sperrschicht der APDs zu Bildungs-/Rekombinationsprozessen führen und somit einen Anstieg des Dunkelstroms bewirken. Auch nach langer Ausheilungszeit kann er wegen Langzeitdefekten, bei denen die Störstellen nicht mehr vollständig verschwinden, auf einem höheren Wert als vor der Bestrahlung verbleiben. Dieses Verhalten zeigt sich in geringem Ausmaß bei den APDs 1 und 3, für 2, 4 und 5 ist es jedoch nicht zu sehen - der Dunkelstrom ist nach der Ausheilungszeit leicht gesunken. Für alle Dioden bleibt er außerdem konstant auf denselben Werten. Da die Ausheilung bzw. Abnahme des Dunkelstroms bei höheren Temperaturen ansteigt, könnte man durch eine Aufheizung des elektromagnetischen Kalorimeters in den Zeitperioden ohne Datennahme erreichen, dass es zu einer stärkeren Ausheilung der Strahlenschäden kommt.

Abbildung 5.22 zeigt den Verlauf der nach der Bestrahlung gemessenen Verstärkung in Abhängigkeit von der Spannung für die fünf APDs. Im Vergleich mit Abbildung 4.3 (Verlauf vor der Bestrahlung) zeigt sich, dass die maximale Verstärkung im Bereich der Durchbruchspannung bereits bei ca. 400 V erreicht wird und nicht wie bei der unbestrahlten Version erst ab ca. 500 V. Den Verlauf des Dunkelstroms bei steigender Verstärkung sieht man in Abbildung 5.23. Es kam zu einem Absinken der maximalen Verstärkung im Vergleich mit den unbestrahlten Dioden (Abb. 4.4) von ca. 50%.

Um die in Kapitel 4.3.2 bereits ausführlich beschriebene maximale Verstärkung zu erhalten, muss wieder die Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Verstärkung beachtet werden. Zu diesem Zweck wurde nach der Bestrahlung erneut die Kenngröße I_d/M gegen die Verstärkung (Abb. 5.24) aufgetragen. Für die bestrahlten APDs zeigt sich beim Vergleich mit 4.5, dass diese Größe extrem für die APDs 1, 3 und 4 ansteigt; nur bei den APDs 2 und 5 ist der Verlauf weitestgehend wie vor der Bestrahlung. Zu diesem Sachverhalt bedarf es Klärung seitens Hamamatsu, da offensichtlich nicht nur die Schichtdicke im Vergleich zur „normalen“ APD, sondern auch die Dotierung dieses Diodentyps geändert worden sein muss.

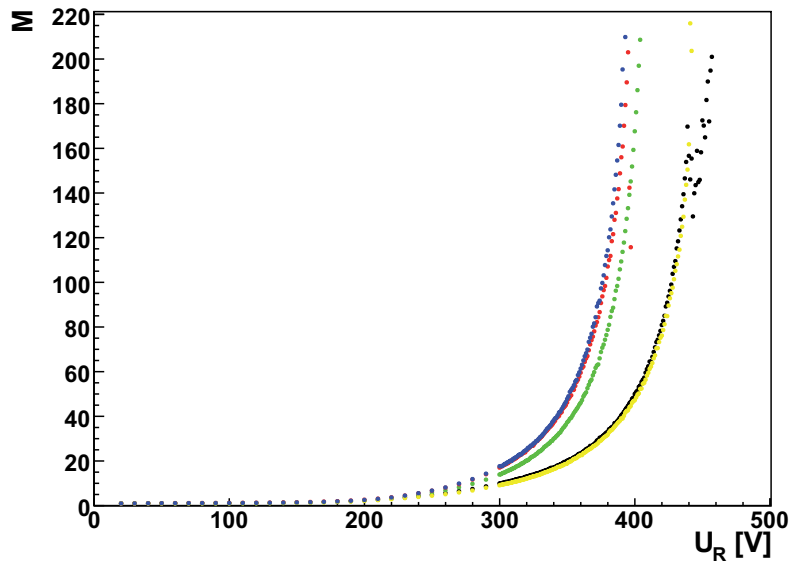


Abbildung 5.22: Verstärkung der fünf APDs mit $C = 180 \text{ pF}$ in Abhängigkeit von der Spannung nach Bestrahlung mit Neutronen; APD1 schwarz, APD2 grün, APD3 rot, APD4 gelb, APD5 blau

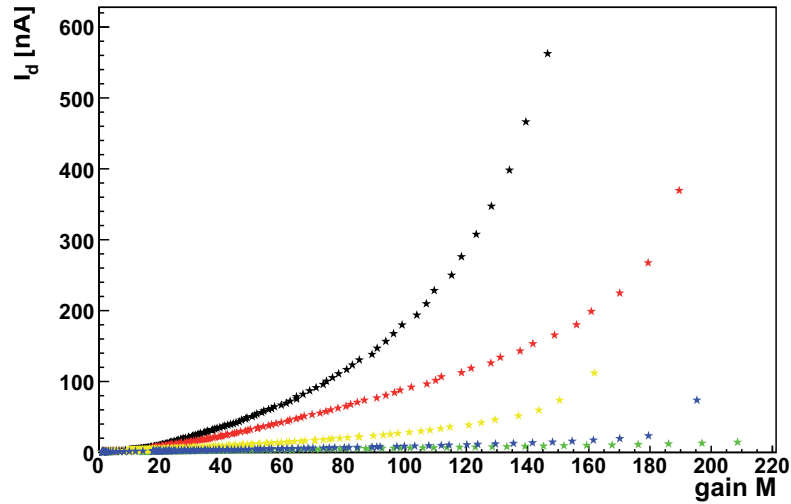


Abbildung 5.23: Dunkelstrom der APDs mit $C = 180 \text{ pF}$ in Abhängigkeit von der Verstärkung nach Bestrahlung mit Neutronen; APD1 schwarz, APD2 grün, APD3 rot, APD4 gelb, APD5 blau

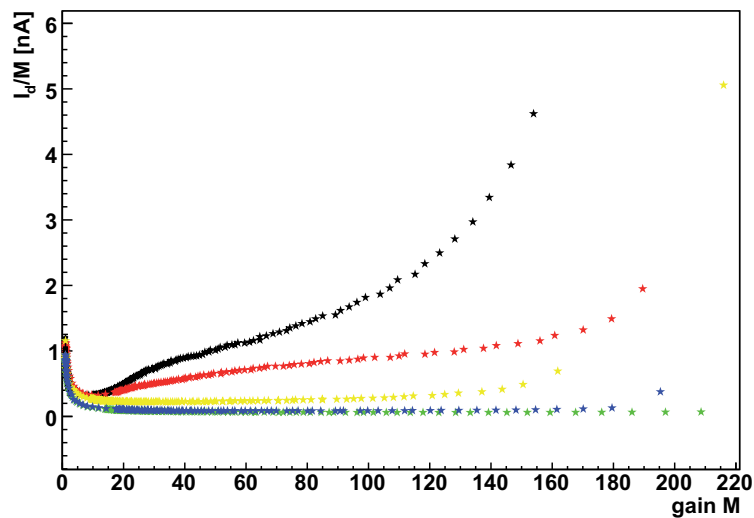


Abbildung 5.24: Verhältnis Photostrom $I \text{ [nA]}$ /Verstärkung M der APDs mit $C = 180 \text{ pF}$ in Abhängigkeit von der Verstärkung M nach Bestrahlung mit Neutronen; APD1 schwarz, APD2 grün, APD3 rot, APD4 gelb, APD5 blau

Nach den Bestrahlungen wurde zur genaueren Betrachtung außerdem die Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung der APDs bei denselben Vorspannungen wie vor der Bestrahlung vermessen. Man sieht anhand der Abbildungen 5.25 und 5.26 beim Vergleich mit 4.6(a) und 4.6(b), dass die Verstärkungskurven nicht wesentlich durch die Bestrahlung verändert wurden. Das bedeutet, dass es kaum zu Schäden der APDs durch den Einfluss der Neutronen der Am-Be-Quelle gekommen ist.

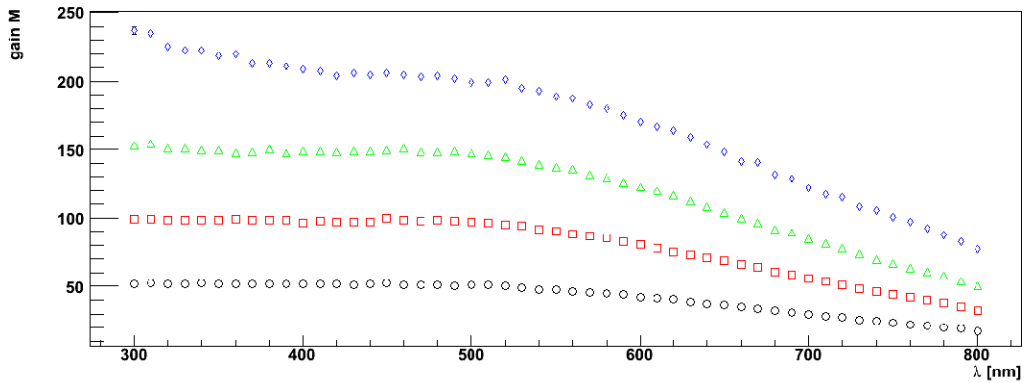


Abbildung 5.25: Verstärkung einer APD mit $C = 180 \text{ pF}$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Bestrahlung mit Neutronen

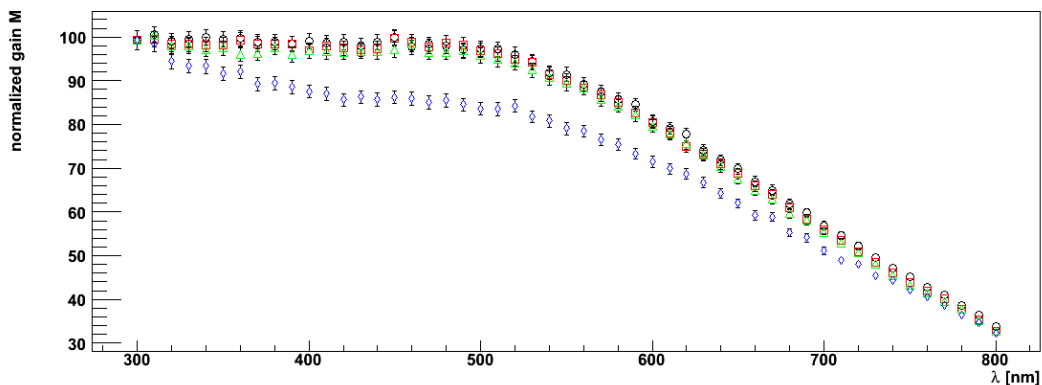


Abbildung 5.26: Normierte Verstärkung einer APD mit $C = 180 \text{ pF}$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Bestrahlung mit Neutronen

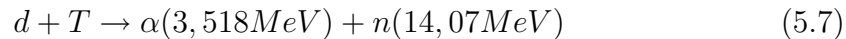
Zusammenfassend sind in Tabelle 5.2 die Daten der Dunkelstrommessungen aufgelistet.

APD	U_{bias} [V]	I_D^{soll} [nA]	I_D^{Start} [nA]	I_D^{End} [nA]	I_D^{Anneal} [nA]	Bestrah- lungszeit [s]	integrierte n-Rate [n/cm ²]
1	391	37,6	37,5	37,6	38,4	174106	$9,92 \cdot 10^8$
2	373,1	6,2	5,5	6,1	5,5	173258	$9,88 \cdot 10^8$
3	355	34	36,4	36,7	37,9	1722528	$9,85 \cdot 10^9$
4	394	8,6	8,7	9,9	9,4	595734	$3,40 \cdot 10^8$
5	353	3,5	3,7	4,8	4,5	508324	$2,90 \cdot 10^9$

Tabelle 5.2: Überblick über die gemessenen Dunkelströme und die dazugehörigen Referenzwerte; U_{bias} und I_D^{soll} beziehen sich auf eine Verstärkung von $M = 50$

5.3.5 Neutronenbestrahlung mit höheren Energien und Raten

Am Forschungszentrum Dresden Rossendorf werden zum Vergleich Messungen mit Neutronen höherer Rate und Energie durchgeführt. Das dortige Labor betreibt einen d-T-Neutronengenerator. Die Neutronen werden durch die Reaktionen zwischen den schweren Wasserstoffisotopkernen Deuterium und Tritium ausgelöst. Ein Tritium enthaltendes Target wird dabei mit gasförmigem Deuterium beschossen (Strahlstrom ca. $500 \mu\text{A}$). Der Zusammenprall eines Deuteriumkerns mit einem Tritiumkern erzeugt ein energiereiches Neutron von ca. 14 MeV, sowie ein energiereiches α -Teilchen von etwa 3,5 MeV.



Es wird eine maximale Intensität von ca. 10^{11} n/s in einem Raumwinkel von 4π erreicht.

Messungen

Insgesamt werden zehn APDs bestrahlt: Die fünf zuvor mit einer Am-Be-Quelle bestrahlten APDs mit der niedrigeren Kapazität, vier mit „normaler“ Kapazität und eine mit ebenfalls niedrigerer Kapazität, allerdings von der ersten Prototypcharge ohne veränderte Struktur (ohne Groove). Aufgrund der Anordnung der Photodioden in der Halterung bekommen sie unterschiedliche Neutronenraten ab. Am nächsten zum Strahlmittelpunkt befinden sich APD 00099 („normale“ Kapazität) und APD No.5 (niedrigerer Kapazität), weiter außen sitzen No.4, 5, 479 (niedrigere Kapazität) und 00028 („normale“ Kapazität), zu äußerst werden AA0515, AA0484 („normale“ Kapazität), sowie No.2

und 3 (niedrigere Kapazität) platziert. Der Dunkelstrom dieser zehn Dioden wird bei $T \approx 18^\circ\text{C}$ und einer $M = 50$ entsprechenden individuellen Spannung während der Bestrahlung und in der Zeit ohne Strahl aufgezeichnet, um nicht nur das Verhalten unter Neutronenbeschuss, sondern auch in der Ausheilungsphase analysieren zu können. Nach beiden Strahltagen wird ein abschließender HV-Scan durchgeführt, was bedeutet, dass die Spannung schrittweise von 0 V bis zur Durchbruchspannung hochgefahren wird, wobei die Durchbruchspannung durch einen Dunkelstrom von $100 \mu\text{A}$ definiert ist.

Die gesamte Messzeit am ersten Tag beträgt ca. 13,5 Stunden (48600 s). In den ersten 1,5 Stunden (5700 s) werden die Dioden mit Neutronen bestrahlt, was wegen des niedrigeren Strahlstroms und der damit verbundenen Rate von etwa 10^9 n/s/cm^2 einer gesamten Rate von ca. $5,7 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2$ entspricht. Die Schwankungen zu Anfang der Stromverläufe beruhen auf den Unstetigkeiten des Neutronenstrahls, der zunächst stabilisiert werden musste. Nach etwa 900 s hat er die gewünschte Stabilität, was sich ab diesem Zeitpunkt auch in dem linearen Verlauf des Dunkelstroms widerspiegelt. Für die folgenden 12 Stunden (42900 s) wurden die APDs weiterhin unter Hochspannung betrieben, aber nicht mehr bestrahlt und der Dunkelstrom durchgängig aufgezeichnet. So lassen sich Aussagen darüber treffen, in wie weit die Defekte in den Dioden während dieser Zeit ausheilen. Zur genaueren Analyse wurde der Plot des gesamten aufgezeichneten Stromverlaufs in einen Teil für den gemessenen Dunkelstrom während der Bestrahlung sowie in einen Teil für den Dunkelstrom ohne Bestrahlung aufgeteilt.

Abbildung 5.27 zeigt zunächst den Gesamtstrom in der oben beschriebenen Zeit für die „normalen“ Photodioden. APD AA0515, die bei einer Spannung von 393 V betrieben wurde (blau), zeigte nach etwa 29000 s ein untypisches Verhalten, wodurch die Messung für diese Diode abgebrochen wurde. In Abb. 5.28 ist der Dunkelstrom während der Neutronenbestrahlung aufgetragen. Das anzunehmende, in Kapitel 4.4 beschriebene, kontinuierliche Ansteigen mit zunehmender Neutronenrate ist deutlich zu erkennen. Das Verhalten des Dunkelstroms in der Ausheilungsphase ist in Abbildung 5.29 gezeigt. Am stetig sinkenden Dunkelstrom der Dioden ist deutlich das Ausheilen von strahleninduzierten Defekten zu erkennen.

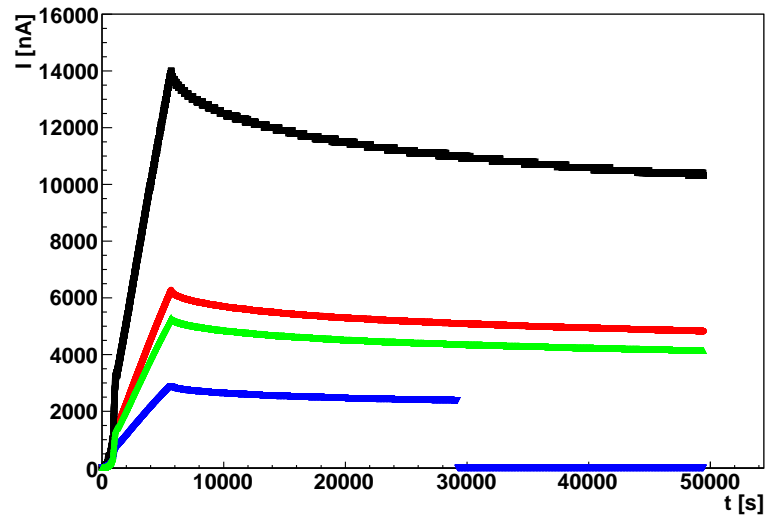


Abbildung 5.27: Gesamtstromaufnahme von vier APDs „normaler“ Kapazität während und nach der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ\text{C}$), Messzeit: $\approx 48600\text{ s}$; blau: APD AA0515 mit $U_B = 393\text{ V}$, grün: APD AA0484 mit $U_B = 398\text{ V}$, schwarz: APD 00099 mit $U_B = 436\text{ V}$, rot: APD 00028 mit $U_B = 440\text{ V}$

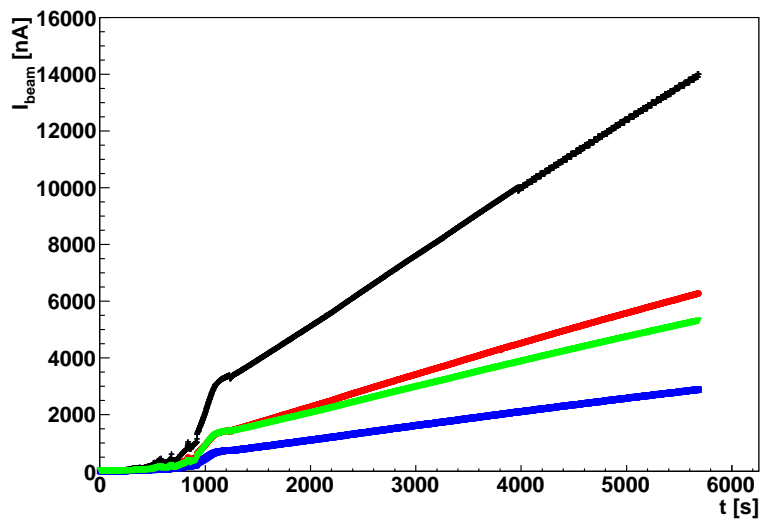


Abbildung 5.28: Dunkelstromaufnahme der vier APDs „normaler“ Kapazität während der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ\text{C}$), Messzeit: $\approx 5700\text{ s}$ (Ausschnitt aus Abbildung 5.27)

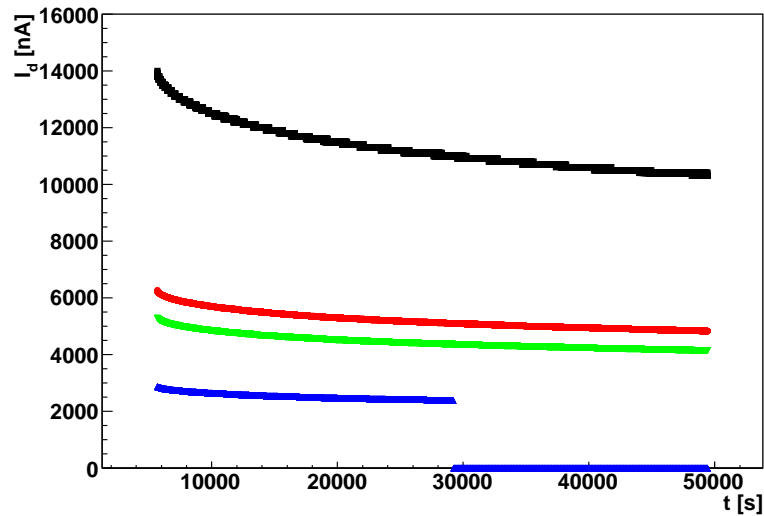


Abbildung 5.29: Dunkelstromausheilung der vier APDs „normaler“ Kapazität nach der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ\text{C}$), Messzeit: $\approx 42900\text{ s}$ (ebenfalls zu erkennen in Abbildung 5.27)

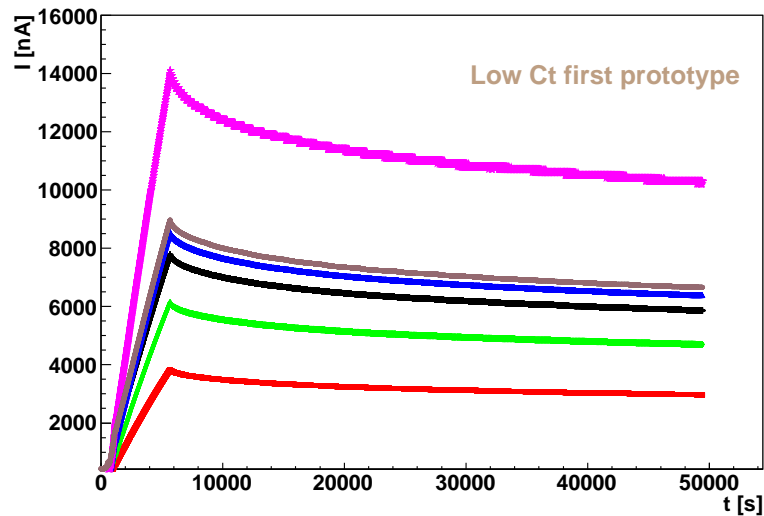


Abbildung 5.30: Gesamtstromaufnahme von sechs APDs (zwei verschiedene Typen) niedrigerer Kapazität während und nach der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ\text{C}$), Messzeit: $\approx 48600\text{ s}$; schwarz: APD No.1 mit $U_B = 400\text{ V}$, rot: APD No.2 mit $U_B = 363\text{ V}$, grün: APD No.3 mit $U_B = 353\text{ V}$, blau: APD No.4 mit $U_B = 403\text{ V}$, pink: APD No.5 mit $U_B = 352\text{ V}$, braun: APD No.479 mit $U_B = 445\text{ V}$

Die beschriebenen Messungen wurden simultan für die APDs niedrigerer Kapazität durchgeführt. Wie aus den Abbildungen 5.30, 5.31 und 5.32 ersichtlich zeigt dieser Diodentyp das selbe Verhalten wie es im Fall der „normalen“ APDs beobachtet wurde: Der Dunkelstrom steigt wie zu erwarten während der Bestrahlung an. Es ergeben sich aber keinerlei Hinweise auf irreparable Schädigungen der Dioden. In den Plots ist jeweils in braun die Diode des ersten Typs niedriger Kapazität (ohne Groove) zu sehen.

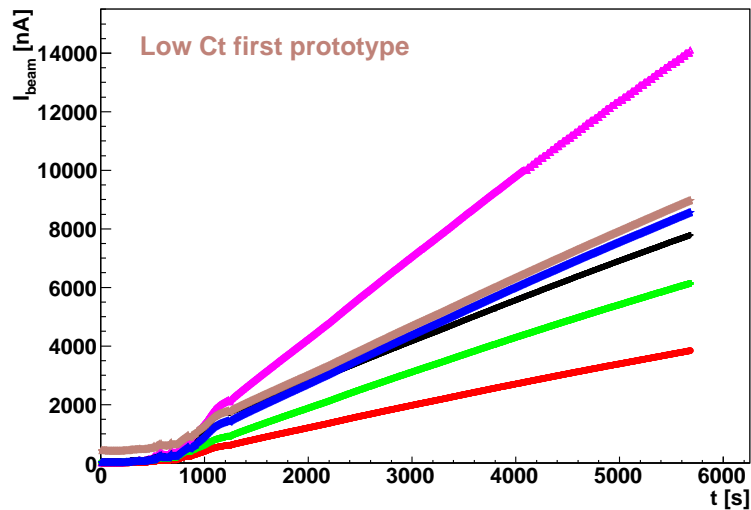


Abbildung 5.31: Dunkelstromaufnahme der sechs APDs niedrigerer Kapazität während der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ C$), Messzeit: ≈ 5700 s

Am zweiten Tag beträgt die Strahlzeit knapp sieben Stunden (23000 s). Bei einem Strahlstrom von ca. $500 \mu A$ und der damit verbundenen Rate von etwa 10^{11} n/s/cm² entspricht dies einer gesamten Rate von ca. $2,3 \cdot 10^{15}$ n/cm².

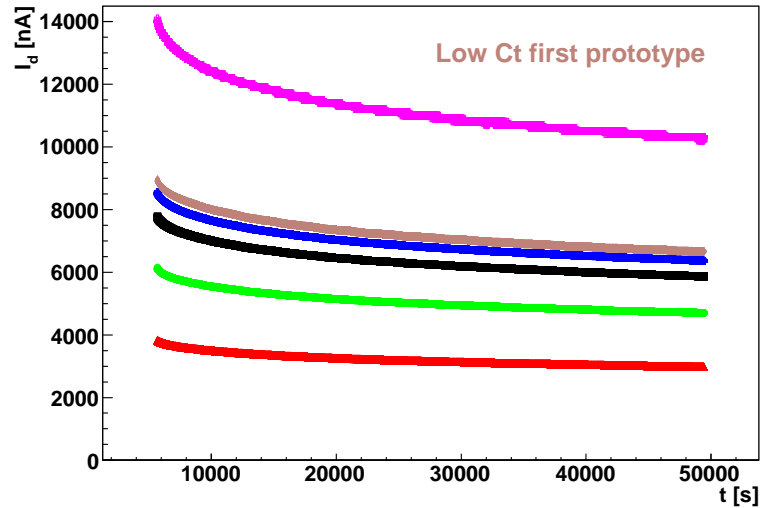


Abbildung 5.32: Dunkelstromausheilung der sechs APDs niedrigerer Kapazität nach der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ C$), Messzeit: ≈ 42900 s

Nach Beendigung der Bestrahlung wird die Spannung auf 0 V zurückgesetzt und der HV-Scan gestartet (siehe Abbn. 5.36 und 5.37). Mit Hilfe dieser Plots werden sich in zukünftigen Analysen Aussagen darüber treffen lassen, in wie weit der Wert der Durchbruchspannung durch die Neutronenbestrahlung verändert wurde.

Die Abbildungen 5.33 („normale“ Kapazität) und 5.34 (niedrigere Kapazität) zeigen die Dunkelstromaufnahmen während der Neutronenbestrahlung am zweiten Messtag bei vollem Strahlstrom von $500 \mu A$. In den Verläufen zeigt sich bei ca. 12000 s ein „Knick“ und danach steileres Ansteigen. Dieses Verhalten ist bedingt durch ein Erhöhen des Strahlstroms und somit der Rate. Dass dieser Anstieg für die verschiedenen Dioden unterschiedlich stark ausgeprägt ist, liegt an den Positionen der APDs auf der Halterung: Sie erfahren unterschiedliche Raten und spüren demnach die Erhöhung in unterschiedlichem Ausmaße.

Um einen direkten Typenvergleich vorzunehmen, werden alle zehn APDs in einem Plot (Abb. 5.35) dargestellt. Es zeigt sich, dass die Verläufe prinzipiell ähnlich sind, jedoch der Gradient der APD niedrigerer Kapazität des ersten Prototyps größer ist als der der restlichen Dioden, der Dunkelstrom also schneller ansteigt.

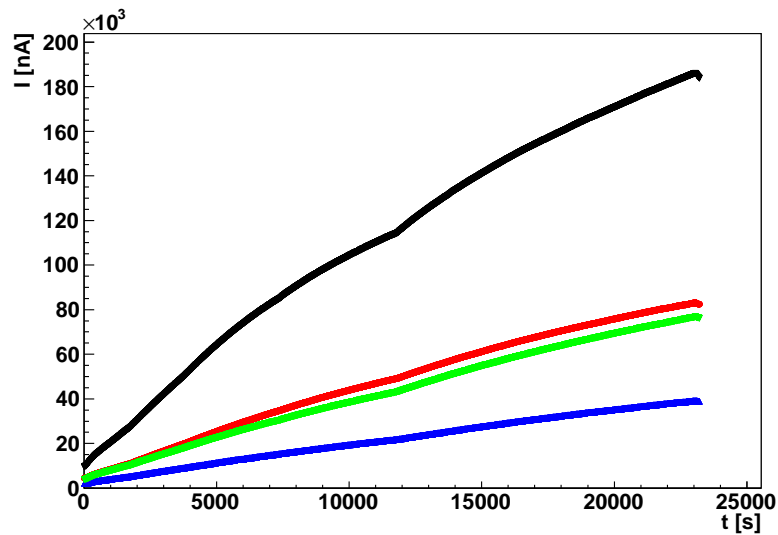


Abbildung 5.33: Dunkelstromaufnahme der vier APDs normaler Kapazität während der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ\text{C}$), Messzeit: ≈ 23000 s; blau: APD AA0515, grün: APD AA0484, schwarz: APD 00099, rot: APD 00028

Diskussion

Vergleicht man die Dunkelstrommessungen der „normalen“ Photodioden 5.28 und 5.33 mit dem während der Am-Be-Bestrahlung aufgezeichneten Dunkelstrom 5.7, ist der steigende Gradient bei der Bestrahlung am d-T-Reaktor sehr viel deutlicher zu erkennen. Dies liegt an der weitaus höheren Rate und Energie, wodurch sich die Schäden in den APDs stärker ausgeprägen und somit am Verlauf des Dunkelstroms besser erkannt werden können. Für die Detektoren niedrigerer Kapazität ist das analoge Verhalten zu beobachten: Der Vergleich von 5.31 und 5.34 mit den Am/Be-Messungen 5.12 - 5.16 zeigt ebenfalls den signifikanteren Anstieg des Dunkelstroms bedingt durch die intensivere Bestrahlung und somit höhere Anzahl an verursachten Störstellen.

Anhand der Abbildungen 5.29 und 5.32 erkennt man, dass der durch Strahlenschäden erhöhte Dunkelstrom während der Ausheilungsphase sinkt. Dieses Verhalten zeigt sich auch bei den in Kapitel 5.3.4 beschriebenen Dunkelstrommessungen nach der Am/Be-Bestrahlung. Zum Teil sind die generierten Leerstellen und Zwischengitteratome im Kristallgitter beweglich und daher keine dauerhaften Defekte. Durch Einordnen mancher deplatzierter Si-Atome auf einen regulären Gitterplatz, kommt es im Laufe der Zeit zu dem (teilweisen) Ausheilen der Strahlenschäden (beneficial annealing). Bei einer höheren Tem-

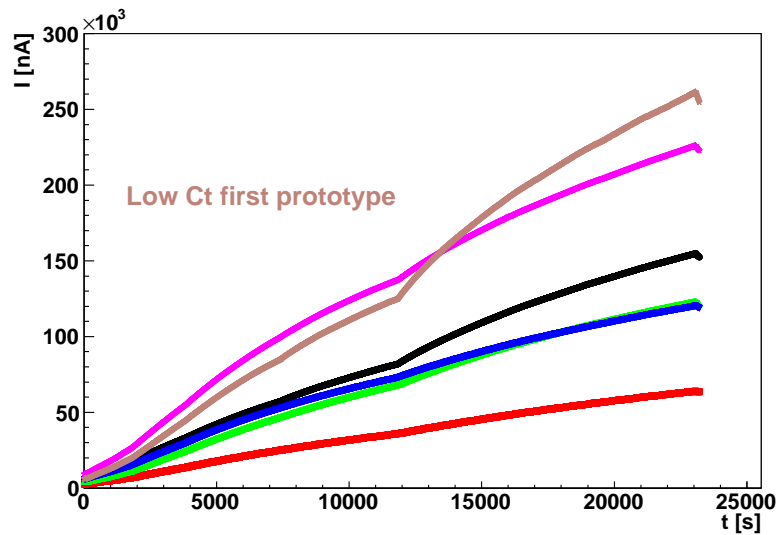


Abbildung 5.34: Gesamtstromaufnahme der sechs APDs niedrigerer Kapazität während der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ\text{C}$), Messzeit: $\approx 23000\text{ s}$; schwarz: APD No.1, rot: APD No.2, grün: APD No.3, blau: APD No.4, pink: APD No.5, braun: APD No.479

peratur in der Ausheilungsphase könnte in den dargestellten Dunkelstromverläufen ein Plateau des Stromverlaufs schneller erreicht werden, denn die auftretenden Defekte würden so schneller verschwinden.

Da die aktivierten APDs zunächst abklingen müssen, können noch keine belegbaren Aussagen über die Verstärkung in Abhängigkeit von der Spannung gemacht werden. Es ist aber anzunehmen, dass die maximale Verstärkung, bei der ein konstanter Betrieb der APDs gewährleistet werden kann, nicht wie vor der Bestrahlung ab ca. 500 V erreicht wird, sondern schon früher. Auch den Verlauf des Dunkelstroms bei steigender Verstärkung kann man jetzt noch nicht bestimmen. Es wird aber voraussichtlich ein Absinken der maximalen Verstärkung im Vergleich mit den unbestrahlten Dioden von über 50% zu beobachten sein. Weil für die APDs 1, 2, 3, 4 und 5 die Rate I_d/M nach der Am-Be-Bestrahlung (Abb. 5.24) bereits einen extremen Anstieg im Vergleich zu Abb. 4.5 (unbestrahlt) zeigt, ist davon auszugehen, dass sich dieses Verhalten nach der intensiveren Bestrahlung in noch höherem Maße ausgebildet haben wird. Auch muss das Ausheilverhalten der Photodioden bei höheren Temperaturen und längeren Zeiten genauer betrachtet werden, um fundierte Aussagen treffen zu können.

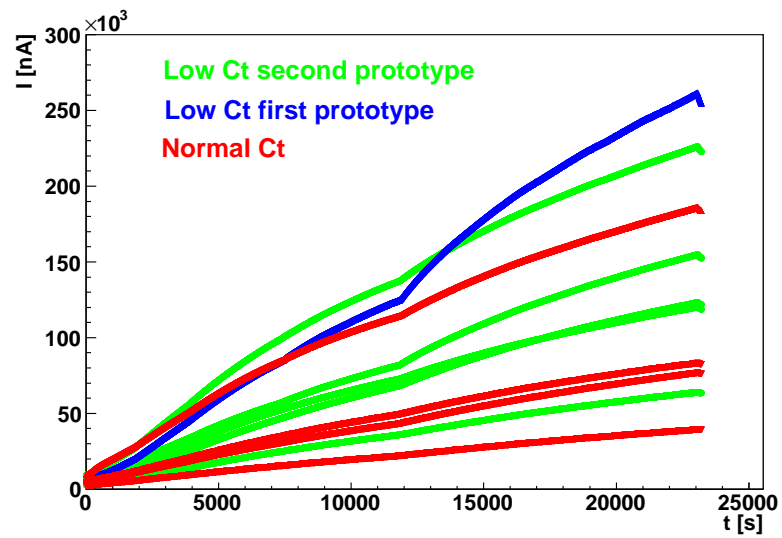


Abbildung 5.35: Typensortierte Dunkelstromaufnahme aller APDs während der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ C$), Messzeit: ≈ 23000 s; „normale“ Kapazität: rot, niedrigere Kapazität - 1. Prototyp: blau, 2. Prototyp: grün

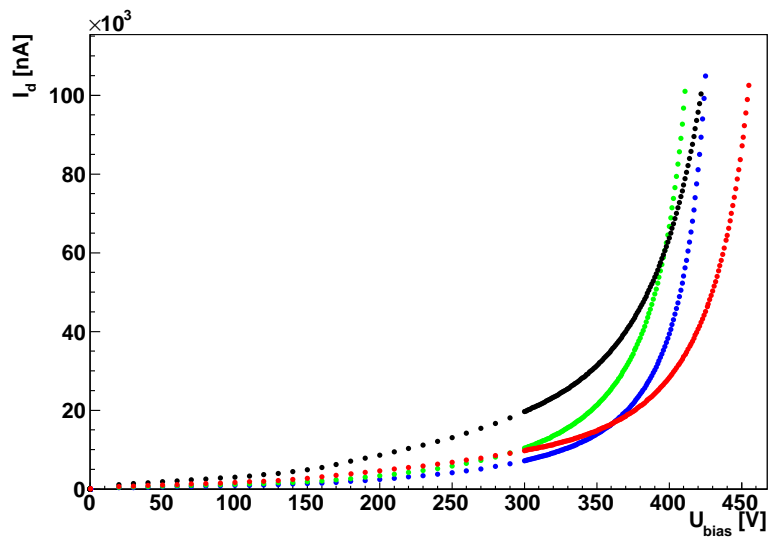


Abbildung 5.36: HV-Scan der „normalen“ APDs nach der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ C$)

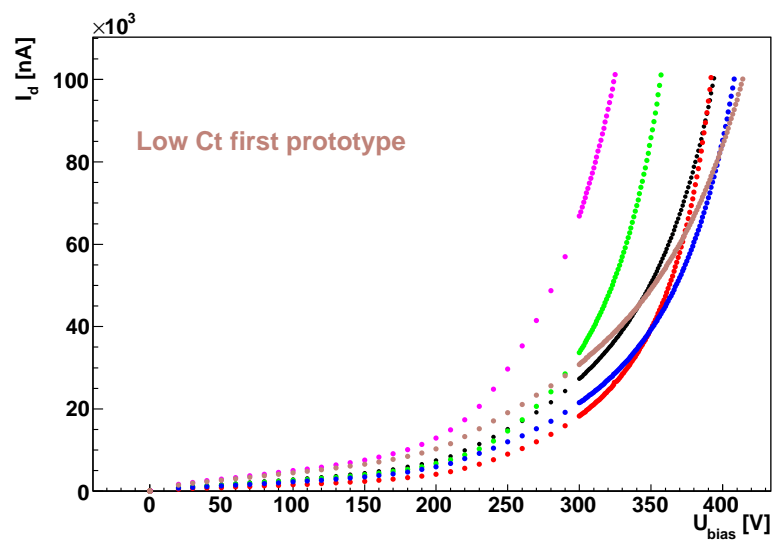


Abbildung 5.37: HV-Scan der APDs niedriger Kapazität nach der Neutronenbestrahlung ($T \approx 18^\circ\text{C}$)

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Die Suche nach einem geeigneten Photosensor für das $\overline{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment wurde durch folgende Anforderungen eingegrenzt:

- Tauglichkeit in einem starken Magnetfeld
- Funktionsfähigkeit trotz niedriger Temperatur
- geringe Bauhöhe
- interne Verstärkungsstufe wegen der geringen Lichtausbeute von PbWO_4
- stabiler Betrieb trotz hoher Strahlenbelastung

Diese Punkte werden von Large Area Avalanche-Photodioden (LAAPDs) erfüllt. Da diese Si-Halbleiterdioden im laufenden Experiment einer hohen Strahlenbelastung ausgesetzt sein werden, ist es erforderlich, die Strahlenhärte im Vorfeld intensiv zu testen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Strahlenhärte tests mit geladenen und neutralen Teilchen an (inter-)nationalen Instituten und der Universität Frankfurt durchgeführt, wobei das Hauptaugenmerk auf der Neutronenbestrahlung lag. Dazu wurde eine Messvorrichtung entwickelt und funktionstüchtig aufgebaut, mit der dann die Messungen an fünf verschiedenen Dioden mit einer Kapazität von 180 pF vorgenommen wurden. Während der Bestrahlung wurde der Dunkelstrom in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit bei konstanten Temperaturen gemessen. Vor und nach den Tests wurden die APD-Parameter charakterisiert, um später durch den Vergleich der Daten Aussagen zur Strahlenhärte der Photodetektoren machen zu können. Die Ergebnisse und Vergleiche zeigen, dass die APDs nach der Bestrahlung mit Photonen weiterhin gut funktionieren. Die Quantenausbeute verändert sich

nicht. Der durch Protonen- (Rate $\approx 10^{13}$ p/cm² (90 MeV) und Neutronenbestrahlung (Rate $\approx 10^{10}$ n/cm² (1 MeV) und 10^{14} n/cm² (14 MeV)) erzeugte hohe Dunkelstrom der APDs ist aufgrund seiner Temperaturabhängigkeit und den Ausheilungseffekte reduzierbar. Es ist zu erwarten, dass die APDs im laufenden Experimentbetrieb trotz dieser Strahlung funktionsfähig bleiben werden.

Sobald die mit Neutronen bestrahlten APDs abgeklungen sind, werden ihre Parameter zum Vorher-/Nachher-Vergleich vermessen. Dazu gehören der Dunkelstrom in Abhängigkeit von der Verstärkung, die Verstärkung in Abhängigkeit von der Spannung und Wellenlänge und die Quantenausbeute.

Um die Ausheilung bestrahlter Photodioden in Abhängigkeit von der Temperatur genauer zu bestimmen, sollen sie (unter Vorspannung) in einem Ofen bei $T = 80^\circ\text{C}$ ausgebacken werden, bis der Dunkelstrom sich wieder in einem Gleichgewicht befindet. Nach diesem Vorgang werden dann alle APD-Parameter noch einmal vermessen, um einen Vergleich mit den Werten vor der Bestrahlung zu ziehen.

Neben diesen nachbereitenden Arbeiten wird an ersten rechteckigen APD-Prototypen, die sich in der Entwicklungsphasen befinden, geforscht. An diesen außergewöhnlich großen APDs müssen alle an den quadratischen Photodioden bereits durchgeführten und noch folgenden Tests ebenfalls vorgenommen werden.

Anhang A

Technische Zeichnungen

Die technischen Zeichnungen des Messaufbaus, der mit Hilfe der Feinmechanikwerkstatt der Universität Frankfurt gebaut wurde.

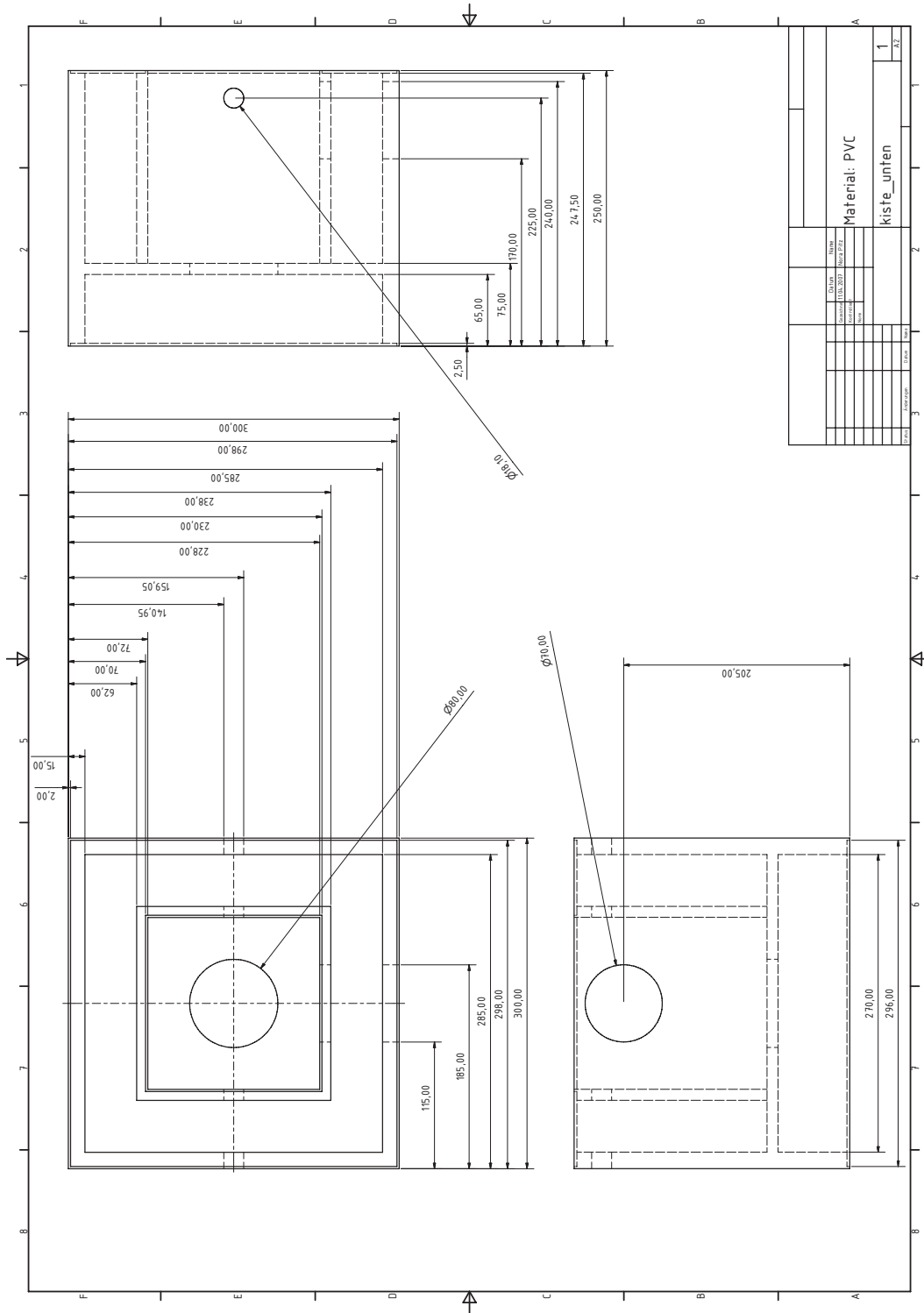


Abbildung A.1: Bauteil unten

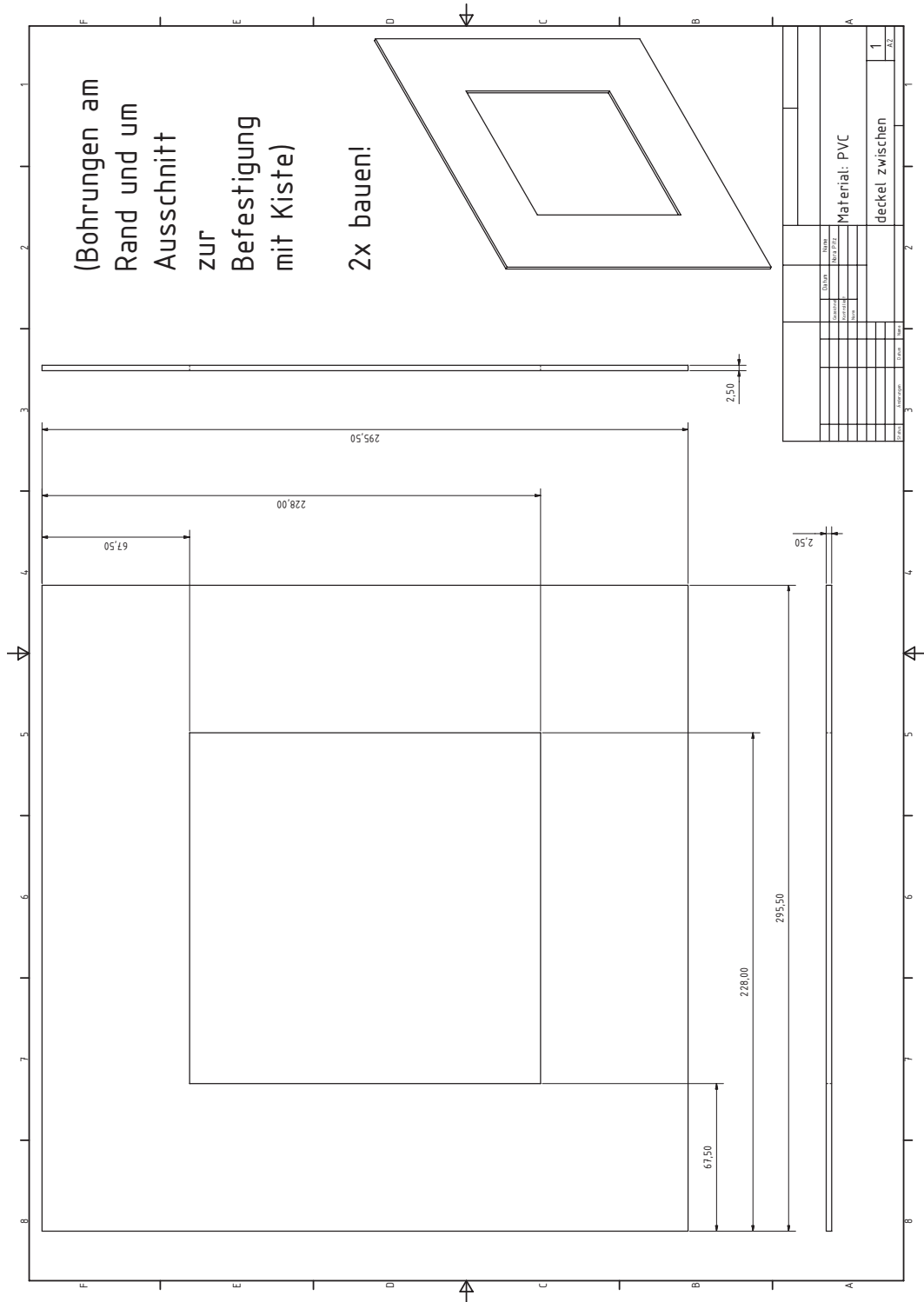


Abbildung A.2: *Zwischendeckel*

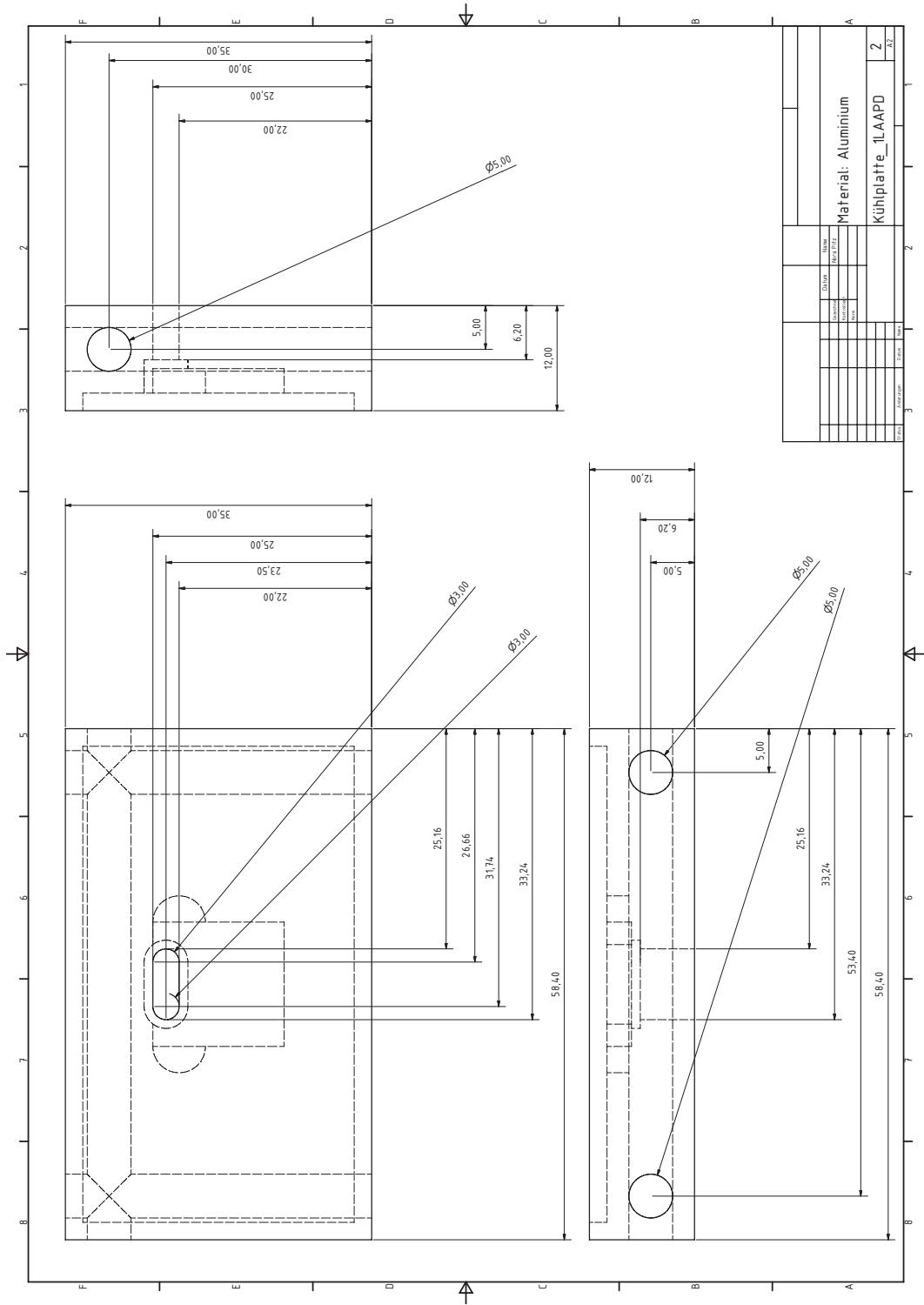


Abbildung A.5: APD-Kühlplatte

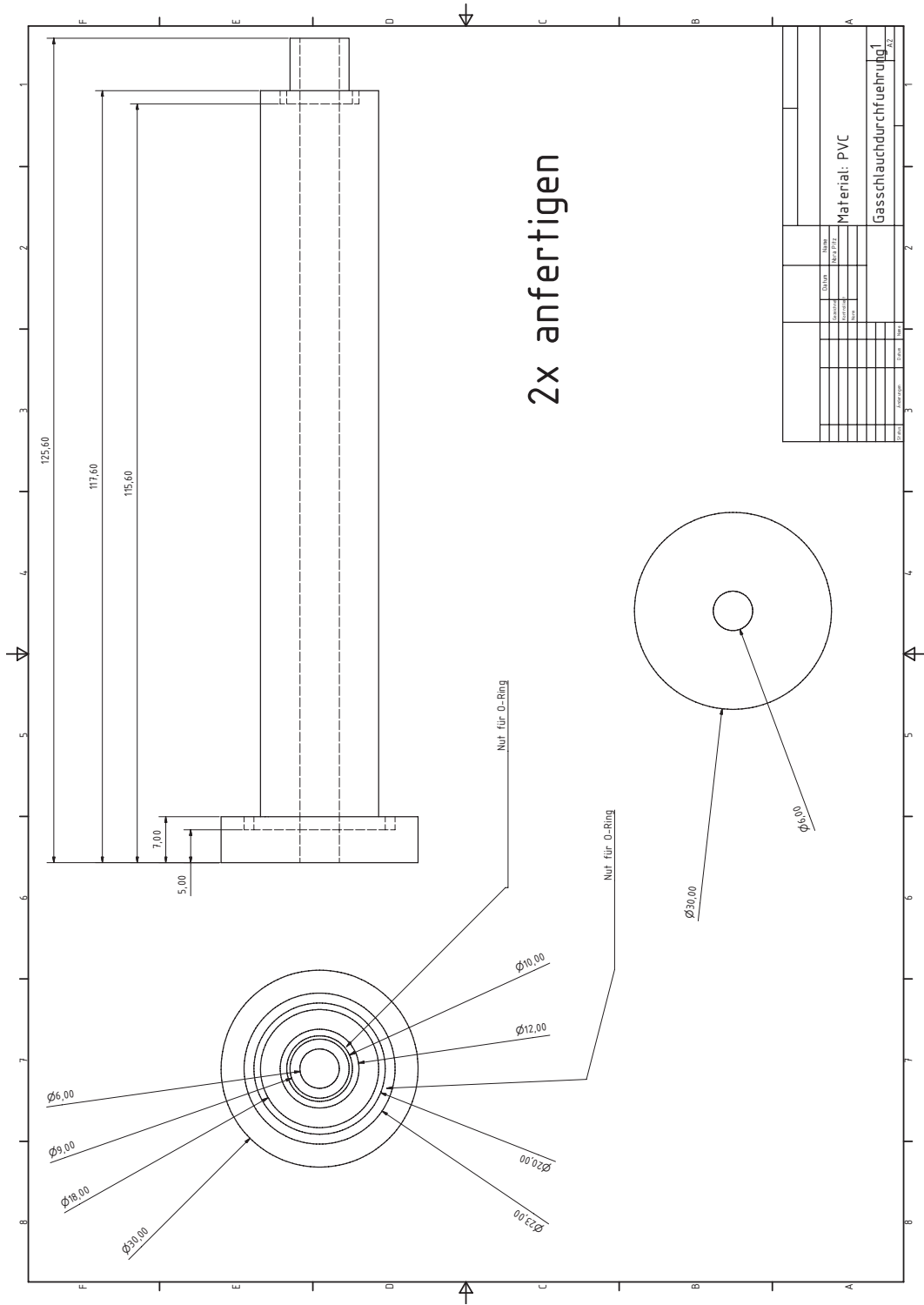


Abbildung A.7: Stickstoffdurchführung

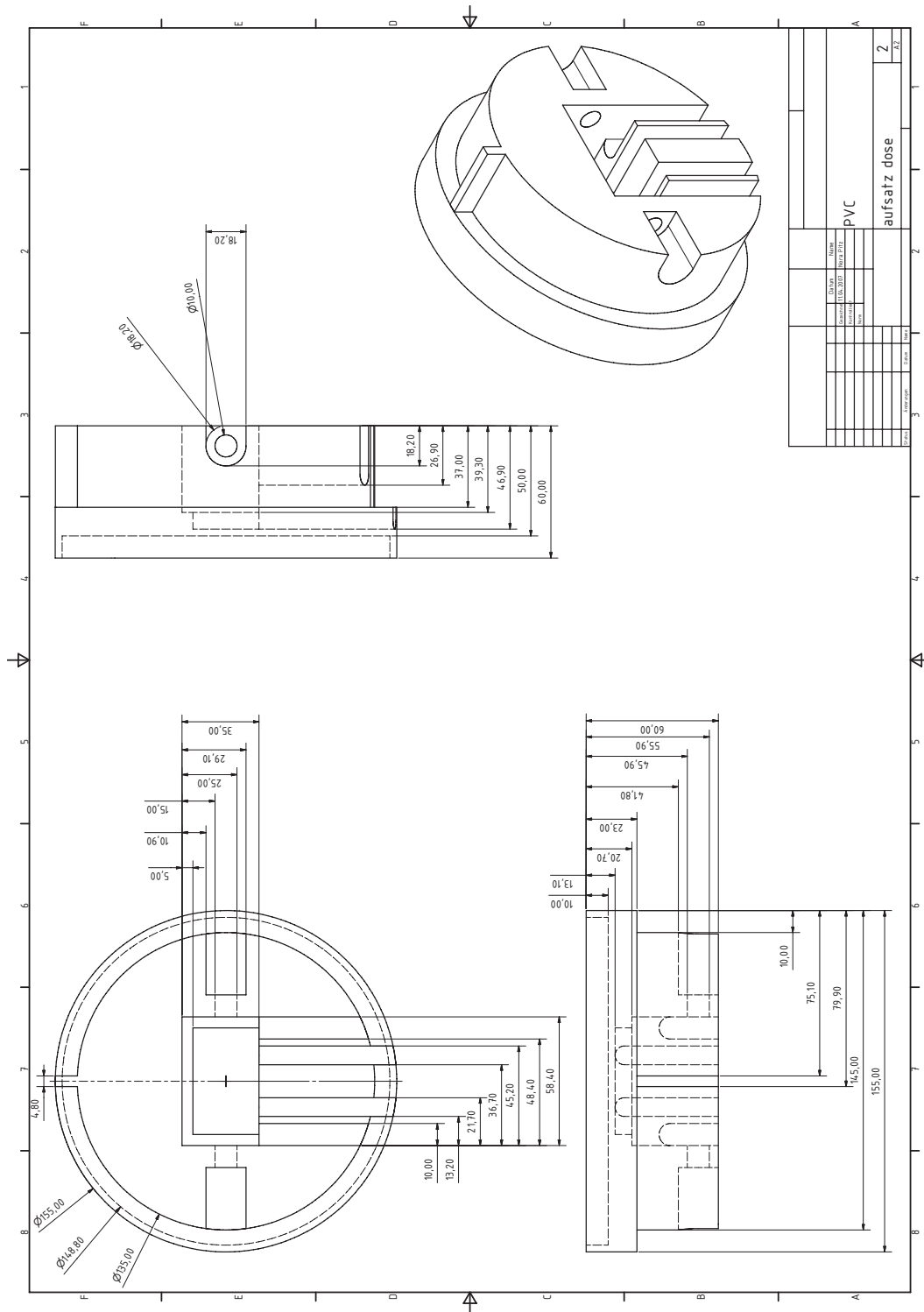


Abbildung A.10: Aufsatz mit Aussparungen für die APD-Halterung und Schläuche

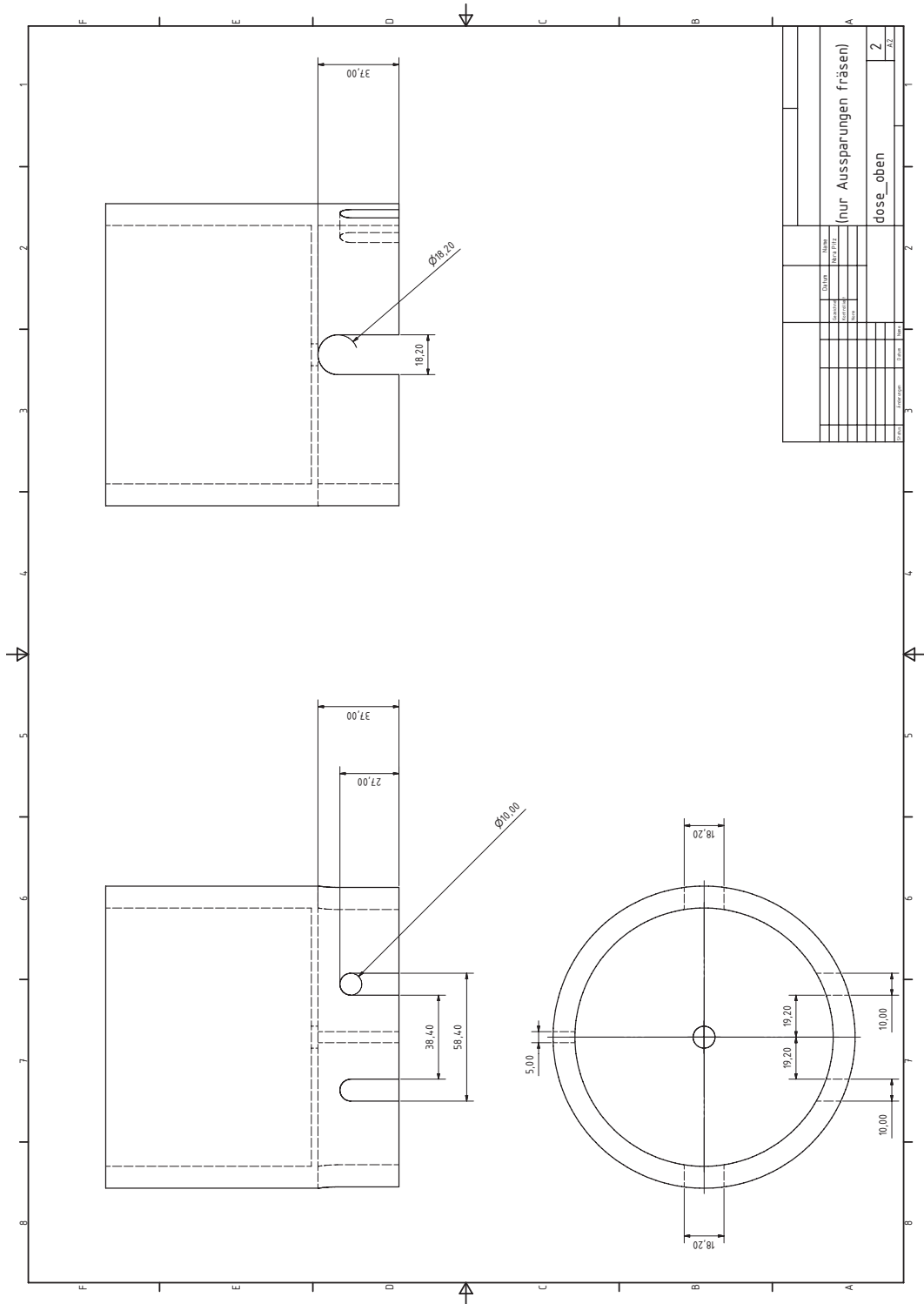


Abbildung A.12: Halterung der Neutronenquelle mit Aussparungen für die Schläuche

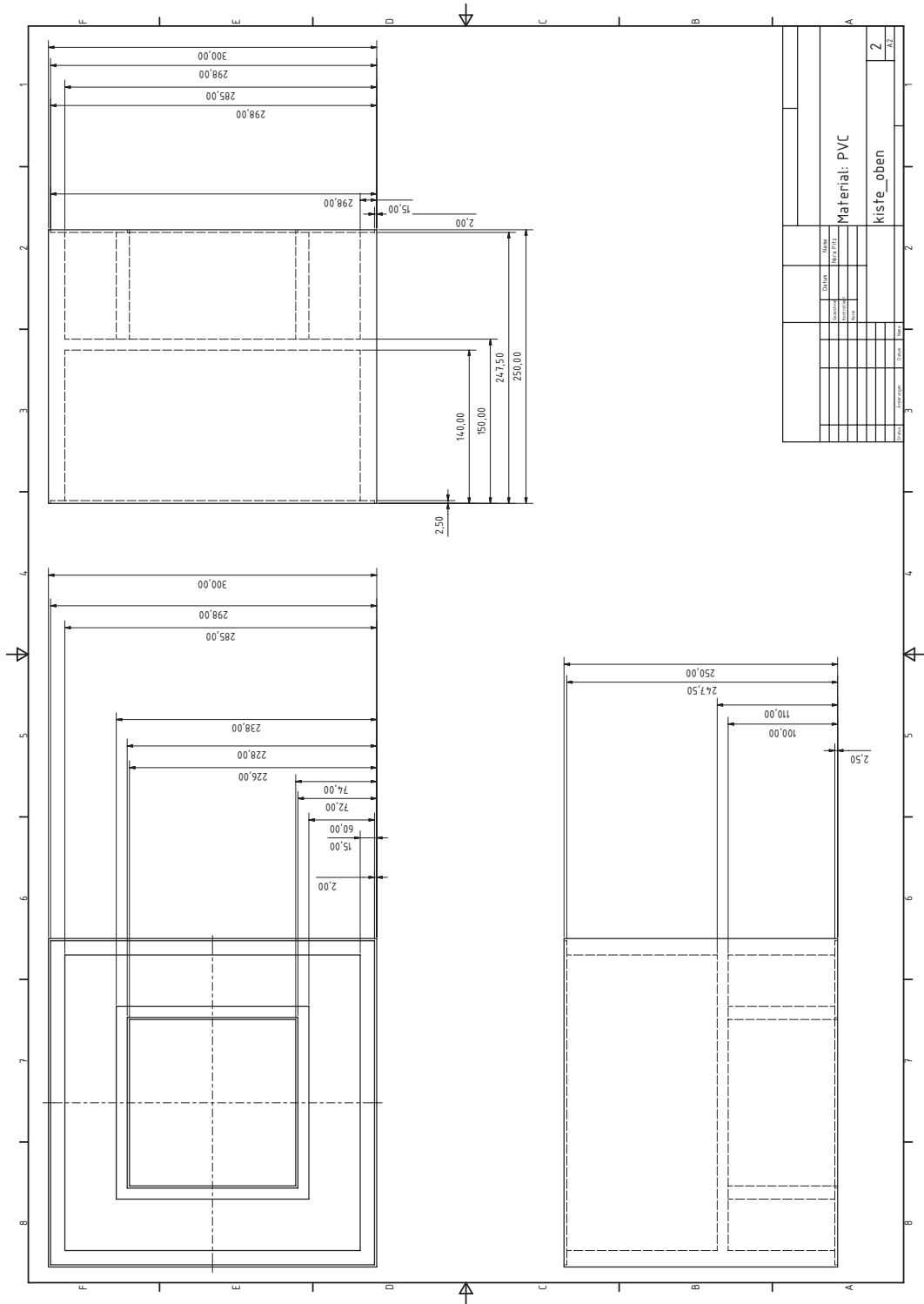


Abbildung A.13: Bauteil oben

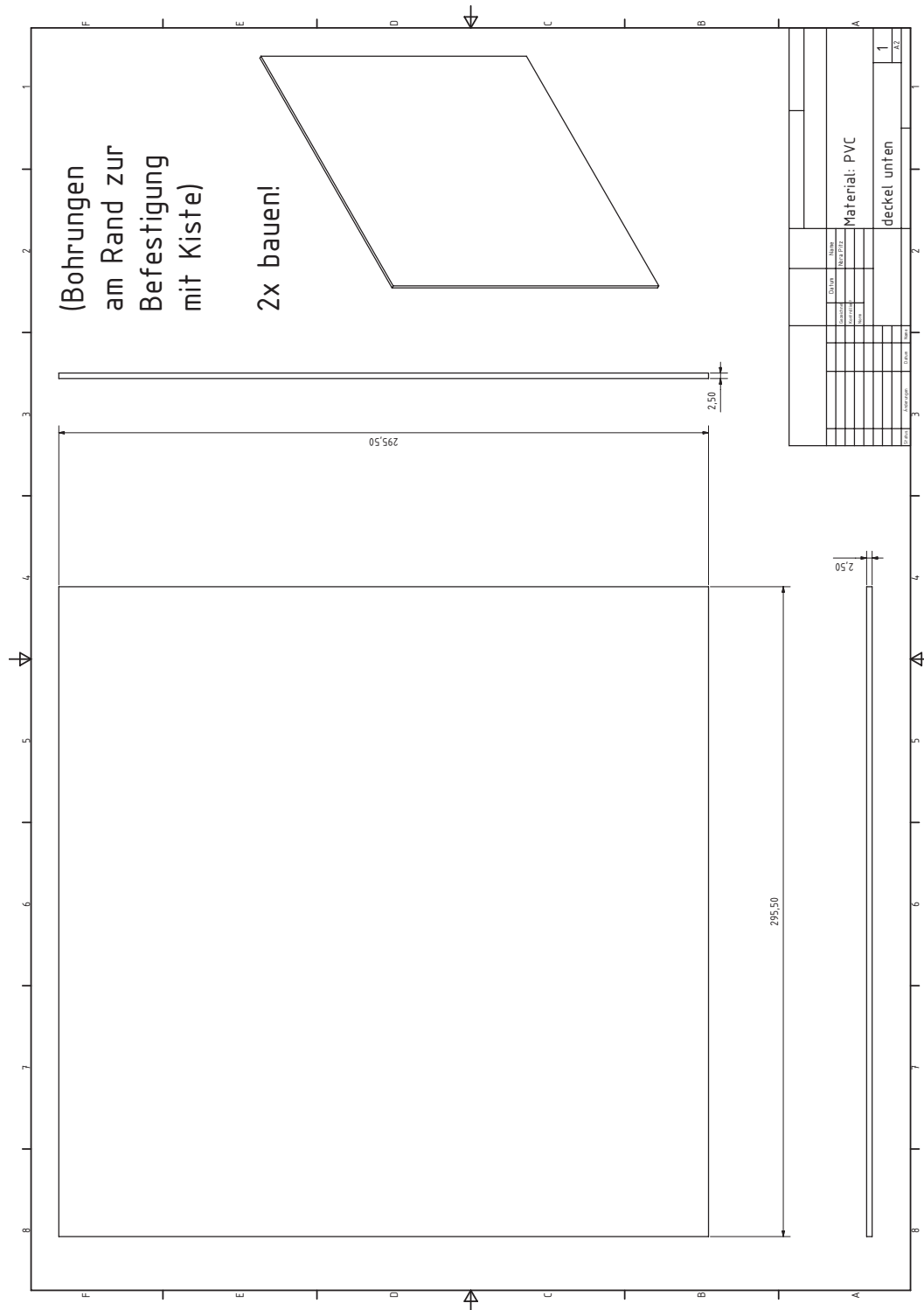


Abbildung A.14: Deckel oben

Anhang B

Fotos

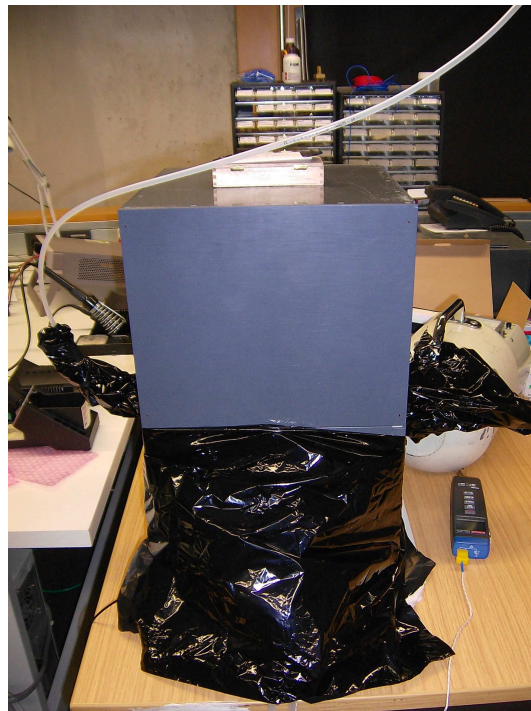


Abbildung B.1: Die Neutronenbestrahlungskiste im Labor der Uni Frankfurt; Zu sehen sind außerdem das Neutronendosimeter und ein Thermometer zur Überwachung der Temperatur. Links und rechts der Kiste verlaufen die Schläuche für die Stickstoffzu- und -abfuhr. Die schwarze Folie dient der 100-prozentigen Lichtabschirmung, damit die genauen Messungen des Dunkelstroms gewährleistet sein können.



Abbildung B.2: Geöffneter Messaufbau; In der „Dose“ in der Mitte der Kisten befinden sich die Strahlungsquelle sowie die APD.

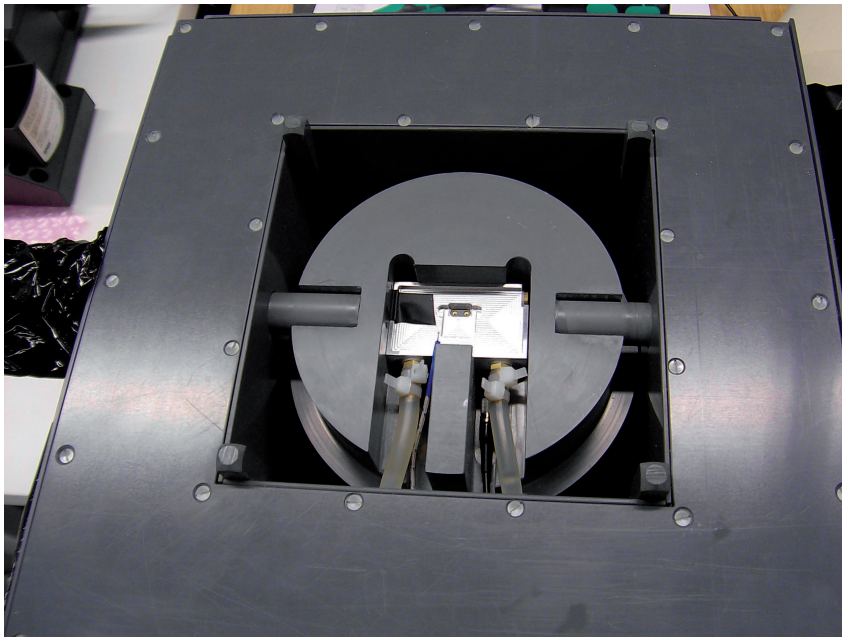


Abbildung B.3: Dieser in der Mitte des Bildes zu sehende Alublock dient der Halterung und Kühlung der APD

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mit Antiproton-Strahlen am HESR möglicher Massenbereich von Hadronen	10
1.2	Vergleich der Energieniveauschemata von Charmonium und Positronium	12
1.3	OZI-Regel	13
1.4	Charmoniumspektrum	14
2.1	Der geplante FAIR-Komplex	20
2.2	Überblick über den geplanten $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektor	22
2.3	Der Čerenkov-Effekt	29
2.4	Schema des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors von oben	35
3.1	Bremsstrahlung	40
3.2	Paarvernichtung	41
3.3	Energieabhängigkeit des Massenabschwächungs- und Massenabsorptionskoeffizienten	43
3.4	Compton-Streuung	45
3.5	Bändermodell eines Festkörpers	49
3.6	Das Kalorimeter	52
4.1	Der Avalanche-Mechanismus	57
4.2	Dunkelstrom einer APD	58
4.3	Gain vs. Spannung	60
4.4	Dunkelstrom vs. Gain	60
4.5	Photostrom/Gain vs. Gain	61
4.6	(a) Wellenlänge vs. Gain; (b) Normierter Gain vs. Wellenlänge	68
5.1	Gain vs. Wellenlänge nach γ -Bestrahlung	71
5.2	Normierter Gain vs. Wellenlänge nach γ -Bestrahlung	72
5.3	Non Ionizing Energy Loss	73

5.4	(a) Gain vs. Wellenlänge nach Protonenbestrahlung; (b) Normierter Gain vs. Wellenlänge nach Protonenbestrahlung.	75
5.5	Messaufbau	76
5.6	Am-Be-Spektrum	78
5.7	Dunkelstrom APD No.1416 bei $T = 25^{\circ}\text{C}$	79
5.8	Dunkelstrom APD No.1416 bei $T = 0^{\circ}\text{C}$	79
5.9	Dunkelstrom APD No.1416 bei $T = -10^{\circ}\text{C}$	80
5.10	Dunkelstrom APD No.1416 bei $T = 0^{\circ}\text{C}$	80
5.11	(a) Verstärkung vs. Wellenlänge nach Neutronenbestrahlung; (b) Normierte Verstärkung vs. Wellenlänge nach Neutronenbestrahlung	81
5.12	Dunkelstrom APD No.1	82
5.13	Dunkelstrom APD No.2	83
5.14	Dunkelstrom APD No.3	83
5.15	Dunkelstrom APD No.4	84
5.16	Dunkelstrom APD No.5	84
5.17	Dunkelstrom APD No.1 nach Bestrahlung	86
5.18	Dunkelstrom APD No.2 nach Bestrahlung	86
5.19	Dunkelstrom APD No.3 nach Bestrahlung	87
5.20	Dunkelstrom APD No.4 nach Bestrahlung	87
5.21	Dunkelstrom APD No.5 nach Bestrahlung	88
5.22	Gain vs. Spannung nach Neutronenbestrahlung	89
5.23	Dunkelstrom vs. Verstärkung nach Neutronenbestrahlung	90
5.24	Photostrom/Gain vs. Gain nach Neutronenbestrahlung	90
5.25	Gain vs. Wellenlänge nach Neutronenbestrahlung	91
5.26	Normierter Gain vs. Wellenlänge nach Neutronenbestrahlung	91
5.27	Gesamtstromaufnahme von vier APDs „normaler“ Kapazität während und nach der n-Bestrahlung	94
5.28	Dunkelstromaufnahme der vier APDs APD „normaler“ Kapazität während der n-Bestrahlung	94
5.29	Dunkelstromausheilung der vier APDs „normaler“ Kapazität nach der n-Bestrahlung	95
5.30	Gesamtstromaufnahme von sechs APDs niedrigerer Kapazität während und nach der n-Bestrahlung	95
5.31	Dunkelstromaufnahme der sechs APDs niedrigerer Kapazität während der n-Bestrahlung	96
5.32	Dunkelstromausheilung der sechs APDs niedrigerer Kapazität nach der n-Bestrahlung	97

5.33	Dunkelstromaufnahme der vier APDs normaler Kapazität während der n-Bestrahlung	98
5.34	Dunkelstromaufnahme der sechs APDs niedrigerer Kapazität während der n-Bestrahlung	99
5.35	Dunkelstromaufnahme aller APDs während der n-Bestrahlung .	100
5.36	HV-Scan der “normalen“ APDs nach der n-Bestrahlung	100
5.37	HV-Scan der APDs mit niedriger Kapazität nach der n-Bestrahlung	101
A.1	Zeichnung 1	106
A.2	Zeichnung 2	107
A.3	Zeichnung 3a	108
A.4	Zeichnung 3b	109
A.5	Zeichnung 4a	110
A.6	Zeichnung 4b	111
A.7	Zeichnung 5	112
A.8	Zeichnung 6	113
A.9	Zeichnung 7	114
A.10	Zeichnung 8a	115
A.11	Zeichnung 8b	116
A.12	Zeichnung 9	117
A.13	Zeichnung 10	118
A.14	Zeichnung 11	119
B.1	Messaufbau	121
B.2	Offener Messaufbau	122
B.3	APD-Kühlvorrichtung	122

Tabellenverzeichnis

1.1	Fundamentale Wechselwirkungen und ihre Eigenschaften	6
2.1	Die Parameter des HESR	21
3.1	PbWO ₄ -Eigenschaften	51
4.1	Dicke der Konversionsschichten	68
5.1	Dunkelstromdaten der APD 1416	81
5.2	Ergebnisse der Dunkelstrommessungen	92

Literaturverzeichnis

- [AG 05] A. Golischewski: Diplomarbeit, Simulationsbasierte Studien der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma$ zur Optimierung des PANDA-Detektors, Juni 2005
- [BB 94] B. Borchini and M. Bruzzi: Radiation damage in silicon detectors, II Nuovo Cimento, 1994
- [BK 06] B. Ketzer: International Journal of Modern Physics A, Vol. 21, No. 27, 5675 - 5685, The PANDA Experiment at FAIR, 2006
- [BP 04] Bogdan Povh: Teilchen und Kerne, Januar 2004
- [BP 96] Burkhard Pick: Diplomarbeit, Untersuchung der Antiproton-Proton-Annihilation in Ruhe in $K_L K_S \pi^0$, November 1996
- [CG 93] Claus Grupen: Teilchendetektoren, März 1993
- [CMS97] CMS Collaboration: The Electromagnetic Calorimeter Project, Technical Design Report, CERN/LHCC 97-33, December 1997
- [DG 96] David Griffith: Einführung in die Elementarteilchenphysik, Juli 1995
- [DP 07] Dieter Prasuhn: The HESR, Juni 2007
- [FH 00] Florian Hauler: Diplomarbeit, Lorentzwinkelmessungen an bestrahlten Siliziumstreifendetektoren im Temperaturbereich $T = 77 - 300$ K, Juli 2000
- [FO 07] Firma Ortec: Application Note AN34 - Experiments in Nuclear Science Laboratory Manual, Third Edition, Revised, June 2007
- [HK 02] Helmut Koch: The Antiproton Project at GSI, 2002
- [HN 05] Helena Nowak: Diplomarbeit, Untersuchung von Szintillatoren und Photosensoren für das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Detektors, Februar 2005

- [HP 04] Hamamatsu Photonics K.K.: Characteristics and use of Si APD (Avalanche Photodiode), May 2004
- [IJ 04] Insoo Jun: Nonionizing Energy Loss (NIEL) for Protons, July 2004
- [KB 01] Klaus Bethge: Kernphysik, 2001
- [KS 94] K. Stelzer: Radioaktive Neutronenquellen, Januar 1994
- [LoI99] PANDA Collaboration: Letter of Intent, Construction of a GLUE/CHARM-Factory at GSI, May 1999
- [MB 94] M. Bosetti et. al.: Effect on charge collection and structure of n-type silicon detectors irradiated with large fluences of fast neutrons, NIM A343 (1994) 435, 1994
- [MT 05] Michaela Thiel: Diplomarbeit, Die Auslese von PbWO_4 -Szintillatoren mit Large Area Avalanche Photo-Dioden, Oktober 2005
- [Pan07] PANDA-website: <http://www-panda.gsi.de>, January 2007
- [PDG06] Particle Physics Booklet, Particle Data Group, Springer-Verlag, July 2006
- [SL 74] Stanford Linear Accelerator Center (SLAC): SLAC Pub 1504 - Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation, November 1974
- [STA05] GSI: Statusbericht, Wissenschaftliche Zielsetzungen und Forschungsprogramme, Juli 2005
- [TK 99] Thomas Kirn: Doktorarbeit, Pilotuntersuchungen zu einem elektromagnetischen Kalorimeter aus PbWO_4 -Kristallen, Februar 1999
- [TPR05] PANDA Collaboration: Technical Progress Report for PANDA, January 2005
- [UM 00] Universität München: <http://www.etp.physik.uni-muenchen.de>, Oktober 2000
- [US 07] Universität Siegen: <http://www.hep.physik.uni-siegen.de>, Mai 2007
- [Wik01] Wikipedia: <http://www.wikipedia.de>, März 2001
- [WR 99] Wilhelm Röthel: Doktorarbeit, Suche nach einer schmalen Resonanz in einem Antiproton-Proton Formationsexperiment, August 1999

Anhang C

Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt unter der Leitung von Herrn Professor Dr. Klaus Peters. Ich möchte mich bei Herrn Peters für diese Möglichkeit bedanken.

Besonderer Dank gilt natürlich Dr. Andrea Wilms, durch deren hilfreiche Betreuung mir diese Arbeit viel Spaß gemacht hat.

Außerdem danke ich Dr. Klaus Götzen, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand, bei vielen kleineren und größeren Problemen geholfen hat und zudem in den Kaffeepausen eine willkommene Ablenkung war.

Auch gilt den Mitgliedern der KP3-Gruppe (neuerdings HP1) der GSI Dank für ihre Unterstützung in Form von Antworten, Bildern und mir gewidmeter Zeit.

Ich danke meinen Geschwistern und Freunden, die immer an mich geglaubt haben, besonders Anja Karl, die sich im Laufe der Zeit als mein größter Fan entpuppt hat.

Über allem stehen aber meine Eltern, ohne die dieses Studium nie möglich gewesen wäre. Durch ihre moralische und finanzielle Unterstützung konnte ich diese Arbeit überhaupt erst verfassen. Ohne sie (vorallem meine Mutter) hätte ich sicher nicht bis zum Abschluss durchgehalten.