

Entwicklung einer hochempfindlichen,
rauscharmen MCP–Kamera zum
Nachweis von Pseudoskalaren (Axionen)



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Diplomarbeit

Betreuer:
Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann
Dr. Markus Kuster
Institut für Kernphysik

vorgelegt von

Sabine Gerhard

Februar 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Solare Axionen	3
2.1	Das CP Problem der starken Wechselwirkung	3
2.1.1	Peccei–Quinn–Symmetrie	3
2.2	Axionen	4
2.3	Primakoff-Effekt	5
2.4	Theoretische Grenze der Axionmasse und der Kopplungskonstante	5
2.5	Die Detektion von Axionen	6
3	CERN Axion Solar Telescope – CAST	8
3.1	Theorie und Prinzip von CAST	8
3.2	Aufbau von CAST	10
3.3	Ergebnisse	11
4	PVLAS Experiment	13
4.1	Prinzip von PVLAS	13
4.2	Versuchsaufbau	16
4.3	Messungen und Ergebnisse	18
4.4	CAST vs. PVLAS	20
5	Photonen Regenerations Experiment am FLASH DESY	22
5.1	Prinzip des Versuchs	22
5.2	Versuchsaufbau	23
5.2.1	VUV–FEL	24
5.3	Detektor im extremen Ultraviolettbereich	25
6	CCD Kamera	29
6.1	Aufbau und Funktion der DICAM PRO	29
6.1.1	CCD-Aufbau	30
6.1.2	Bildverstärkung in der Kamera	30
6.2	Quellen für den Detektorhintergrund	32
6.3	Messungen	33
6.4	Ergebnisse	33

7 ORFEUS–Detektor	35
7.1 MCP-Detektoren	35
7.1.1 MCP Aufbau	35
Funktionsprinzip der Keil–Streifen–Anode	36
7.2 Hintergrundmessungen am ORFEUS MCP–Detektor in Tübingen	39
7.2.1 Ergebnisse	41
7.3 Verbesserung des MCP–Detektors	42
7.4 Aufbau des MCP–Detektors	45
8 Zusammenfassung	50
A Reinigungsprozedur	52
B Danksagungen	53

Abbildungsverzeichnis

2.1	Primakoff–Effekt	5
2.2	Axion Exclusion Plot	6
2.3	Detektion solarer Axionen	7
3.1	Axionfluss auf der Erde	9
3.2	CAST Aufbau	10
3.3	CAST Magnet	11
3.4	Axion Exclusion Plot mit CAST-Grenzen	12
4.1	Prinzip von PVLAS	14
4.2	Prinzip der Doppelbrechung	15
4.3	Prinzip des Dichroismus	16
4.4	PVLAS Aufbau	17
4.5	Messungen zur Kalibrierung	18
4.6	Polarisationsmessungen	19
4.7	Fourier Spektren	21
5.1	Erwarteter Photonenfluss	23
5.2	Formfaktor über Laserfrequenz	24
5.3	Zeitdiagramm des VUV–FEL	25
5.4	Photonen Regenerations Experiment	26
5.5	Magnet im APFEL Experiment und FEL–Halle	27
6.1	Bild der DICAM PRO	29
6.2	Aufbau einer Charge Coupled Device	30
6.3	Blockschaltbild der DICAM PRO	31
6.4	MCP–Bildverstärker	32
6.5	Phosphor–Nachleuchten	33
6.6	Dunkelstrom der DICAM PRO	34
6.7	Dunkelstrom mit Fehler	34
7.1	Quanteneffizienz versch. Detektortypen über die Wellenlänge	36
7.2	Mikro–Kanal–Platte und Z–Konfiguration	37
7.3	Einzelner Kanal einer MCP	37
7.4	Prinzip der Keil–Streifen–Anode	38
7.5	ORFEUS MCP mit Keil–Streifen–Anode im Hintergrund	38

7.6	ORFEUS–Hochspannungsversorgung	39
7.7	Effizienzen der einzelnen ORFEUS Bauteile	40
7.8	Detektor mit Bleiummantelung	40
7.9	AIT–Logo zur Ortsbestimmung	42
7.10	Hintergrund	43
7.11	Hintergrund in x – und y –Richtung	43
7.12	Hintergrund mit Bleiabschirmung	43
7.13	Hintergrund mit Bleiabschirmung in x – und y –Richtung	44
7.14	Hintergrundzählrate über die gesamte Zeit	45
7.15	Hintergrundzählrate über die Zeit mit Bleiabschirmung	46
7.16	Hintergrundzählrate über die Zeit ohne Bleiabschirmung	46
7.17	Druckverlauf mit Blei	47
7.18	Temperaturverlauf mit Blei	47
7.19	Druckverlauf ohne Blei	48
7.20	Temperaturverlauf ohne Blei	48
7.21	Temperatur und Druckverlauf während der gesamten Messung	49

Tabellenverzeichnis

5.1	Eigenschaften des VUV–FEL	27
5.2	Photonen–Regenerations–Experimente	28
7.1	Messprotokoll	41

Kapitel 1

Einführung

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist eine allgemein anerkannte Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung, dennoch gibt es auch in der QCD einige offene Fragen. So bestätigen Experimente die CP¹–Symmetrie der Elektroschwachen Theorie beim Zerfall des Kaons. Diese CP–Verletzung wird auch von der QCD vorhergesagt, doch gibt es bislang noch keine experimentelle Bestätigung dazu. Die eleganteste Lösung des CP Problems der starken Wechselwirkung ist ein hypothetisches Teilchen, das Axion, das von Peccei und Quinn vorgeschlagen wurde (Peccei and Quinn, 1977). Axionen könnten im frühen Universum, wie auch im Inneren der Sterne (z.B. der Sonne) entstehen. Sogenannte Reliktaxionen, Axionen die im frühen Universum entstanden sind, stellen einen guten Kandidat für Kalte Dunkle Materie dar, die ungefähr 23% der Materiedichte des Universums ausmacht.

Mit Hilfe der Astrophysik und Astronomie konnte der Massenbereich der Axionen auf den Bereich von μeV bis zu einigen eV festgelegt werden. Experimente versuchen die Existenz von Axionen nachzuweisen, indem sie sich z.B. den inversen Primakoff-Effekt² zu Nutze machen. Helioskope, sind Teleskope, die zur Beobachtung der Sonne auf diese ausgerichtet sind. Im Fall von Axion–Helioskopen basieren diese, wie z.B. das Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN) Axion Solar Telescope (CAST) auf einem starken Magnetfeld. Das CAST–Experiment schließt die Ergebnisse eines weiteren Experimentes, Polarizzazione del Vuoto con LASer (PVLAS), vollkommen aus. PVLAS, wurde eigentlich dazu entwickelt, um Quantenfluktuationen im Vakuum zu detektieren. In diesem Experiment wird ein Nd:YAG Laser durch ein Vakuum geschickt, um das ein rotierendes Magnetfeld mit 6.5 T aufgebaut ist. Dabei wird die Änderung der Polarisation der Photonen gemessen. Wird das Signal als Umwandlung von Photonen zu Axion–Ähnlichen–Teilchen (Axion–Like–Particle ALP) interpretiert, würde das eine Kopplungskonstante von $g_{a\gamma\gamma} \approx (1.6 - 5) \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1}$ für die Masse $m_a \approx 10^{-3} \text{ eV}$ ergeben. Dies steht im Widerspruch zum CAST Experiment und anderen bekannten Experimenten, die diesen Massenbereich vollkommen ausschließen. Um das Ergebnis von

¹Charge and Parity; Ladungskonjugation: Überführung eines Teilchens in sein Antiteilchen; Paritätstransformation: Raumspiegelung

²Umwandlung von Axionen in Photonen in Gegenwart starker elektromagnetischer Felder (siehe dazu Abschnitt 2.3)

PVLAS zu überprüfen, wird ein modellunabhängiges Experiment benötigt, weshalb in Hamburg am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) das Photonen Regenerations-experiment “Axion Production at Free Electron Laser” (APFEL), auch “shining light through wall”-Experiment genannt, vorgeschlagen wurde. Bei diesem Experiment werden die ALP’s—sofern sie existieren—über den Primakoff-Effekt selbst hergestellt, indem ein Laser durch ein starkes Magnetfeld scheint. Die Photonen koppeln dort mit einem virtuellen Photon des elektromagnetischen Feldes zu einem ALP. Nachdem die ALP’s durch eine Wand gedrungen sind, wird ein Teil von ihnen in einem zweiten Magnetfeld, durch den inversen Primakoff-Effekt, wieder in Photonen umgewandelt, um dann in einem Detektor nachgewiesen zu werden. An den Detektor werden hohe Anforderungen gestellt. Er muss eine hohe Quanteneffizienz bei einer Energie von 38.7 eV, der Energie des Lasers, haben. Da die einzelnen Laserpulse im Nanosekundenbereich liegen, wird ein Detektor mit einer sehr kurzen Ansprechzeit benötigt. Die letzte wichtige Anforderung ist ein sehr niedriger Hintergrund von 2×10^{-2} cts/s pro 3.14 cm^2 , dem Querschnitt des Laserstrahls (priv.comm. A.Ringwald). In dieser Arbeit wird die Entwicklung eines solchen speziellen rauscharmen Mikro-Kanal-Platten (MCP)³-Detektors beschrieben. Dieser basiert auf dem, in der Orbiting and Retrievable Far and Extreme Ultraviolet Spectrometer (ORFEUS)-Mission eingesetztem MCP-Detektor.

Im folgenden Kapitel wird zuerst auf die Theorie der Axionen sowie ihrer Entstehung und Detektion eingegangen. Im Anschluss werden in Kapitel 3 und 4 die beiden Experimente CAST bzw. PVLAS beschrieben. Im Kapitel 5 wird das Photonen-Regenerations-Experiment zur Erzeugung von Axionen beschrieben und in den Kapiteln 6 und 7 die dazu benötigten Detektoren. Abschließend wird im Kapitel 8 die Arbeit zusammengefasst.

³Micro-Channel-Plate

Kapitel 2

Solare Axionen

In diesem Kapitel wird das CP Problem der starken Wechselwirkung und eine mögliche Lösung, nämlich das von Peccei und Quinn vorgeschlagene hypothetische Teilchen, das Axion, beschrieben.

2.1 Das CP Problem der starken Wechselwirkung

In der Quantenchromodynamik (QCD) besitzt die Lagrangedichte des Standardmodells einen CP¹–verletzenden Term θ :

$$L_\theta = \theta \frac{g^2}{32\pi^2} G_a^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a \quad (2.1)$$

(Sikivie, 1983; Andriamonje et al., 2005). θ kann theoretisch jeden beliebigen Wert zwischen 0 und 2π annehmen. Da das elektrische Dipolmoment des Neutrons proportional zu θ ist, kann θ auch experimentell bestimmt werden. Das elektrische Dipolmoment des Neutrons (EDN) wurde experimentell zu $d_n \simeq \theta e m_q / m_a^2 < 3 \times 10^{-26}$ ecm bestimmt (Baker et al., 2006). Messungen haben aber gezeigt, dass $\theta < 10^{-9}$ sein muss, was im Widerspruch zur Theorie steht — diese Theorie sagt für das elektrische Dipolmoment des Neutrons (EDN) einen Wert von $d_n \leq 3.6 \times 10^{-16}$ ecm voraus (Pospelov and Ritz, 2005). Es stellt sich nun die Frage, warum θ so klein ist. Dieses Problem wird das “CP-Problem der starken Wechselwirkung” genannt. Eine mögliche Lösung dieses Problems ist die so genannte “Peccei–Quinn–Symmetrie”.

2.1.1 Peccei–Quinn–Symmetrie

Bei der im Jahr 1977 eingeführten U(1) Symmetrie von Roberto Peccei und Helen Quinn wird ein zusätzlicher CP–verletzender Term in die Lagrangedichte des Standardmodells eingeführt. Somit fällt die CP-Verletzung in der Lagrangegleichung weg. Daraus resultiert, dass kein elektrisches Dipolmoment mehr existiert, und dass das Problem des zu

¹Charge und Parity; Ladungskonjugation: Überführung eines Teilchens in sein Antiteilchen; Paritätstransformation: Raumspiegelung

kleinen Dipolmoments gelöst ist. Der neu eingeführte Term muss per Definition CP ungerade sein. Dies ist mit einer Symmetriebrechung verbunden, die ein Teilchen impliziert. Dieses Teilchen wurde von Frank Wilczek als ein solches interpretiert und Axion genannt (Wilczek, 1978).

2.2 Axionen

Axionen sind sehr schwach wechselwirkende sogenannte Nambu-Goldstone Bosonen mit einer geringen Masse von

$$m_a \approx 6.0 \text{ eV} \frac{(10^6 \text{ GeV})}{(f_a)} \approx \frac{(m_\pi f_\pi)}{(f_a)}, \quad (2.2)$$

dabei ist f_a die Peccei–Quinn–Energieskala, die alle Axion–Eigenschaften bestimmt, m_π die Masse des Pions und $f_\pi = 93 \text{ MeV}$ die Zerfallskonstante des Pions. Die Eigenschaften des Axions sind eng verwandt mit denen des Pions. Eine Eigenschaft ist eine zwei Photonen–Kopplung, die bei den meisten Experimenten eine Rolle spielt:

$$L_{a\gamma} = \frac{1}{4} g_{a\gamma} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} a = -g_{a\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} a. \quad (2.3)$$

Dabei ist F der Tensor des elektromagnetischen Feldes, \tilde{F} sein dualer Tensor und \mathbf{E} und \mathbf{B} das entsprechende elektrische und magnetische Feld. Die Kopplungskonstante ist gegeben durch

$$g_{a\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_a} \left(\frac{E}{N} - \frac{2(4+z)}{3(1+z)} \right) = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{E}{N} - \frac{2(4+z)}{3(1+z)} \right) \frac{1+z}{\sqrt{z}} \frac{m_a}{m_\pi f_\pi}. \quad (2.4)$$

Hier ist E und N die entsprechende elektromagnetische- und Farbanomalie des axialen Flusses mit dem Axionfeld. In stark vereinfachten Modellen wie z.B. dem DFSZ²–Modell (Zhitnitskii, 1980; Dine, Fischler and Srednicki, 1981) koppeln Axionen an herkömmliche Quarks und Leptonen mit $E/N = 8/3$, wobei im KSVZ³–Modell (Kim, 1979; Shifman, Vainshtein and Zakharov, 1980) $E/N = 0$ gesetzt wird.

Die Lebensdauer eines Axions ist antiproportional zur Masse und bezüglich eines Axionzerfalls zu zwei Photonen gegeben durch

$$\tau_{a \rightarrow 2\gamma} \approx \frac{10^{24} \text{ s} (1 \text{ eV})^3}{(m_a)^3}. \quad (2.5)$$

Die ladungsfreien Axionen werden im Inneren der Sonne durch den Primakoff–Effekt erzeugt. Axionen unterliegen vielen verschiedenen Wechselwirkungen, da aber der Primakoff–Effekt den höchsten Wirkungsquerschnitt hat, wird in dieser Arbeit nur auf den Primakoff–Effekt eingegangen.

²Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnitskii

³Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharov

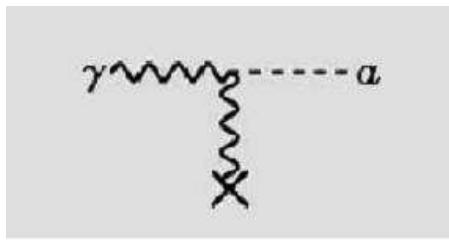


Abbildung 2.1: Bei dem Primakoff–Effekt koppelt ein reelles Photon in einem magnetischen Feld mit einem virtuellen Photon zu einem Axion.

2.3 Primakoff-Effekt

Eine Nachweismöglichkeit für Axionen ist der zeitlich invertierte Primakoff-Effekt, der nach seinem Entdecker Henry Primakoff benannt wurde (Abb. 2.1) (Primakoff, 1951).

In einem starken elektromagnetischen Feld koppelt ein reelles Photon an ein virtuelles Photon des elektromagnetischen Feldes zu einem Axion. Die Konversionswahrscheinlichkeit dafür ist, im Vakuum, durch folgende Formel gegeben:

$$P_{a \rightarrow \gamma} \propto (Blg_{ay})^2 \cdot \frac{\sin^2(ql/2)}{(ql)^2}. \quad (2.6)$$

Hier ist l die Länge des Magneten, B die Magnetfeldstärke und q der Axion–Photon–Impulsübertrag mit $q = m_a^2/2E_a$.

2.4 Theoretische Grenze der Axionmasse und der Kopplungskonstante

Die Peccei-Quinn Theorie macht keine konkreten Aussagen über die Masse und Kopplungskonstante der Axionen, diese lassen sich aber durch astrophysikalische Überlegungen einschränken, die nur einen kleinen Massenbereich von $10^{-5} \text{ eV} \leq m_a \leq 1.03 \text{ eV}$ (Raffelt, 2006), in dem es Axionen geben kann, erlauben. Axionen haben trotz ihrer geringen Wechselwirkung mit Materie einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Sternentwicklung. Axionen können im Inneren der Sterne durch verschiedene Prozesse erzeugt werden. Dadurch kühlt der Stern ab, was wiederum zu einer Kontraktion führt. Als Folge dessen erhöht sich die Temperatur im Kern und die Energieproduktion steigt an, wodurch der Wasserstoff schneller verbrannt wird und der Stern heller scheint. Dies führt letztendlich dazu, dass sich die Lebensdauer des Sterns verkürzt.

Um mögliche Grenzen der Kopplungskonstante festlegen zu können, muss vorausgesetzt werden, dass die Zeitskala der Sternentwicklung mit beobachteten Grenzen übereinstimmt. Dazu werden die Häufigkeiten und das Alter der Sterne und Kugelsternhaufen mit verschiedenen Sternentwicklungsmodellen verglichen. Wird in die Sternentwicklungsmodelle die Axion–Photon–Emission mit einbezogen und diese dann mit den gleichen

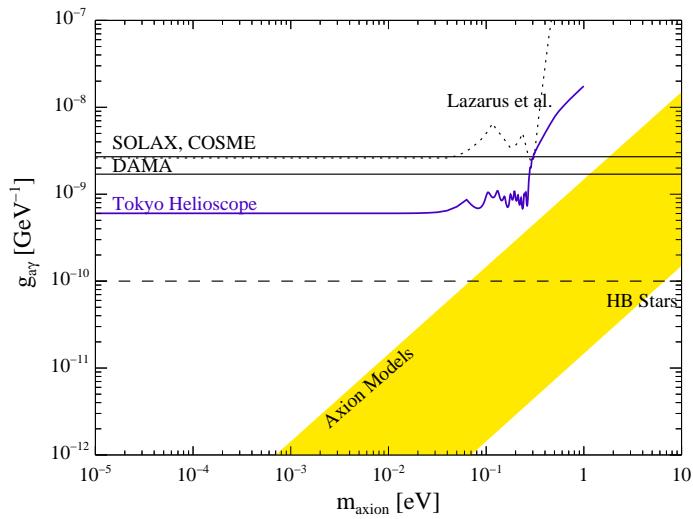


Abbildung 2.2: Ausschlussgrenzen (95 % Vertrauensintervall) der Kopplungskonstante $g_{a\gamma}$ in Abhängigkeit der Axionmasse m_a wie sie von den ersten Experimenten bestimmt wurde. Der schattierte Bereich stellt die Region bevorzugter Axionmodelle dar (M. Kuster, priv. comm.).

Sternentwicklungsmodellen ohne Axion–Photon–Emission verglichen, können Werte für die Kopplungskonstante bestimmt werden, die maximal erlaubt sind, damit die Sternentwicklungsmodelle noch zutreffen. Nach dieser Methode kann die Kopplungskonstante zu $g_{a\gamma} \leq 10 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ festgelegt werden (Raffelt, 1999). Dies gilt für Axionen mit einer Massengrenze von $m_a \leq 0.4 \text{ eV}$.

2.5 Die Detektion von Axionen

Um die mögliche Existenz von Axionen zu beweisen, schlug Sikivie 1983 ein Prinzip vor, auf dem verschiedene Experimente zur Detektion des Axions aufbauen, die alle auf der Axion–Photon–Umwandlung, dem zeitinversen Primakoff–Effekt, basieren. Seitdem wurden viele verschiedene Techniken und Experimente zur Detektion von Axionen entwickelt. Einige der Experimente konnten obere Grenzen für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma}$ bestimmen.

In Tokyo wurde eines der ersten Axion–Helioskope aufgebaut, das nach solaren Axionen suchte (Minowa et al., 1999; Inoue et al., 2000). Dieses Helioskop bestand aus einem Magneten mit 2.3 m Länge und einer Stärke von 4 T. Des Weiteren können solare Axionen aber auch im elektrischen Feld eines Kristalles durch die Bragg–Reflektion nachgewiesen werden, wie es in den Experimenten SOLAX⁴ (Avignone et al., 1998; Gattone et al., 1999), COSME (Morales et al., 2002) und DAMA⁵ (Bernabei et al., 2001) versucht wurde. Allerdings sind die oberen Grenzen der Kopplungskonstanten, die diese

⁴SOLar AXion Experiment

⁵DArk MAtter Search

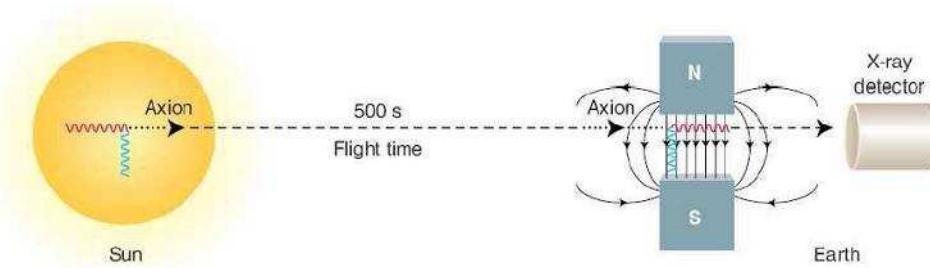


Abbildung 2.3: Die schematische Darstellung der Detektion solarer Axionen. Aus der Sonne kommende Axionen werden über den inversen Primakoff-Effekt hinter einem starken Magnetfeld durch einen Röntgenstrahlendetektor nachgewiesen (M. Kuster, priv. comm.).

Versuche erzielt haben, noch weit von dem Bereich realistischer Axionmodelle entfernt. Das CAST-Experiment, das im nächsten Kapitel näher beschrieben wird, ist das erste Helioskop-Experiment, das tatsächlich in diesen, in Abbildung 2.2 grau bzw. gelb schattierten Bereich vordringen kann. Dieser liegt bei $0.02 \text{ eV} \leq m_a \leq 0.8 \text{ eV}$ und $g_{a\gamma\gamma} < 1.16 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (CAST Collaboration, 2007).

Kapitel 3

CERN Axion Solar Telescope – CAST

Das CERN Axion Solar Telescope (CAST) versucht Axionen, die im Inneren der Sonne entstehen, zu detektieren (Zioutas et al., 1999). Axionen können in der Sonne durch den Primakoff–Effekt erzeugt werden und ihre Anzahl könnte ähnlich hoch sein wie die der Neutrinos. Viele Experimente wurden entwickelt um Axionen zu detektieren. Diese früheren Experimente haben den Bereich der kinetischen Energien zwischen 10^{-11} eV bis zu 10^{11} eV abgesucht, allerdings bisher ohne Erfolg. CAST ist auf Grund eines sehr viel stärkeren Magnetfeldes sensitiver, da ein Prototypmagnet des CERN's Large Hadron Colliders (LHC), an dessen Enden sich 3 unterschiedliche Röntgendetektoren befinden, verwendet wird. Die Umwandlungswahrscheinlichkeit des Axions vergrößert sich mit dem Quadrat aus dem Produkt der transversalen magnetischen Feldkomponente und der Magnetlänge (siehe Formel 2.6). Im Folgenden soll die Theorie und der experimentelle Aufbau von CAST näher beschrieben werden.

3.1 Theorie und Prinzip von CAST

Das Grundprinzip des Experimentes basiert auf der Kopplung zweier Photonen zu einem Axion oder anderen leichten exotischen Teilchen. Das Prinzip erlaubt die Konversion von Photonen zu Axionen über den Primakoff–Effekt in Anwesenheit eines externen magnetischen Feldes. Diese Axionen werden im Inneren der Sonne produziert, in dem Photonen mit einer Energie von einigen keV im fluktuierenden elektrischen Feld der geladenen Teilchen des heißen Plasmas konvertiert werden. In dem Magnetfeld eines Axion–Helioskops kann das Axion dann an ein virtuelles Photon koppeln und produziert dabei über den zeit inversen Primakoff–Effekt ein reelles, beobachtbares Photon. Die Energie dieser Photonen ist gleich der Axionenergie. Die erwartete Anzahl der Photonen, die den Röntgenstrahlendetektor erreichen, ist gegeben durch:

$$N_\gamma = \int \frac{d\Phi_a}{dE_a} P_{a \rightarrow \gamma} S T dE_a, \quad (3.1)$$

wobei $d\Phi_a/dE_a$ der differentielle Axionfluss auf der Erde ist. S ist der Querschnitt der Magnetröhre in cm^2 , T die gemessene Zeit in Sekunden und $P_{a \rightarrow \gamma}$ ist die Konversions-

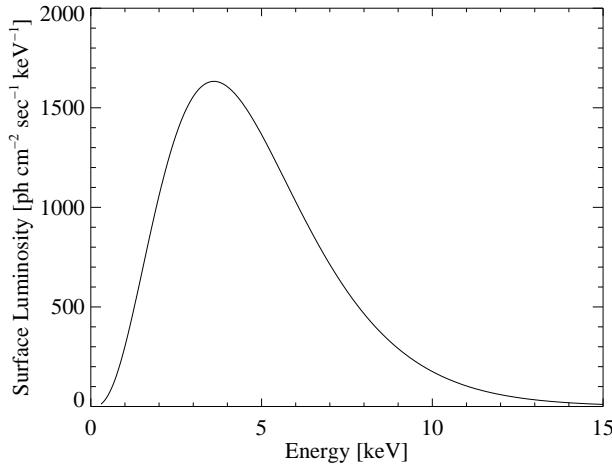


Abbildung 3.1: Der differentielle solare Axionfluss auf der Erde. Die mittlere Energie des Axions liegt bei 4.2 keV das Maximum bei 3.0 keV (M. Kuster, priv. comm.).

wahrscheinlichkeit. Allgemein ist die Konversionswahrscheinlichkeit gegeben durch:

$$P_{\alpha \rightarrow \gamma} = \left(\frac{B g_{a\gamma\gamma}}{2} \right)^2 \frac{1}{q^2 + \Gamma^2/4} \left(1 + e^{-\Gamma l} - 2e^{-\Gamma l/2} \cos(ql) \right). \quad (3.2)$$

Dabei ist $\Gamma = 1/\lambda$ der Absorptionskoeffizient mit λ als Absorptionslänge und q der Impulsübertrag

$$q = \left| \frac{m_\gamma^2 - m_a^2}{2E_a} \right|. \quad (3.3)$$

Herrscht im Konversionsvolumen ein Vakuum, so ist $\Gamma = 0$. Daraus resultiert die Konversionswahrscheinlichkeit im Vakuum, wie sie in Formel 2.6 beschrieben ist.

Der Konversionsvorgang ist kohärent, wenn die Axionen- und Photonenfelder über die Länge des Magneten in Phase sind. Die Kohärenzbedingung verlangt, dass $ql \leq \pi$ ist, so dass zum Beispiel eine Kohärenzlänge von 10 m im Vakuum eine Axionmasse $m_a \leq 0.02$ eV für eine Photonenenergie von 4.2 keV ergibt. Um höhere Axionmassen zu erreichen, können die Magnetröhren mit einem Gas gefüllt werden, z.B. mit He, so dass die Photonen im Inneren der Röhre eine effektive Masse erhalten. Der in Formel 3.1 erwähnte differentielle Axionfluss auf der Erde kann folgendermaßen berechnet werden (Raffelt, 2006):

$$\frac{d\Phi_a}{dE} = g_{10}^2 6.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1} E^{2.481} e^{-E/1.205}, \quad (3.4)$$

dabei wird das Standardsonnenmodell angenommen (Bahcall, Serenelli and Basu, 2005). In der Formel sind E in keV und $g_{10} = g_{a\gamma\gamma}/(10^{-10} \text{ GeV}^{-1})$ angegeben. Der integrierte Fluss und die Leuchtkraft ergeben sich dann zu

$$\Phi_a = g_{10}^2 3.75 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \text{und} \quad L_a = g_{10}^2 1.85 \times 10^{-3} L_\odot. \quad (3.5)$$

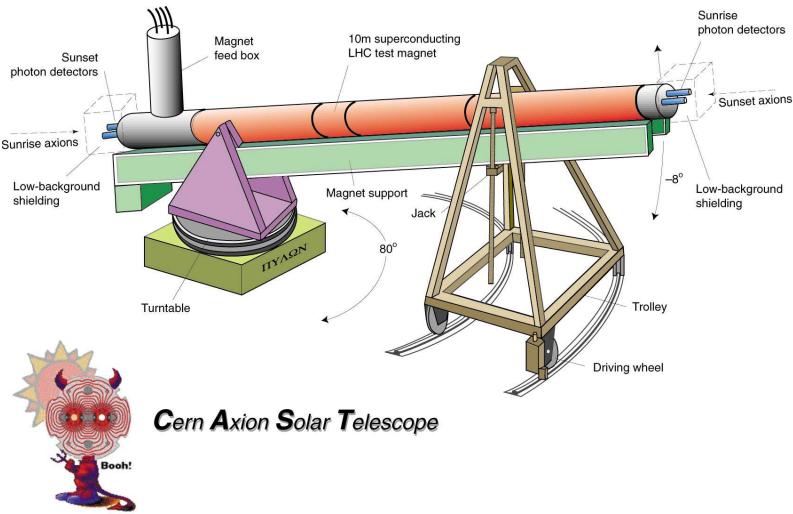


Abbildung 3.2: Die schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus von CAST. Zu sehen sind der Magnet mit den insgesamt 3 verschiedenen Röntgendetektoren, die an den Enden der Magnetröhren angebracht sind und die bewegliche Plattform, auf der der Magnet montiert ist (CAST Homepage, 2006).

Wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, liegt das Maximum der Verteilung bei 3.0 keV und die mittlere Energie des Axions bei 4.2 keV.

3.2 Aufbau von CAST

CAST verfügt über einen Magneten der Länge 9.26 m und einer Magnetfeldstärke von 9 Tesla. Der neu aufbereitete LHC¹ Testmagnet von CAST ist auf einer um $\pm 8^\circ$ vertikal beweglichen Plattform montiert. Dies ermöglicht die Beobachtung der Sonne für jeweils 1.5 Stunden während des Sonnenauf- und untergangs. Die horizontale Beweglichkeit des Magneten beträgt $\pm 40^\circ$, was fast die azimuthale Bewegung der Sonne im Laufe eines Jahres umfasst. In den Zeiten, in denen die Sonne nicht beobachtet werden kann, wird das Experiment für Hintergrundmessungen genutzt.

An beiden Enden des Magneten, der aus zwei parallel verlaufenden Röhren besteht, sind drei verschiedene Röntgendetektoren angebracht, die Röntgenstrahlen, die aus der Axion–Photon–Umwandlung kommen, detektieren. Für die Axionen, die bei Sonnenaufgang gemessen werden, dienen ein Röntgenteleskop in Verbindung mit einer Charge Coupled Device (CCD) Kamera (Kuster et al., 2004, 2007) und ein Micro Mesh Gas Detector (MICROMEGRAS, Giomataris et al., 1996; Abbon et al., 2007) als Detektoren. Bei Sonnenuntergang wird eine Time Projection Chamber (TPC, Autiero et al., 2007) als Detektor verwendet.

¹Large Hadron Collider



Abbildung 3.3: Der CAST Magnet im Original. Zu sehen ist der Magnet selbst und die bewegliche Plattform. Die Röntgendetektoren sind an den beiden Enden des Magneten angebracht (*CAST Homepage*, 2006).

3.3 Ergebnisse

In der ersten Phase 2003 und 2004, während der die Röhren vollkommen evakuiert waren, wurde jeweils für 6 Monate gemessen, wobei, wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist, 2003 ein oberes Limit für die Kopplungskonstante bei $g_{a\gamma\gamma} < 1.16 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ und 2004 $g_{a\gamma\gamma} < 0.88 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ im Massenbereich $m_a \leq 0.02 \text{ GeV}$ ermittelt werden konnte (CAST Collaboration, 2007). Seit November 2005 läuft die zweite Phase der Messungen. In dieser werden die Magnetröhren mit ^4He bzw. ^3He gefüllt, deren Druck täglich geändert wird, um Axionen einer höheren Ruhemasse im eV-Bereich zu erfassen. Die Masse des Photons hängt mit dem Druck des Gases über folgende Gleichung zusammen $m_\gamma[\text{eV}] = \sqrt{0.02 P[\text{mbar}]/T[\text{K}]}$. Der Gasdruck von ^4He bei 1.8 K, der Temperatur, mit der der Magnet in beiden Phasen betrieben wird, ermöglicht es, Axionen mit der Masse $m_a \leq 0.4 \text{ eV}$ zu suchen. Mit ^3He können Axionmassen bis zu 0.8 eV erreicht werden und bei einer Temperatur von 5.4 K sogar bis zu 1.4 eV. Die dabei erwarteten Ergebnisse sind ebenfalls in Abbildung 3.4 zu sehen.

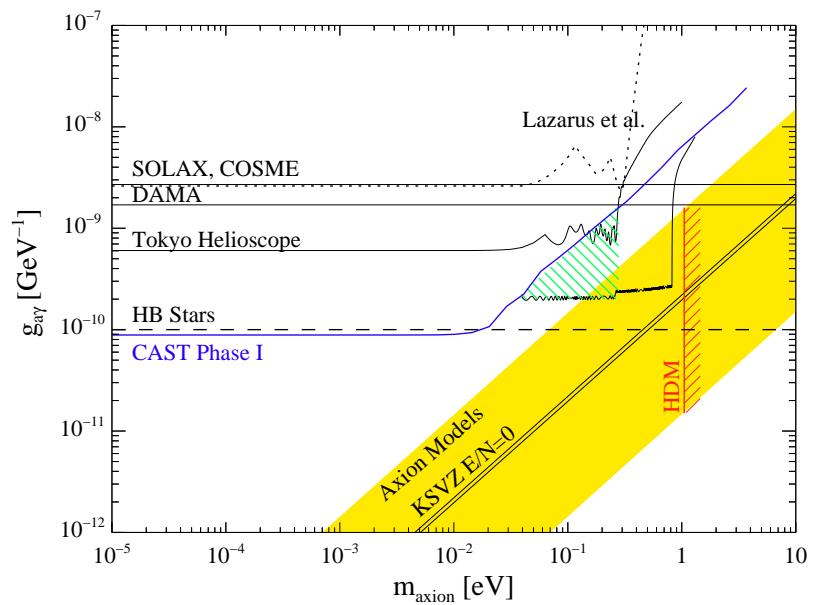


Abbildung 3.4: Ausschlussgrenze (95% Vertrauensintervall) der Kopplungskonstante $g_{a\gamma}$ in Abhängigkeit von der Axionenmasse m_a . Es werden die CAST Daten im Vergleich zu den Experimenten DAMA, COSME, Solax und dem Tokyo Helioscope gezeigt. Die Kurve im schattierten Bereich, die bevorzugte Region theoretischer Modelle, stellt den in Phase 2 angestrebten Massenbereich der Axionen dar und die schraffierte Fläche den Bereich in den das Experiment in Phase 2 mit ${}^4\text{He}$ Füllung vorgedrungen ist (CAST Collaboration, 2007).

Kapitel 4

PVLAS Experiment

Das Polarizzazione del Vuoto con LASer–Experiment (PVLAS) wurde entwickelt, um die Änderung der Polarisationsebene eines polarisierten Laserstrahls nach dem Durchgang durch eine sich in einem Magnetfeld befindliche und evakuierte Röhre, zu messen. Im nachfolgenden Abschnitt wird das Prinzip des PVLAS–Experiments etwas genauer beschrieben.

4.1 Prinzip von PVLAS

Die effektive Lagrangegleichung für Licht, auf der die allgemeine Wechselwirkung für den Dichroismus und die Doppelbrechung basiert und das in Anwesenheit eines Magnetfeldes ein Vakuum passiert, ist gegeben durch:

$$L_0 + L_{e^+e^-} = \frac{(E^2 - B^2)}{8\pi} + \frac{\alpha^2 \lambda_e^3}{360\pi^2 m_e c^2} \left[4 \left(\frac{E^2 - B^2}{2} \right)^2 + 7(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})^2 \right]. \quad (4.1)$$

Hierbei ist \mathbf{E} das elektrische Feld des Lichtstrahls und \mathbf{B} ist das externe Magnetfeld, α ist die Feinstrukturkonstante und $\lambda_e = \hbar/m_e c^2$ mit m_e als Elektronenmasse. Ziel von PVLAS ist es, die durch das Magnetfeld hervorgerufene lineare Doppelbrechung und den linearen Dichroismus des Quantenvakuums zu messen. Diese kann unter anderem durch die Produktion von reellen und virtuellen Teilchen hervorgerufen werden (Cantatore, 2006). Zwei mögliche Prozesse spielen dabei eine wichtige Rolle.

- **Lineare Doppelbrechung**

Vakuum wird durch die Anwesenheit eines externen Magnetfeldes ein doppelbrechendes Medium. Die interessante Größe ist der unterschiedliche Brechungsindex für Photonen, die parallel und senkrecht zum Feld polarisiert sind.

Die QED Photon–Photon Streuung und die Produktion eines virtuellen Teilchens durch den Primakoff–Effekt verursachen eine Doppelbrechung. Im ersten Fall streuen nur Photonen, die parallel zum externen magnetischen Feld polarisiert sind. Sie oszillieren in massive Teilchen und sind verzögert gegen Photonen, die senkrecht polarisiert zum magnetischen Feld oszillieren. Bei der Produktion eines virtuellen

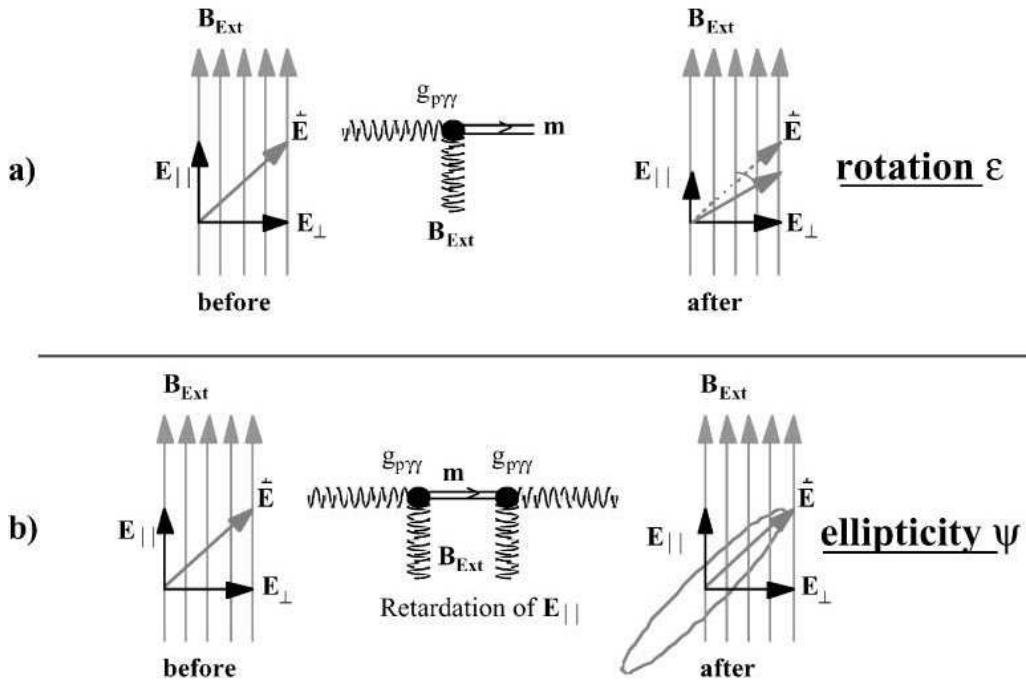


Abbildung 4.1: Prinzip von PVLAS; a) Produktion eines reellen Photons z.B. durch den Primakoff-Effekt. Dies führt zu einer Rotation der Polarisationsebene des linear polarisierten Laserstrahls woraus der Dichroismus resultiert. b) Produktion eines virtuellen Teilchens. Die Photonen sind zueinander verzögert und haben unterschiedlich Brechungsindizes, was zur Doppelbrechung führt. Die elektrischen Feldkomponenten sind phasenverschoben was zu einer elliptischen Polarisation führt, die definiert ist als das Verhältnis von kleiner zu großer Hauptachse (Ringwald, 2006a).

Teilchens (Abb. 4.1 b) werden virtuelle Pseudoskalare/Skalare nur durch Photonen die parallel/senkrecht zum magnetischen Feld polarisiert sind, produziert.

• Linearer Dichroismus

In Anwesenheit eines externen Magnetfeldes wird Vakuum auch ein dichroitisches Medium. Hier ist der interessante Wert der Absorptionsfaktor $q \leq 1$ der elektrischen Feldkomponente des Lichtes, die parallel zum magnetischen Feld liegt. Der linear polarisierte Laserstrahl ändert seine Polarisationsrichtung um den Winkel $\epsilon = (1 - q)/2$ wenn er durch eine **B** Feldregion scheint.

In Abbildung 4.1 a ist ein Prozess gezeigt, der zum magnetischen Dichroismus im Vakuum führt. Der Dichroismus resultiert aus einer Rotation der Polarisationsebene des linear polarisierten Laserstrahls. Hier werden pseudoskalare/skalare reelle Teilchen durch Photonen, die parallel/senkrecht zum externen magnetischen Feld polarisiert sind, produziert. Diese Photonen verschwinden aus dem Strahl: die reelle Produktion führt zur Absorptionen der Photonen und dadurch zum Dichroismus.

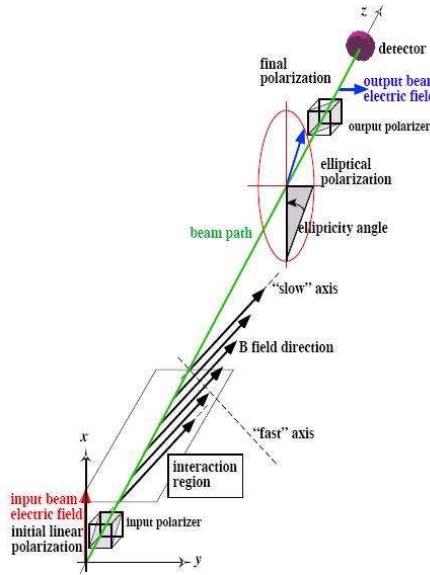


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung eines vereinfachten Ellipsometers um die ausgewählte Verzögerung der Photonen, die entlang des transversalen externen Magnetfeldes polarisiert sind, zu messen. Durch die Wechselwirkung des linear polarisierten Laserstrahls mit dem Magnetfeld wird dieser elliptisch polarisiert. Dieser Effekt wird Doppelbrechung genannt (Cantatore, 2006).

Abbildung 4.2 zeigt eine schematische Darstellung eines optischen Ellipsometers. Das Ellipsometer besteht aus einem Lichtdetektor und zwei Polarisatoren, die den Bereich, in dem Wechselwirkung stattfindet, begrenzen. Der Laserstrahl pflanzt sich im Ellipsometer fort. Findet keine Wechselwirkung statt, bleibt die Polarisation unverändert und es wird kein Licht hinter dem zweiten Polarisator (Analysator) detektiert. Findet eine Wechselwirkung mit dem Magnetfeld zwischen den Polarisatoren statt, ändert sich die Strahlpolarisation. Der Analysator ist lichtdurchlässig und die Lichtintensität kann detektiert werden. Die Intensität des Lichtes hängt von dem Elliptizitätswinkel ab.

Im Fall von PVLAS ist die Region, in der Wechselwirkung stattfindet, vollkommen evakuiert und ein konstantes homogenes Magnetfeld ist vorhanden. Photonen, die parallel zum Feld polarisiert sind, werden bezüglich denen, die senkrecht zum Feld polarisiert sind, verzögert. Daraus resultieren zwei unterschiedliche Brechungsindizes für die zwei Polarisationen. Dieser Effekt wird Doppelbrechung genannt. Das Licht, das den Bereich der Wechselwirkung verlässt, wird elliptisch polarisiert. Durch das Verhältnis der kleinen und der großen Hauptachse der Polarisations-Ellipse wird die optische Elliptizität charakterisiert.

Die experimentelle Herausforderung ist es, diese Elliptizität für eine gegebene Feldintensität und eine gegebene Länge der Wechselwirkungsregion zu messen, um die magnetische Doppelbrechung im Vakuum zu bestimmen.

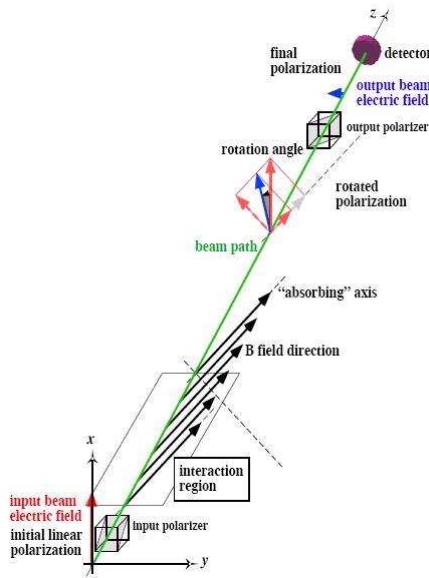


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Ellipsometers, das die gezielte Absorption von Photonen, die entlang des transversalen, externen Magnetfeldes polarisiert sind, misst (linearer Dichroismus). Aus dem Dichroismus resultiert die Rotation der Polarisationsebene eines linear polarisierten Laserstrahls (Cantatore, 2006).

In Abbildung 4.3 ist die schematische Darstellung eines Ellipsometers zur Messung des Dichroismus dargestellt. Die experimentelle Herausforderung ist die Rotation für eine gegebene Feldintensität und eine gegebene Länge der Wechselwirkungszone zu messen. Durch die Beobachtung von magnetisch induzierter Doppelbrechung und Dichroismus im Vakuum kann die totale Photon–Photon Streuung bei tiefen Energien bestimmt werden. Das Ellipsometer benutzt eine Überlagerungstechnik um kleine, zeitlich variierende Signale vom starken Hintergrund zu unterscheiden. Eine Verstärkung für den optischen Weg wird mittels einem 6.4 m langem, optischen Fabry-Pérot (FP) Resonator erreicht, der eine hohe Feinheit ($F \approx 10^5$) und einen hohen Qualitätsfaktor ($Q > 10^{11}$) besitzt. Im Folgenden wird der Aufbau des PVLAS Experimentes genauer beschrieben.

4.2 Versuchsaufbau

Ein 1 m langer supraleitender Dipolmagnet, welcher Magnetfelder bis zu einer Stärke von $B \approx 6.6$ T erzeugen kann wenn er durch flüssiges Helium auf 4 K gekühlt wird, ist auf einem drehbaren Tisch aufgebaut, so dass das Magnetfeld mit einer Frequenz von $\nu_m \approx 0.3$ Hz um seine vertikale Achse gedreht werden kann (siehe Abbildung 4.4). Im Magneten herrscht ein Vakuum von 10^{-7} mbar. Ein linear polarisierter Nd:YAG Laser mit einer Wellenlänge von 1064 nm wird an einem ersten Spiegel reflektiert, um den Strahl in eine vertikale Richtung zu lenken. An den beiden Enden des Magnetfeldes befinden sich zwei hochreflektierende, vielschichtige, dielektrische Spiegel, die einen Fabry-Pérot

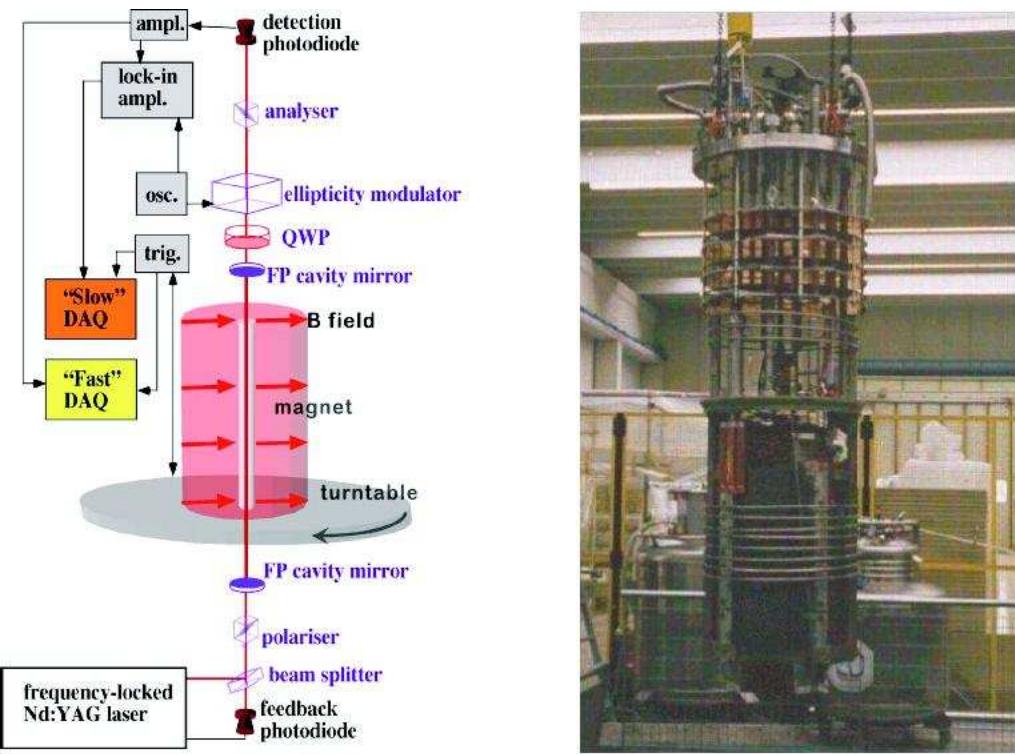


Abbildung 4.4: Links: Schematischer Aufbau des PVLAS–Experimentes. Zu sehen sind der drehbar aufgebaute Magnet und der Verlauf des Laserstrahls, der verschiedene optische Bauteile, wie Polarisatoren und $\lambda/4$ –Plättchen, durchläuft. Der Laserstrahl wird durch zwei Photodioden als Detektoren begrenzt. Rechts: Bild vom PVLAS–Magneten (Cantatore, 2006).

Resonator bilden, in welchem der Laserstrahl über eine Strecke von einem Meter, etwa 50000 Mal reflektiert wird. Dabei wird gemessen, wie sich die Polarisation des Lasers ändert. Ein Ellipsometer erlaubt die gleichzeitige Detektion einer Doppelbrechung und der Rotation der Polarisationsebene. Die Elliptizität wird durch die magnetische Doppelbrechung im Vakuum verursacht und vergrößert sich mit dem Quadrat der Feldintensität und mit der optischen Länge durch die Feldzone, allerdings ist sie mit 5×10^{-11} recht klein. Die Sensitivität der Instrumente ermöglicht die Detektion von Rotations- bzw. Elliptizitätswinkel bis zu 10^{-9} rad während einer Stunde Messzeit. Zur Zeit betreibt die PVLAS-Kollaboration ein hochempfindliches ($\approx 10^{-7}$ rad/ $\sqrt{\text{Hz}}$), optisches Ellipsometer, das in der Lage ist, die Elliptizität als auch die Rotation zu messen. Die Messungen als auch deren Ergebnisse sind im nächsten Abschnitt zusammengefasst.

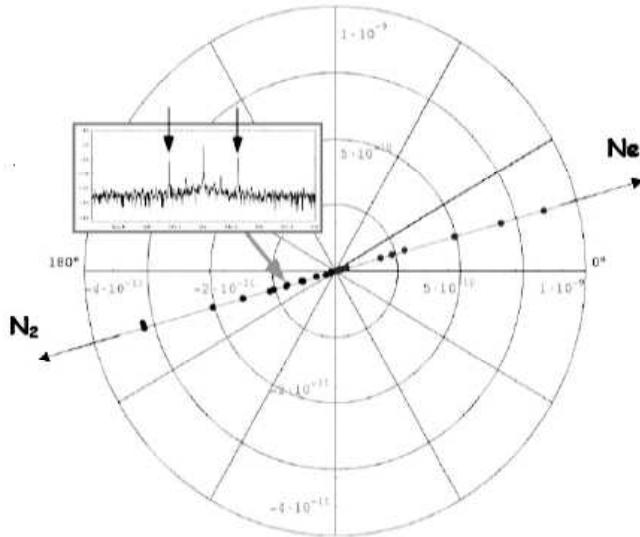


Abbildung 4.5: Messung bei verschiedenen Druckwerten von Ne und N₂ aufgenommen. Bei Ne variierte der Druck von 0.5 – 20 mbar und bei N₂ von 6 μ bar bis 1.8 mbar. Die Messpunkte wurden an eine gerade Linie angepasst, die die physikalische Achse bestimmt (Zavattini et al., 2006).

4.3 Messungen und Ergebnisse

Die Lichtintensität, die nach dem Analysator gemessen werden kann ist (Zavattini et al., 2006)

$$I = I_0 \left(\sigma^2 + [\alpha(t) + \eta(t) + \Gamma(t)]^2 \right). \quad (4.2)$$

Hier ist I_0 die Lichtintensität vor dem Analysator, σ^2 ist der Absorptionsfaktor, $\alpha(t) = \alpha_0 \cos(4\pi\nu_m t + 2\theta_m)$ die zu messende Rotation, $\eta(t) = \eta_0 \cos(2\pi\nu_{SOM} t + \theta_{SOM})$ die Elliptizität der Trägerfrequenz und $\Gamma(t)$ repräsentiert quasistatische nicht kompensierte Rotationen und Elliptizitäten. Es hat sich gezeigt, dass die Amplituden der zwei Nebensignale durch $2\nu_m$ (der doppelten Magnetrotationsfrequenz) von der Trägerfrequenz bei ν_{SOM} ($\nu_{SOM}^1 = 506$ Hz) getrennt sind. Die Amplitude ist proportional zu der zu messenden Amplitude der Rotation. Das $\lambda/4$ -Plättchen, eine spezielle Wellenplatte, die das Licht in einer Richtung um eine viertel Wellenlänge gegen die dazu senkrechte Richtung verzögert, transformiert die scheinbare Rotationen (Dichroismus) in Elliptizitäten, die sich dann mit dem Signal der Trägerfrequenz überlagern und detektiert werden können. Diese Elliptizitäten erhalten eine Amplitude und erfahren eine Änderung des Signals, wenn die schnelle Achse des $\lambda/4$ -Plättchens (Quarter Wave Plate QWP) in einem Winkel von 90° zur anfänglichen Polarisationsrichtung steht. In den Messungen wird diese Art des Aufbaus als QWP 90° benannt und QWP 0° wird benutzt, wenn die schnelle Achse des $\lambda/4$ -Plättchens in einem Winkel von 0° zur anfänglichen Polarisationsrichtung steht.

¹Frequenz des stress optic modulator

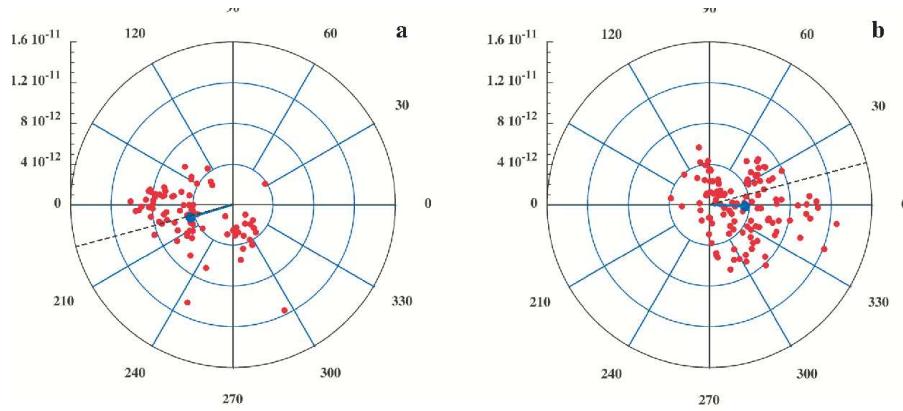


Abbildung 4.6: Darstellung der Rotationsdaten im Vakuum mit $B = 5$ T. Bei a ist das $\lambda/4$ – –Plättchen in 90° Position und bei b in der 0° Position eingebaut. Jeder Datenpunkt gehört zu einer 100 s Aufnahme. Die statistischen Abweichungen sind sehr klein ($\approx 10^{-12}$ rad/pass) und der Deutlichkeit halber ausgelassen. Die durchgezogene Linie repräsentiert den durchschnittlichen Vektor und die gestrichelte Linie die physikalische Achse (Zavattini et al., 2006).

Um die Fourier Phase von beobachteten Signalen zu überprüfen, wurde der Cotton–Mouton–Effekt von N_2 und Ne bei verschiedenen Druckwerten gemessen. Dafür wurde das Gas in die Region der Wechselwirkung eingelassen und das $\lambda/4$ – –Plättchen kurzzeitig entfernt. Nebensignale mit der doppelten Trägerfrequenz wurden dabei in dem Fourierpektrum detektiert (Abb 4.5). Die Phasen dieser Signale entsprechen dem Winkel des Drehtisches bei dem die Feldrichtung um 45° bezüglich der anfänglichen Polarisationsrichtung gedreht ist. In dieser Position ist die Doppelbrechung durch den Cotton–Mouton–Effekt am größten. Die Phase und die Amplitude dieser Messungen wurden in Polarkoordinaten aufgetragen und an radiale Linien angepasst. Diese Linien legen die physikalische Achse fest und stimmen mit geometrischen Überlegungen überein.

Zwei typische Fourier Amplituden Spektren sind in Abbildung 4.7 zu sehen. Das obere Fourier Spektrum liegt bei 506 Hz der Trägerfrequenz und wurde ohne Magnetfeld aufgenommen. Es wird nur das Testsignal selbst gemessen und im Spektrum sind keine seitlichen Signale zu sehen. Das untere Spektrum wurde unter gleichen Bedingungen aufgenommen, allerdings mit einem Magnetfeld von 5.25 T. Hier sind zwei Nebensignale bei $\pm 2\nu_m$ zu sehen. Diese extra Signale wurden in allen Messdurchläufen von PVLAS gemessen. Einige Tests wurden durchgeführt um die Herkunft dieser Signale zu klären, diese sind nur zu detektieren, wenn das Magnetfeld angeschaltet ist und die Spiegel des Fabry–Pérot Resonators montiert sind. Außerdem wurde festgestellt, dass sich die Phase des Signals um 180° dreht, wenn das $\lambda/4$ – –Plättchen um 90° gedreht wird. Diese Beobachtungen führen zu der Vermutung zurück, dass die Ursache der Signale in der Region der Wechselwirkung liegt.

Von 2001 bis 2004 wurde das Experiment mit einem Laser der Wellenlänge 1064 nm und einer Leistung von 50 mW betrieben, 2005 mit einer Wellenlänge von 532 nm und

einer Leistung von 50 mW und 2006 mit einer Wellenlänge 1064 nm und einer Leistung von 800 mW. Bei all diesen Messungen wurden trotz höchster Genauigkeit immer wieder Nebensignale gemessen. Allerdings variieren die durchschnittlichen Phasen und Amplituden jeder einzelnen Messreihe von einer Messung zur anderen mehr als ihre individuelle Streuung. Folglich ist die Standardabweichung der x und y Komponenten der gesamten Messungen größer als die Standardabweichungen die durch die Anpassungsprozedur erreicht werden (Abb 4.6). Die Werte sind bei a: $(\sigma_{S,x}, \sigma_{S,y}) = (2.3, 1.8) \times 10^{-12}$ rad/pass und bei b: $(\sigma_{S,x}, \sigma_{S,y}) = (2.4, 2.2) \times 10^{-12}$ rad/pass. Diese Messergebnisse können als ein Hinweis auf die Existenz eines Pseudoskalars angesehen werden. Die Region, in der die Signale gemessen wurden und somit überprüft werden könnten, wurden von der PVLAS-Kollaboration zu

$$1.7 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1} < g < 5.0 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1} \text{ und} \quad (4.3)$$

$$1.0 \text{ meV} < m_\phi < 1.5 \text{ meV} \quad (4.4)$$

festgelegt, wenn die Produktion eines ALP's angenommen wird (Zavattini et al., 2006). Dabei ist m_ϕ die Masse des Pseudoskalars ("Axion-Like-Particle").

4.4 CAST vs. PVLAS

Die Interpretation des PVLAS Signal durch ein ALP's steht u.a. im Widerspruch zu den astrophysikalischen Grenzen, die aus der Lebensdauer der Sonne resultieren und dem CAST Experiment. Daher werden die Ergebnisse durch sonnenmodellunabhängige, sogenannte Photonens-Regenerations-Experimente überprüft werden müssen. Diese sind notwendig, da die Produktion der Axionen in der Sonne durch andere Prozesse unterdrückt werden könnte (Masso and Redondo, 2005; Masso and Redondo, 2006). Ein solches Experiment und dessen Prinzip wird im nächsten Kapitel näher beschrieben.

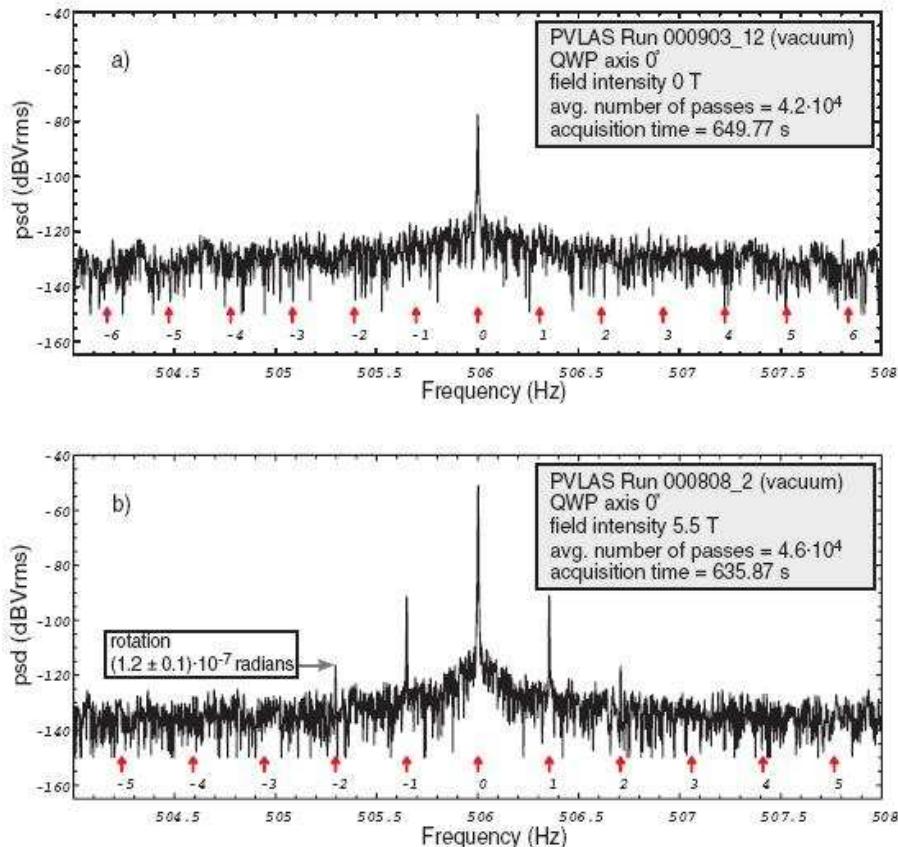


Abbildung 4.7: Die Abbildung zeigt ein typisches Fourier Amplitudenspektrum der Rotationsdaten ($P \approx 10^{-8}$ mbar) mit und ohne Magnetfeld. Die Pfeile und Nummern unter dem Graph geben die erwarteten Positionen des Seitenbandes mit Frequenzverschiebungen an, die ganzzahlige Vielfache von ν_m sind. Die relevanten Signale gehören zu Frequenzverschiebungen von $\pm 2\nu_m$. Die zwei äußeren Peaks sind das gemessene Signal und der Peak in der Mitte ist der Testimpuls. Der Ursprung der zwei Signale die rechts und links vom Testimpuls liegen, ist noch nicht verstanden (Zavattini et al., 2006).

Kapitel 5

Photonen Regenerations Experiment am FLASH DESY

In dem Photonen–Regenerations–Experiment an dem “Free–Electron LASer in Hamburg” (FLASH) DESY soll ein Photonenstrahl durch ein Magnetfeld geschickt werden. Unter der Annahme, dass ALP’s existieren, würde ein Bruchteil der Photonen in ALP’s umgewandelt (Jaeckel et al., 2006). Diese Teilchen können schwach wechselwirkend durch eine Wand dringen. Ein zweites Magnetfeld hinter der Wand erlaubt die Umwandlung einiger ALP’s zu Photonen. Ein Pilot–Experiment wurde in Brookhaven aufgebaut (Lazarus et al., 1992), bei dem zwei Prototypmagnete eines Beschleunigers benutzt wurden. Es konnten keine regenerierten Photonen detektiert werden, aber die Brookhaven–Fermilab–Rochester–Trieste (BFRT)–Kollaboration konnte einen neuen Wert für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}$ festlegen zu $g_{a\gamma\gamma} < 6.7 \times 10^{-7} \text{ GeV}^{-1}$ für $m_\phi < \sim 10^{-3} \text{ eV}$ bei 90% Vertrauensintervall.

In Tabelle 5.2 sind noch weitere Experimente aufgeführt, die der oben genannten Beschreibung entsprechen. Zwei von ihnen werden zur Zeit am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) geplant. Das Experiment “Axion–Like–Particle–Search” (ALPS) benutzt einen Laser im Infrarotbereich sowie zwei HERA¹–Magnete und wird zur Zeit aufgebaut; der Start der Messungen ist für 2007 geplant. Das zweite geplante Experiment, “Axion–Production at a Free–Electron–Laser” (APFEL), für das der in dieser Arbeit entwickelte Detektor gedacht ist, wird starten, wenn bei ALPS regenerierte Photonen detektiert wurden.

5.1 Prinzip des Versuchs

Das Ziel des Versuchs ist es, ALP’s einer bestimmten Energie selbst herzustellen, indem reelle Photonen in einem externen magnetischen Feld an virtuelle Photonen zu ALP’s koppeln. Diese ALP’s sollen dann durch einen Absorber, z.B. eine Wand dringen, um in einem zweiten magnetischen Feld durch den zeitinversen Primakoff–Effekt wieder in

¹Hadron Electron Ring Anlage

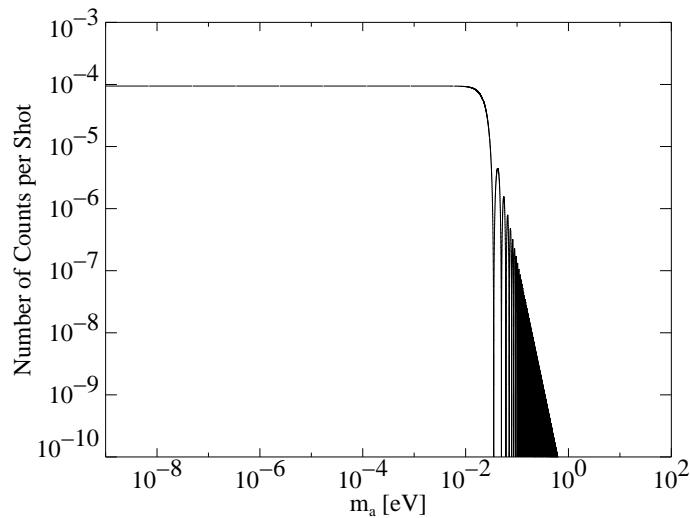


Abbildung 5.1: Erwartete Photonenfluss pro Sekunde in Abhängigkeit von der Masse des ALP's. Der erwartete Photonenfluss am Tag beträgt etwa 8.6 Photonen.

Photonen umgewandelt zu werden. Die dafür bestehende Umwandlungswahrscheinlichkeit im Vakuum ist mit der Formel 2.6 gegeben. Werden dann umgewandelte Photonen detektiert, wäre das ein Beweis für die Existenz von pseudoskalaren Teilchen (z.B. Axionen).

Für ein Photonen–Regenerations–Experiment sind die ausschlaggebenden Parameter das Magnetfeld B_i und seine Länge l_i (bei der Produktion $i = 1$ und $i = 2$ bei der Regeneration). Dabei ist die Umwandlungswahrscheinlichkeit für den Prozess $\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma$ gegeben durch (Ringwald, 2006b):

$$P_{\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma} = P_{\gamma \rightarrow \phi}(B_1, l_1, q_1) P_{\phi \rightarrow \gamma}(B_2, l_2, q_2), \quad (5.1)$$

$$P_{\gamma \rightarrow \phi}(B, l, q) = P_{\phi \rightarrow \gamma}(B, l, q) = \frac{1}{4} (qBl)^2 F(ql), \quad (5.2)$$

mit $q = m_\phi^2 / (2\omega)$. Bei kleinem Impulsübertrag, $ql \ll 1$, geht die Regenerationswahrscheinlichkeit mit $(B_1 l_1 B_2 l_2)^4$ in die Gleichung ein. Dementsprechend sind besonders lange und starke Magnete aus hochenergetischen Speicherringen (z.B. HERA oder LHC) mit passender Laserenergie für ein Photonen–Regenerations–Experiment geeignet, wie in Tabelle 5.2 zu sehen ist.

5.2 Versuchsaufbau

Das “Axion–Produktion at a Free–Electron–Laser” (APFEL)–Experiment basiert auf einem Vacuum–Ultra–Violet Free–Electron–Laser (VUV–FEL). Dieser Laser liefert Photonen mit einer Wellenlänge von 32 nm, was einer Energie von 38.7 eV entspricht. Er hat einen durchschnittlichen Photonenfluss von 6.5×10^{16} Photonen/s (siehe Tabelle 5.1). Der

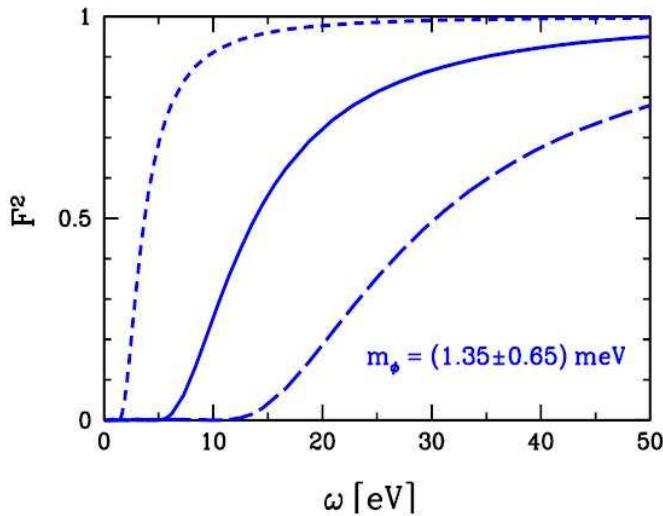


Abbildung 5.2: Formfaktor F über die Laserenergie ω aufgetragen, mit einer festen Länge von 6 m und für verschiedene Pseudoskalarmassen m_ϕ . Die durchgezogene Linie entspricht einem $m_\phi = 1.35$ meV, die kurz gestrichelte Linie $m_\phi = 0.7$ meV und die lang gestrichelte Linie $m_\phi = 2.0$ meV (Koetz, Ringwald and Tschentscher, 2006).

Laserstrahl wird mit Hilfe verschiedener Positionssysteme durch ein starkes Magnetfeld der Länge 6 m und einer Magnetfeldstärke von 2.24 T gelenkt. Hinter dem Magnetfeld ist ein Absorber aufgestellt. Dahinter befindet sich ein zweites Magnetfeld gleicher Länge und Stärke. Die beiden Magnetfelder entstehen durch jeweils sechs hintereinander aufgestellte Einzelmagnete mit einer Länge von 1.029 m. Diese Art der Anordnung führt zu einer Magnetfeldregion von $BL = 2Bl = 27.66$ Tm.

5.2.1 VUV-FEL

In Abbildung 5.3 wird das Zeitdiagramm der Einzelpulse des VUV-FEL dargestellt. Das Verhältnis der Laserpulse zu den pulsfreien Zeiten ist auf Grund unterschiedlicher Konfigurationen 2005 0.015% und 2007 0.2%. Die Photonen verlassen den Vacuum–Ultra–Violet Free–Electron–Laser mit einer horizontalen linearen Polarisation. Um eine maximale Kopplung mit einem möglichen Pseudoskalar/Skalar zu erreichen, sollte das magnetische Feld **B** vor dem Absorber in horizontaler/senkrechter Richtung liegen. Der erwartete Fluß von regenerierten Photonen ist:

$$N_f \approx 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} F^2(ql) \left(\frac{\dot{N}_0}{6.5 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}} \right) \left(\frac{g}{10^{-6} \text{ GeV}^{-1}} \right)^4 \left(\frac{B}{2.24 \text{ T}} \right)^4 \left(\frac{l}{6 \text{ m}} \right)^4 \quad (5.3)$$

(Abb. 5.1) wobei q analog zu Formel 3.3 der Impulsübertrag zum Magneten ist und

$$F(ql) = \left[\frac{\sin\left(\frac{1}{2}ql\right)}{ql} \right]^2 \quad (5.4)$$

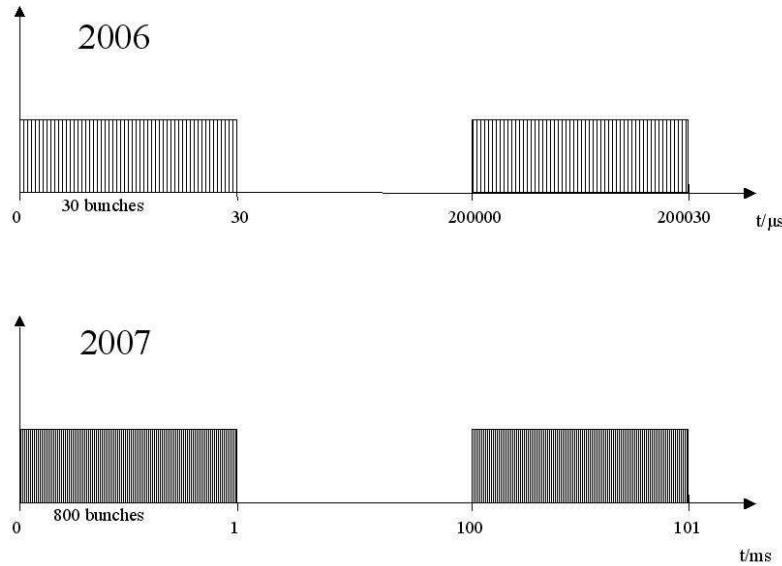


Abbildung 5.3: Zeitdiagramm der Einzelpulse des Vacuum–Ultra–Violet Free–Electron–Lasers. Das Verhältnis der Laserpulse zu den pulsfreien Zeiten ist auf Grund unterschiedlicher Konfigurationen 2005 0.015% und 2007 1.01%.

ein Formfaktor, der für kleine ql , entsprechend großer Energie ω oder kleiner Masse m_ϕ , gleich eins wird.

$$m_\phi \ll \sqrt{\frac{2\pi\omega}{l}} = 3 \times 10^{-1} \text{ eV} \sqrt{\left(\frac{\omega}{38.7 \text{ eV}}\right) \left(\frac{6 \text{ m}}{l}\right)} \quad (5.5)$$

Für kleinere Energien oder größere Massen geht die Kohärenz verloren. Dadurch wird der Formfaktor sehr viel kleiner als eins und reduziert stark den regenerierten Photonenfluß (Abb. 5.2). Da die Länge des Magneten gerade mit der Energie der Photonen gut zusammenpasst, hat dieses Photonen–Regenerations–Experiment, das den VUV–FEL benutzt, einen entscheidenden Vorteil gegenüber einem Laser, der im sichtbaren Bereich ($\sim 1 \text{ eV}$) arbeitet, aber in Verbindung mit dem gleichen Magneten benutzt wird. Dadurch erreicht die Sensitivität des VUV–FEL viel größere Massen. Insbesondere ist der Massenbereich von PVLAS für Photonen mit einer Energie von $\omega = 38.7 \text{ eV}$ vollkommen abgedeckt (Ringwald, 2006a).

5.3 Detektor im extremen Ultraviolettbereich

Für das APFEL Experiment wird ein neuer Detektor für den extremen Ultraviolettbereich benötigt. Kommerziell sind keine Detektoren verfügbar, die diesen hohen Ansprüchen des Experimentes genügen. Da nur mit einem sehr kleinen Signal zu rechnen ist, wird ein

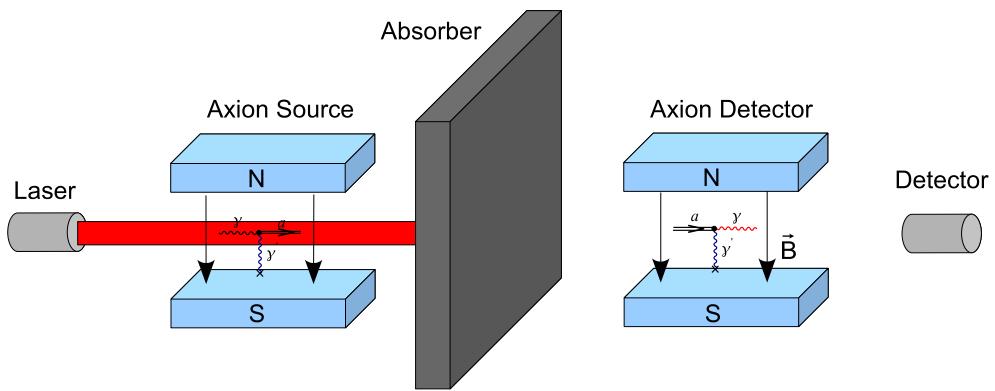


Abbildung 5.4: Der schematische Aufbau eines Photonen–Regenerations–Experimentes. Links von der Wand werden die Axionen durch den Primakoff–Effekt produziert und im rechten Magnetfeld, nachdem sie durch die Wand gedrungen sind, wieder in einem Magnetfeld zu Photonen konvertiert, die im Detektor nachgewiesen werden können (M. Kuster, priv. comm.)

extrem rauscharmer Detektor benötigt, der nur eine sehr geringe Hintergrundzählrate von $\leq 2 \times 10^{-2}$ cts/s auf einer Fläche von 3.14 cm^2 das entspricht 6.4×10^{-3} cts/s/cm² haben darf, damit der PVLAS Parameterbereich um 5σ ausgeschlossen werden kann. Des Weiteren muss der Detektor eine hohe Quanteneffizienz haben, damit gewährleistet ist, dass auch jedes einzelne Photon registriert wird. Eine letzte Voraussetzung, die an den Detektor gestellt wird, ist eine kurze Ansprechzeit, da der Laser Impulse im Nanosekundenbereich (Abb. 5.3) aussendet.

In den nächsten zwei Kapiteln werden ein Charge–Coupled–Device (CCD) Detektor in Verbindung mit einer Mikro–Kanal–Platte und ein Mikro–Kanal–Platten (Micro–Channel–Plate MCP) Detektor vorgestellt. Bei dem CCD–Detektor wurde schon nach kurzen Hintergrundmessungen klar, dass dieser nicht für ein Photon–Regenerations–Experiment geeignet ist. Der MCP–Detektor hat sich allerdings als durchaus brauchbar erwiesen und wird deshalb wie in Kapitel 7 näher beschrieben, weiter optimiert.

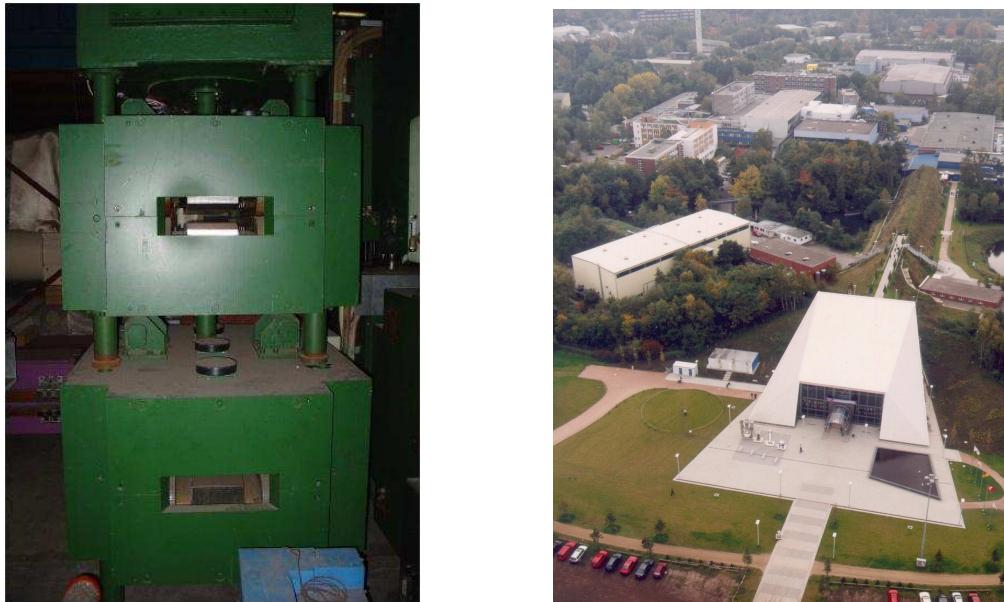


Abbildung 5.5: Links: Bild des Magneten der für das APFEL–Experiment benutzt werden wird. Er hat eine Länge von 6 m und eine Magnetfeldstärke von 2.24 T. Rechts: VUV–FEL-Halle am DESY in Hamburg (Ringwald, 2006a).

Tabelle 5.1: Auflistung der Eigenschaften des VUV–FEL, wie sie 2005 waren und wie sie 2007 auf Grund unterschiedlicher Konfigurationen erwartet werden (Koetz, Ringwald and Tschentscher, 2006).

		2005	2007
Bunch Trennung	[ns]	1000	1000
Bunches pro Zug		30	800
Wiederholrate	[1/s]	5	10
Wellenlänge	[nm]	32	32
Photonenenergie	[eV]	38.7	38.7
Energie pro Puls	[μ J]	10	50
Photonen pro Puls		1.6×10^{12}	8.1×10^{12}
Durchschnittlicher Fluß	[1/s]	2.4×10^{14}	6.5×10^{16}

Tabelle 5.2: Die experimentellen Parameter der zukünftigen Photonen–Regenerations–Experimente: APFEL, ALPS, The Biréfringence Magnétique du Vide (BMV), Laser Induced Periodic Surface Structures (LIPSS), Optical Search for QED vacuum magnetic birefringence, Axions and photon Regeneration (OSQAR) und PVLAS. Zu entnehmen sind das jeweilige Magnetfeld B_i und seine Länge l_i (bei der Produktion ist $i = 1$ und bei der Regeneration $i = 2$) und die entsprechende Umwandlungswahrscheinlichkeit $P_{\gamma\phi\gamma}$ mit $g \sim 2 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1}$ in der PVLAS bevorzugten Region (Ringwald, 2006a).

Name	Labor	Laser	Magnete	$P_{\gamma\phi\gamma}$ für $g \sim 2 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1}$
APFEL	DESY/D	$\lambda = 32 \text{ nm}$ $\omega = 38.7 \text{ eV}$	$B_1 = B_2 = 2.24 \text{ T}$ $l_1 = l_2 = 6 \text{ m}$	$\sim 10^{-19.5}$
ALPS	DESY/D	$\lambda = 1064 \text{ nm}$ $\omega = 1,17 \text{ eV}$	$B_1 = B_2 = 5 \text{ T}$ $l_1 = l_2 = 4.21 \text{ m}$	$\sim 10^{-19}$
BMV	LULI/F	$\lambda = 1053 \text{ nm}$ $\omega = 1.18 \text{ eV}$	$B_1 = B_2 = 11 \text{ T}$ $l_1 = l_2 = 0.25 \text{ m}$	$\sim 10^{-21}$
LIPSS	Jlab/USA	$\lambda = 900 \text{ nm}$ $\omega = 1.38 \text{ eV}$	$B_1 = B_2 = 1.7 \text{ T}$ $l_1 = l_2 = 1 \text{ m}$	$\sim 10^{-23.5}$
PVLAS	Legnaro/I	$\lambda = 1064 \text{ nm}$ $\omega = 1,17 \text{ eV}$	$B_1 = 5 \text{ T}$ $l_1 = 1 \text{ m}$ $B_2 = 2,2 \text{ T}$ $l_2 = 0.5 \text{ m}$	$\sim 10^{-23}$
OSQAR	CERN/Ch	$\lambda = 1064 \text{ nm}$ $\omega = 1,17 \text{ eV}$	$B_1 = B_2 = 11 \text{ T}$ $l_1 = l_2 = 7 \text{ m}$	$\sim 10^{-17}$

Kapitel 6

CCD Kamera

Da die Zeit bis zum Start des Versuches zu Anfang als sehr kurz gedacht wurde, beschränkte sich die Suche nach einem Detektor vorerst auf kommerziell erhältliche Detektoren. Somit wurde zuerst die CCD Kamera DICAM PRO von der Firma PCO.imaging getestet.



Abbildung 6.1: Originalbild der DICAM PRO CCD Kamera (*DICAM PRO Bedienungsanleitung*, 2006).

6.1 Aufbau und Funktion der DICAM PRO

Wie im schematischen Aufbau in Abbildung 6.3 zu sehen ist, befindet sich direkt hinter dem Objektiv ein Bildverstärker, dann eine Doppeloptik und danach treffen die Lichtimpulse auf das Charge Coupled Device (CCD) bevor sie zum Computer weiter geleitet werden. An der CCD ist ein CCD-Kühlkopf angebracht, der die CCD auf -12°C herunterkühlt (*DICAM PRO Bedienungsanleitung*, 2006).

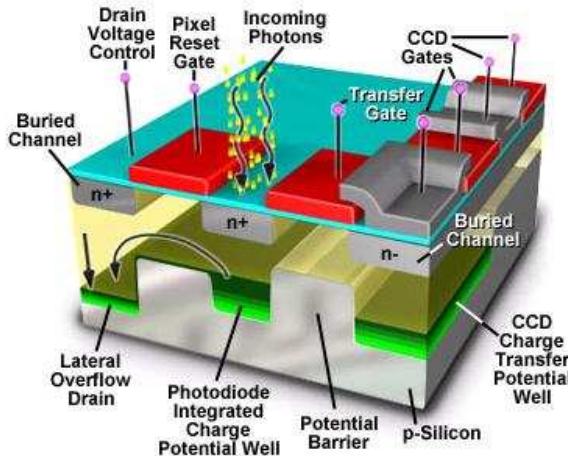


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau eines Charge Coupled Device (CCD) (*Homepage Molecular Expressions*, 2007).

6.1.1 CCD-Aufbau

Das CCD besteht aus einer rechteckigen Fläche aus dem Halbleitermaterial Silizium, auf dessen Oberfläche tausende kleiner Photodioden als Sensor-Elemente (Pixel=Picture Element) in einem regelmäßigen Muster in Reihen und Spalten angeordnet sind. Jedes einzelne Pixel kann, innerhalb eines bestimmten Wellenlängenbereichs Photonen auffangen, sie durch den Photoelektrischen Effekt in eine elektrische Ladung wandeln und speichern. Treffen Photonen auf die Pixel, werden Elektronen ausgelöst. Dabei entstehen je nach Objekthelligkeit unterschiedlich große Ladungsmengen in den einzelnen Pixeln. Die so genannten Leitungselektronen werden in einem Pixel gespeichert, bevor die ganze Pixelmatrix Reihe für Reihe ausgelesen wird. Die ausgelesenen Elektronen bedeuten eine Folge von Stromimpulsen und werden am Computer wieder als Bild zusammengefasst. Der schematische Aufbau eines CCD mit allen Komponenten ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

6.1.2 Bildverstärkung in der Kamera

In der DICAM-PRO ist ein MCP¹-Bildverstärker eingebaut. Die Abbildung 6.4 zeigt die prinzipielle Wirkungsweise von MCP-Bildverstärkern. Das von dem Objekt durch die Abbildungsoptik kommende Licht löst auf der Photokathode Photoelektronen aus. Diese treffen auf die MCP², in der sie durch Sekundärelektronenvervielfachung vermehrt werden. Schließlich werden sie auf einen Phosphorschirm hin beschleunigt und regen diesen zum Leuchten an.

¹Micro-Channal-Plate (Mikrokanalplatte)

²für eine genauere Erklärung über den Aufbau und Funktionsweise einer MCP siehe Abschnitt 7.1.1.

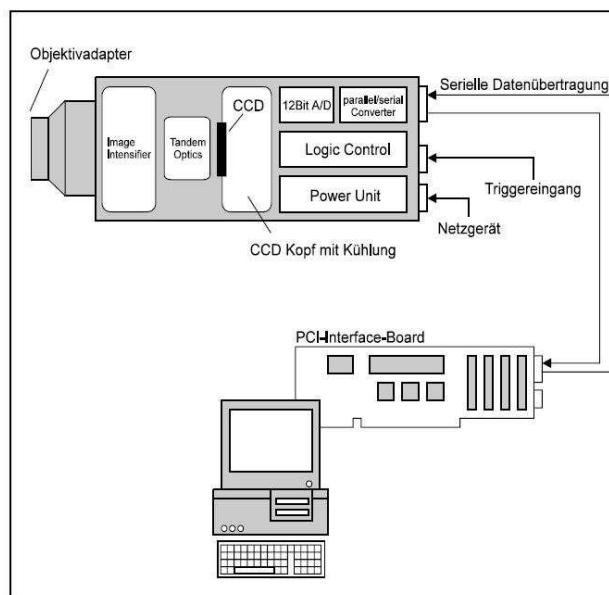


Abbildung 6.3: Blockschaltbild und interner Datenfluss der DICAM PRO CCD Kamera (DICAM PRO Bedienungsanleitung, 2006).

- **Photokathode**

Die Photokathode besteht aus einer dünnen Schicht Silizium, das eine niedrige Austrittsarbeit für Elektronen und eine hohe Quanteneffizienz hat. Bei Silizium liegt diese bei bis zu 10%. Je nachdem, wie die Spannung an der Photokathode gewählt wird, werden die Elektronen zur MCP hin beschleunigt (neg. Spannung) oder nicht (pos. Spannung). Somit dient der Bildverstärker auch als elektrischer Verschluss.

- **Phosphorschirm**

Von der MCP kommende Elektronen werden mit einer Spannung von einigen Kilovolt auf den Phosphorschirm beschleunigt und regen diesen zum Leuchten an. Die Energieausbeute spielt bei der Wahl des geeigneten Leuchtschirms eine entscheidende Rolle. Auch die Nachleuchtdauer ist entscheidend, diese kann je nach verwendeten Phosphor von wenigen Nanosekunden bis zu einigen Sekunden variieren. Daher muss der verwendete Phosphor und seine entsprechende Nachleuchtdauer auf die jeweiligen Ansprüche abgestimmt sein, z.B. werden im Betriebsmodus "Double Trigger" (Abb. 6.5) zwei Belichtungen kurz nacheinander durchgeführt. Dabei ist die Phosphornachleuchtdauer von entscheidender Rolle und es sollte daher ein "schneller Phosphor" gewählt werden.

Die gesamte Bildverstärkung, Photokathode, MCP und Phosphorschirm ist in Glas eingeschweißt und befindet sich im Hochvakuum. Dadurch werden Wechselwirkungen der Elektronen mit den Gasatomen vermieden, was ein Ionenfeedback zur Folge hätte und zu einem instabilen Verhalten führen würde.

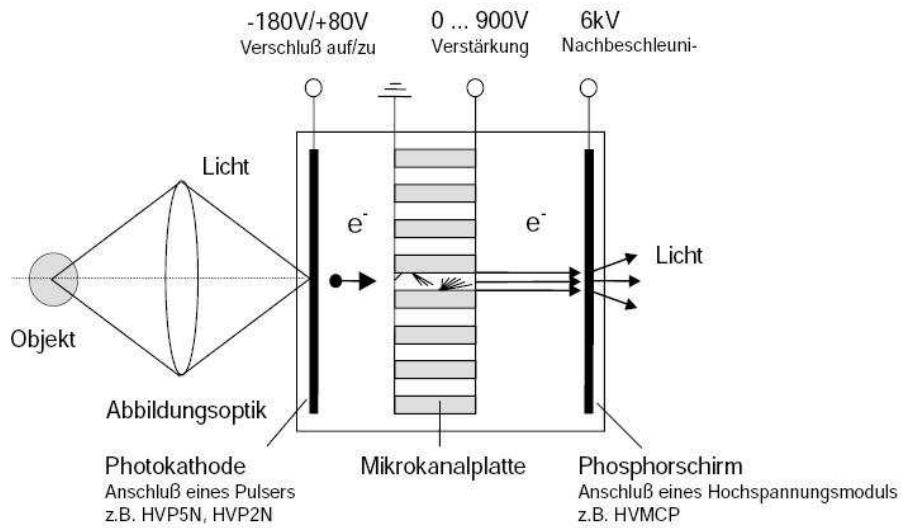


Abbildung 6.4: Prinzipielle Wirkungsweise eines MCP–Bildverstärkers, wie er in der DICAM–PRO CCD–Kamera eingebaut ist (*DICAM PRO Bedienungsanleitung*, 2006).

6.2 Quellen für den Detektorhintergrund

Es gibt verschiedene Quellen für Hintergrundstrahlungen, die den Detektorhintergrund negativ beeinflussen. So ist als erster Punkt der externe Hintergrund zu nennen. Er setzt sich vor allem aus kosmischer Höhenstrahlung, hochenergetischer Strahlung wie Gammas und Myonen, die Sekundärprodukte im Detektor produzieren, zusammen. Das Edelgas Radon ist eine weitere Quelle für den externen Hintergrund. Es ist die stärkste, in der Luft befindliche, radioaktive Quelle. Es kommt in Gebäuden und Laboren durchschnittlich mit einer Konzentration von ca. 40 Bq/m^3 vor (Heusser, 1995). Als Zweites spielt der interne Hintergrund eine entscheidende Rolle, wie in Abschnitt 7.3 deutlich veranschaulicht wird. So ist eine MCP in dem Detektor z.B. aus herkömmlichen Glas gebaut. Glas enthält Kalium, das zu 0.012% aus Kalium 40, einem β^- -Strahler mit einer Emissionsenergie von 1.311 MeV und einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 1.277 \times 10^9 \text{ a}$, besteht. Auch die Photokathoden bestehen aus Materialien mit natürlicher Radioaktivität. Die dritte und letzte mögliche Quelle, die einen negativen Einfluss auf die Hintergrundzählrate des Detektors hat, ist das Rauschen des Detektors selbst. Dieses wird durch die elektronischen Bauteile des Detektors verursacht.

Um eine Aussage darüber zu erhalten, ob die DICAM PRO CCD–Kamera für ein Photon–Regenerations–Experiment geeignet ist, wurde die Hintergrundzählrate der Kamera am Institut für Kernphysik in Darmstadt, vermessen. Die Messdurchführung und die Ergebnisse werden in den nächsten zwei Abschnitten beschrieben.

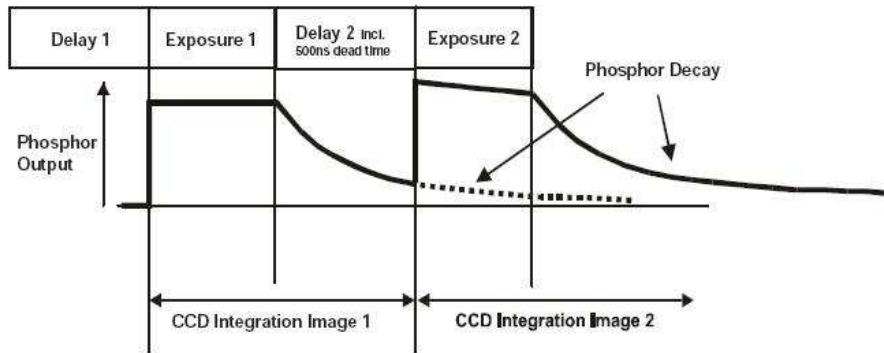


Abbildung 6.5: Phosphor–Nachleuchten bei einer Doppelbelichtung (*DICAM PRO Bedienungsanleitung*, 2006).

6.3 Messungen

Für die Messung wurde die Kamera in eine Dunkelkammer gestellt, alle von der Kamera ausgehenden Lichtquellen wurden abgeklebt, um die Messungen nicht zu beeinflussen. Gemessen wurde jeweils der Dunkelstrom bei verschiedenen Belichtungszeiten und Verstärkungen. Die Verstärkung wurde auf 10%, 50% und 99% eingestellt. Bei einer Verstärkung von 10% wurde die Belichtungszeit 1 ms, 10 ms, 100 ms und 1 s gewählt. Bei den Verstärkungen 50% und 99% wurden insgesamt 18 verschiedene Belichtungszeiten gewählt, die Kürzeste lag bei 10 ns und die Längste dauerte 5 s.

6.4 Ergebnisse

Der Dunkelstrom, der in den Graphiken 6.6 und 6.7 dargestellt ist, hat die Einheit ADU (Analog Digital Unit). Ein ADU entspricht einem Dunkelstrom von 5 Elektronen pro Sekunde. Der Durchschnittswert des Dunkelstroms beträgt 87 ± 2.2 ADU das entspricht 435 ± 10.4 cts/s, damit ist es nicht möglich einzelne Photonen zu messen, da einzelne Ereignisse nicht vom Hintergrund zu unterscheiden sind. Daher ist ein solcher CCD–Detektor in Verbindung mit einer MCP für ein Photonen–Regenerations–Experiment nicht geeignet. Danach werden reine MCP–Detektoren untersucht, diese sind auf Grund ihres deutlich geringeren Rauschens und einer höheren Quanteneffizienz besser für Einzelzählungen geeignet.

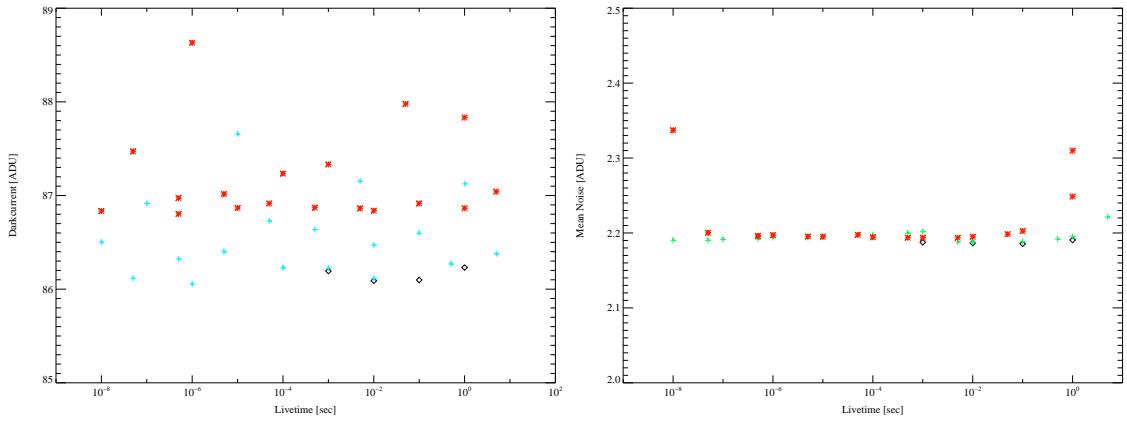


Abbildung 6.6: Links: Der Dunkelstrom der DICAM PRO über die Belichtungszeit aufgetragen, bei verschiedenen Verstärkungen. Je höher die Verstärkung eingestellt war, desto größer ist der Dunkelstrom. (Verstärkung von 10%: schwarze Rauten; Verstärkung von 50%: blaue Kreuze; Verstärkung von 99%: rote Sterne) Rechts: Der durchschnittliche Fehler der Dunkelstrommessung über die Belichtungszeit aufgetragen, bei verschiedenen Verstärkungen.

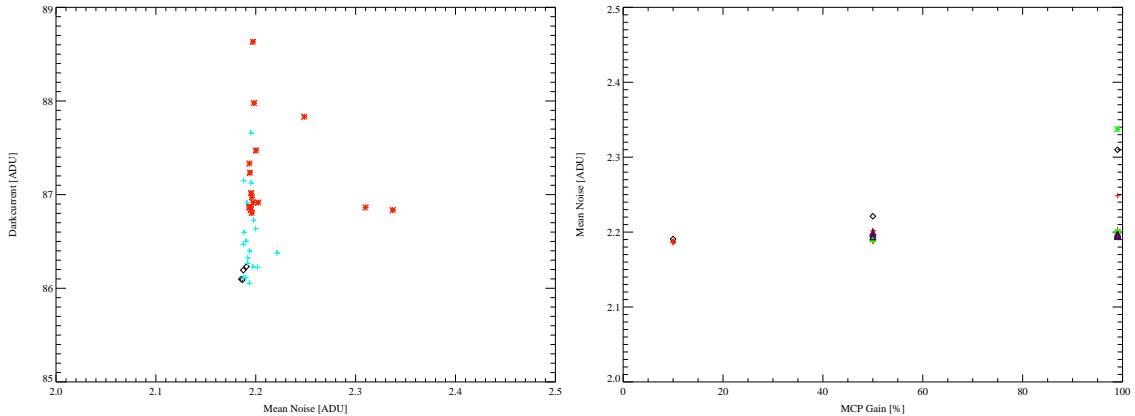


Abbildung 6.7: Links ist der Dunkelstrom über seinem durchschnittlichen Fehler (Mittelwert aller Pixel über gesamte Fläche gemittelt) aufgetragen. Die unterschiedlichen Verstärkungen sind markiert (Verstärkung von 10%: schwarze Rauten; Verstärkung von 50%: blaue Kreuze; Verstärkung von 99%: rote Sterne). Rechts ist der Fehler über die Verstärkung aufgetragen und die Belichtungszeiten markiert (Sekundenbereich: schwarze Rauten; Millisekundenbereich: rote Kreuze; Mikrosekundenbereich: lila Dreiecke; Nanosekundenbereich: grüne Sterne). In beiden Graphiken ist zu sehen, dass der Fehler des Dunkelstroms durchschnittlich bei 2.2 ADU liegt und bei höherer Verstärkung größer wird. Die Belichtungszeit hat keinen wesentlichen Einfluss.

Kapitel 7

ORFEUS–Detektor

Bei dem Vergleich der Ansprechwahrscheinlichkeiten und des Hintergrundrauschens dreier verschiedener Detektoren, nämlich Micro–Channel–Plates, Elektronen Vervielfacher und Charge Coupled Devices hat sich gezeigt, dass generell eine MCP für ein Photonen–Regenerations–Experiment bei einer Wellenlänge von 32 nm am besten geeignet ist. Auch gehören die Quanteneffizienzen der MCP's im Vergleich zu anderen Detektortypen bei einer Wellenlänge von 32 nm, wie in Abbildung 7.1 dargestellt ist, zu den Besten, u.a. auch wenn die Kosten für eine Neuentwicklung eines z.B. CCD–Detektors mit berücksichtigt würden. Deshalb haben wir uns anschließend nur noch auf MCP's konzentriert.

7.1 MCP-Detektoren

MCP's sind photonenzählende, ortsauflösende Bilddetektoren. Sie sind in der Lage, einzelne Photonen zu registrieren. Mittels einer geeigneten Anode, die hinter die MCP gebaut werden kann, ist es auch möglich den Auftreffpunkt der Photonen genau zu bestimmen.

7.1.1 MCP Aufbau

Wie in Abbildung 7.2 zu sehen ist, sind MCP's aus einzelnen Platten mit mikroskopisch klein gebündelten Elektronen–Vervielfacherkanälen aus Glas aufgebaut, siehe auch Abbildung 7.3. Die Ober- und Unterseiten der Platten sind mit metallischen Elektroden versehen, an denen eine Spannung von ca. 1000 V anliegt. Die inneren Kanaloberflächen sind halbleitend beschichtet. Der schwache Strom, der durch die Kanaloberfläche fließt, bewirkt ein homogenes, elektrisches Feld in den einzelnen Kanälen. Treffen UV-Photonen auf die Kanaloberfläche, können sie Photoelektronen aus der Oberfläche auslösen. Diese Elektronen werden durch die anliegende Spannung beschleunigt und lösen weitere Elektronen aus der Oberfläche. Dabei entsteht ein lawinenartiger Effekt, der dazu führt, dass eine Elektronenwolke von ca 10^4 Elektronen pro Photon, aus der Rückseite der Platte austritt. Diese Elektronenwolke trifft dann auf eine Anode, im Fall des ORFEUS¹–Detektors auf eine Keil–Streifen Anode, aus deren Verteilung sich der Ladungsschwerpunkt der

¹Orbiting and Retrievable Far and Extreme Ultraviolet Spectrometer

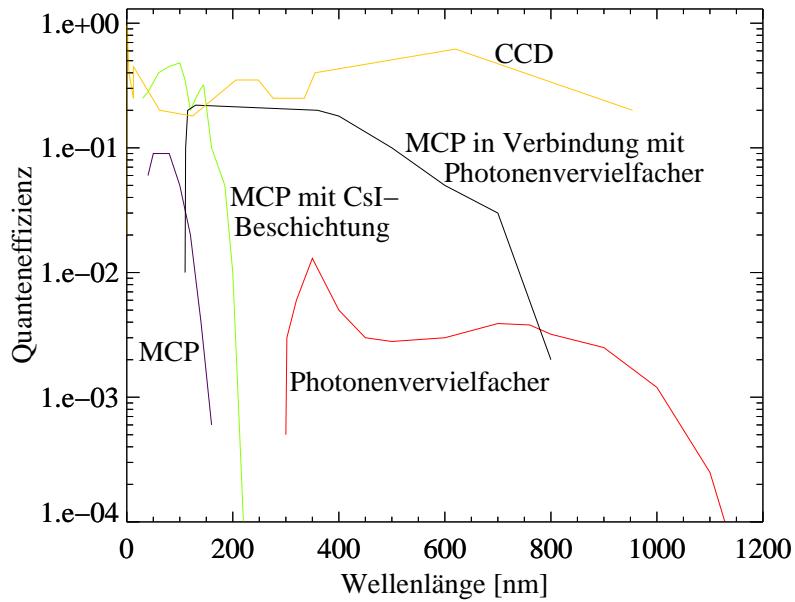


Abbildung 7.1: Die Quanteneffizienzen von 5 verschiedenen Detektortypen über die Wellenlänge aufgetragen.

Elektronenwolke bestimmen lässt. Die MCP's des ORFEUS Detektors sind Sonderanfertigungen der Firma Hamamatsu (Barnstedt, 2006).

Um die Verstärkung auf bis zu 10^7 bis 10^8 Elektronen pro Photon zu erhöhen, werden die drei MCP's in Z-Konfiguration (Abb. 7.2 rechts) hintereinander geschaltet, dabei sind die Kanäle der MCP's um ca 8° – 15° gegen die Oberflächennormale geneigt. Die Z-Konfiguration, oder auch die Wölbung der einzelnen Kanäle, verhindert ein Ionenfeedback. Beim Ionenfeedback werden die von der Elektronenwolke am Ausgang erzeugten Ionen des Restgases durch den Kanal zurück bis zum Eingang beschleunigt, wo sie wieder neue Impulse auslösen können. Das führt zu einem instabilen Verhalten und ist daher unerwünscht. Die drei MCP's sind isoliert voneinander, in einem Abstand von 3 mm montiert. Dadurch kann die Hochspannung einzeln zugeführt werden und auch eine Beschleunigung der Elektronen zwischen den Platten erreicht werden (siehe Abb. 7.6).

Funktionsprinzip der Keil–Streifen–Anode

Hinter der MCP befindet sich die Keil–Streifen Anode², auf welche die aus der MCP austretenden Elektronen auftreffen. Die auftreffenden Ladungen müssen von der Anode durch die Ladungsverhältnisse der registrierten Elektronen, so kodiert werden, dass die Ortskoordinate des auftreffenden Photons bestimmt werden kann. In einem Abstand von 7 mm von der MCP befindet sich die Anode. Zwischen Anode und MCP befindet sich ein sehr homogenes, elektrisches Feld, durch das die Elektronenwolke zur Anode hin beschleunigt wird. Durch den Abstand zwischen Anode und MCP weitet sich die Elek-

²engl. Wedge and Strip Anode WSA

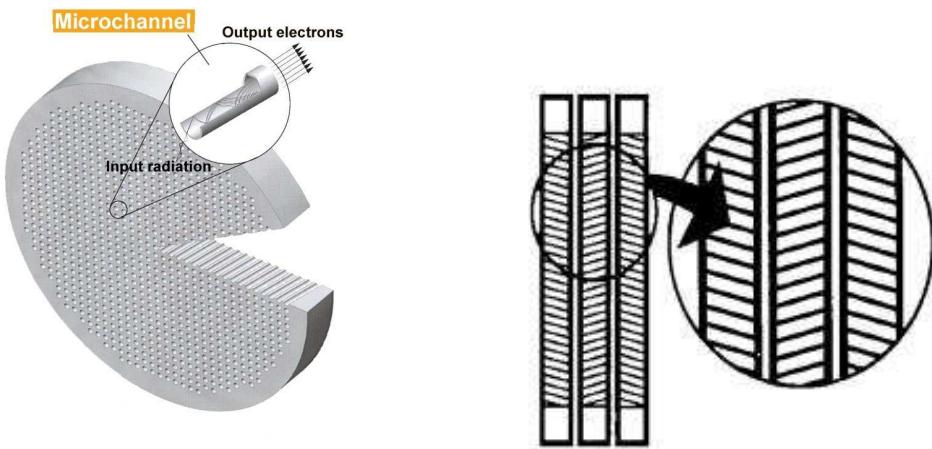


Abbildung 7.2: Links: Die Schematische Darstellung einer Mikro–Kanal–Platte, die aus vielen kleinen Elektronenvervielfacherkanälen besteht. Rechts: Drei hintereinander gebaute MCP's in Z–Konfiguration, diese ermöglicht eine bessere Verstärkung und verhindert den Ionenfeedback (Barnstedt, 2006).

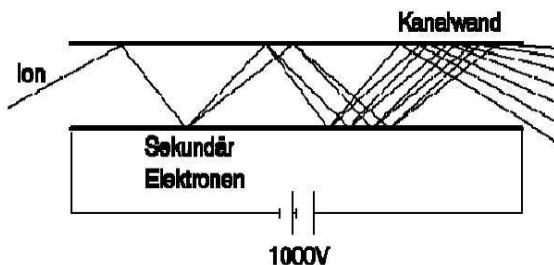


Abbildung 7.3: Ansicht eines einzelnen Kanals eines MCP's. Die ankommenden Photonen oder Ionen lösen Sekundärelektronen aus der Kanalwand, bis am Ende eine Elektronenwolke aus dem Kanal austritt (M. Kuster, priv. comm.).

tronenwolke auf, so dass sie beim Auftreffen einen Durchmesser von einigen Millimetern hat. Die Keil–Streifen–Anode selbst besteht aus einer auf eine Quarzplatte aufgebrachten Goldschicht. In diese ist eine periodische Struktur aus vier verschiedenen, ineinander verschachtelten Elektroden eingeätzt. Von den vier Elektroden sind zwei gegenläufige Keile, die anderen beiden sind komplementäre Rechtecke, deren Gesamthöhe über die Summe konstant ist, deren Höhenverhältnis aber variiert (Abb. 7.4). Durch die Streifen wird die Y–Position und durch die Keile die X–Position kodiert. Je nachdem wo die Elektronenwolke auftrifft, liefern die X– und Y–Komponenten starke oder schwache Impulse. Die x und die y Koordinaten des Auftreffpunktes können dann über folgende Formeln berechnet werden:

$$y = \frac{Y2}{Y1 + Y2} \quad x = \frac{X2}{X1 + X2} \quad (7.1)$$

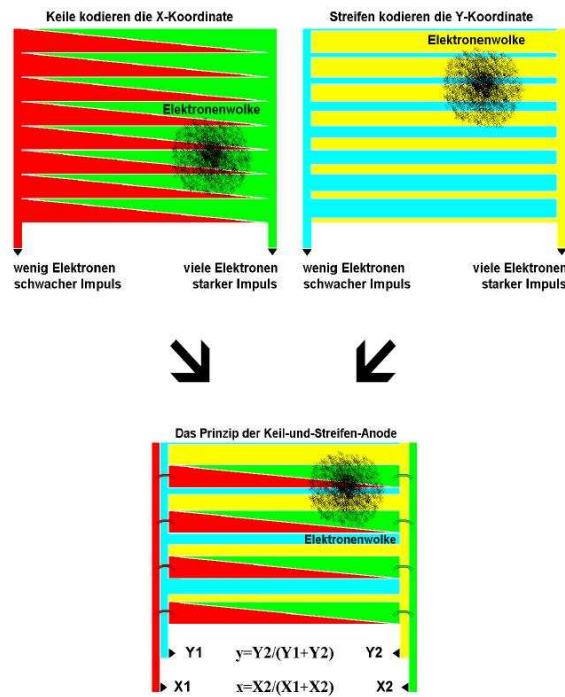


Abbildung 7.4: Prinzip der Keil–Streifen–Anode. Die Ortsverteilung wird aus den Verhältnissen der Ladungen der X_1 , X_2 , Y_1 und Y_2 Koordinaten berechnet (Barnstedt, 2006).

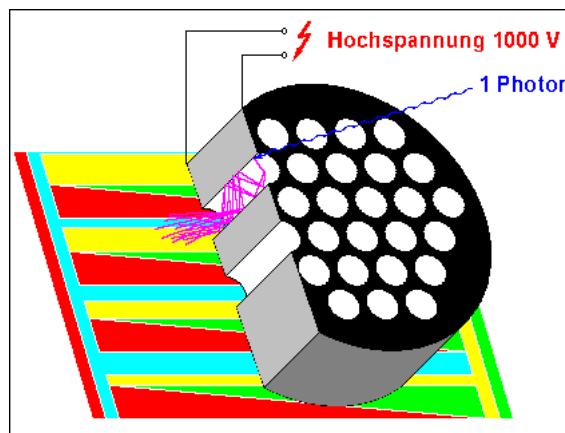


Abbildung 7.5: ORFEUS MCP mit Keil–Streifen–Anode im Hintergrund (Barnstedt, 2006).

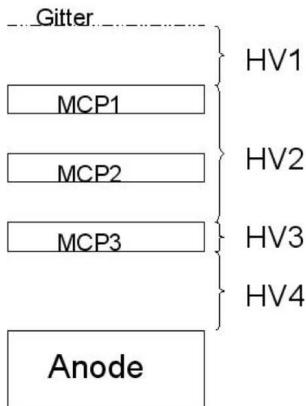


Abbildung 7.6: Hochspannungsversorgung am den einzelnen MCP's im Detektor. Jede Hochspannung kann einzeln angesteuert werden, um eine Beschleunigung der Elektronen zwischen den MCP's zu erreichen.

7.2 Hintergrundmessungen am ORFEUS MCP–Detektor in Tübingen

Um eine genauere Aussage darüber zu erhalten, ob der ORFEUS Detektor dem benötigten geringen Rauschen gerecht wird, wurden mehrere Hintergrundmessungen am MCP–Detektor mit und ohne Bleiabschirmung durchgeführt. An dem Detektor können die einzelnen Hochspannungen variiert werden. Für unsere Messung allerdings wurden sie über die gesamte Zeit konstant gehalten. Die erste Hochspannung zwischen Gitter und MCP wurde auf 500 V und die zweite Hochspannung, die von der ersten MCP bis zur dritten anliegt, bei 3200 V eingestellt. Die Hochspannung drei, die nur die dritte MCP versorgt lag bei 720 V und die Hochspannung 4, die zwischen MCP und Anode anliegt, wurde auf 200 V eingestellt. Der Druck in der Vakuumanlage lag während der Messung mit Bleiummantelung bei Durchschnittlich 5.25×10^{-8} mbar und ohne Bleiummantelung bei 5.4×10^{-8} mbar. Außerdem wurden während der gesamten Messphase noch die Außen-temperatur und die Temperatur im Ladungsverstärker protokolliert. Die Durchschnittliche Außentemperatur lag bei 22.7°C und die durchschnittliche Temperatur im Ladungsverstärker bei 24.9°C . Je nach Tageszeit schwankten diese um etwa 1° um ihren Mittelwert. Jeder einzelne dieser Werte wurde die gesamte Messzeit lang protokolliert und kontrolliert. Der Druck und Temperaturverlauf während dieser Zeit ist in der Graphik 7.21 aufgetragen. Hier ist gut erkennbar, wie der Druck am Anfang zuerst auf den richtigen Wert gebracht wurde. Im weiteren Verlauf korreliert der Druck zum Temperaturverlauf. In Abbildung 7.14 ist die Hintergrundzählrate über die gesamte Messzeit aufgetragen. Die Daten zeigen, dass mit einer Bleiabschirmung der Hintergrund um 21% verringert werden kann. Der erste Teil zeigt die Zählrate ohne Bleiabschirmung, der zweite Teil die Zählrate mit Bleiabschirmung. Die Sprünge entstanden bei den Messpausen als mit der He–Lampe kalibriert wurde.

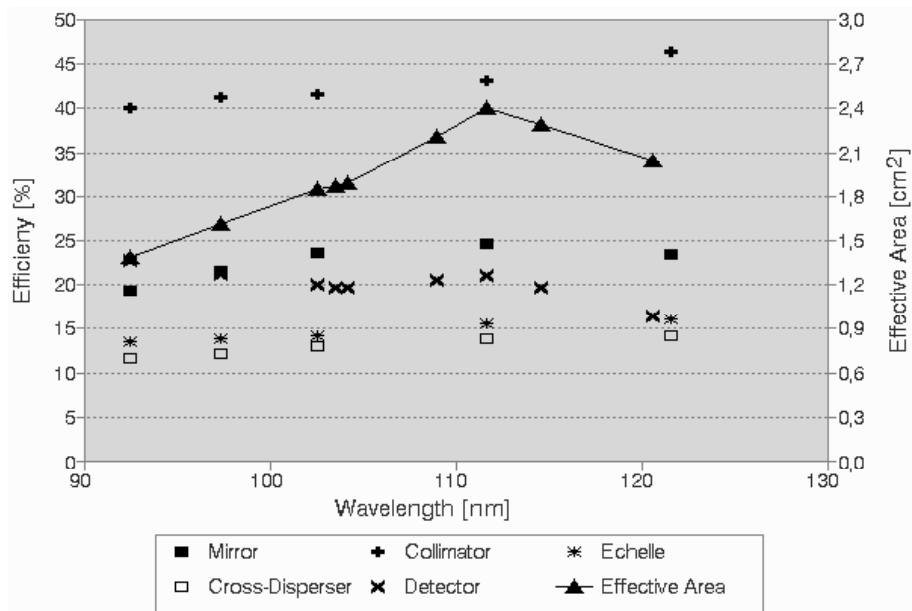


Abbildung 7.7: Effizienzen und effektive Fläche der einzelnen ORFEUS Komponenten (Barnstedt, 2006).

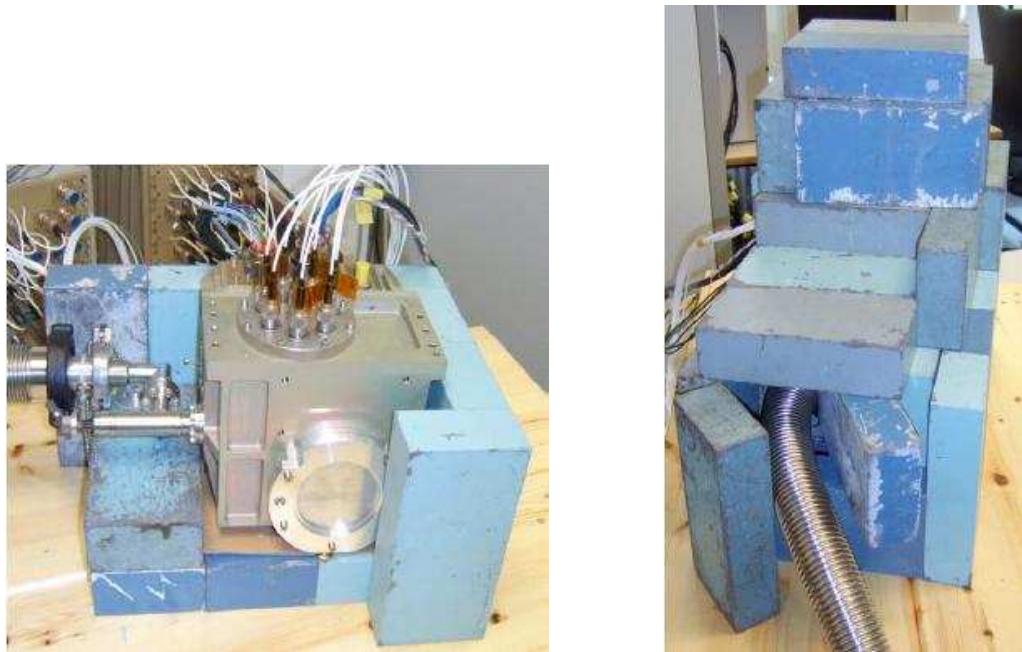


Abbildung 7.8: Rechts: Detektor mit Bleiummantelung und kleiner Öffnung für Vakuumversorgung.

Tabelle 7.1: Jeweilige Mittelwerte des Messprotokolls

	mit Blei	ohne Blei
Messzeit	24 h 23 min	48 h 2 min
Druck [mbar]	5.25×10^{-8}	5.68×10^{-8}
Temperatur 1 [°C]	25	24.9
Temperatur 2 [°C]	23.1	22.5
Zählrate [cts/s]	9.64	12.19
HV1 [V]	499.74	499.76
HV2 [V]	3202	3201
HV3 [V]	719.2	719.2
HV4 [V]	200	200

- **Hintergrundmessungen ohne Bleiabschirmung**

Zuerst wurden die Hintergrundmessungen am MCP-Detektor ohne Bleiabschirmung durchgeführt. Dafür wurde eine Blende vor der Öffnung des Detektors befestigt. Der Detektor wurde für ca. eineinhalb Tage betrieben.

- **Hintergrundmessungen mit Bleiabschirmung**

Nach der ersten Messung ohne Bleiabschirmung wurde der Detektor auf eine Messung mit Bleiabschirmung vorbereitet. Dazu wurde der Detektor bis auf kleine Öffnungen (siehe Abb. 7.8) für die Vakuumversorgung, vollständig mit Blei ummantelt. Diese bestand aus einzelnen Bleiklötzten mit einer Dicke von 5 cm. Wegen seiner hohen Ordnungszahl von 82 eignet sich Blei sehr gut da es die Photonen und niederenergetische Gammastrahlung sehr effizient absorbiert.

7.2.1 Ergebnisse

Die Hintergrundmessungen ohne Bleiabschirmung ergaben eine durchschnittliche Zählrate von 12.19 ± 0.63 cts/s was bei einer MCP-Detektorfläche von 16 cm^2 zu einer durchschnittlichen Zählrate von $0.76 \pm 3.9 \times 10^{-2}$ cts/s/cm² führt. Bei den Messungen mit Bleiabschirmung erhielten wir eine durchschnittliche Zählrate von 9.64 ± 0.60 cts/s, dies entspricht $0.60 \pm 3.7 \times 10^{-2}$ cts/s/cm². Die Zählrate ist nicht über die gesamte Detektoroberfläche homogen verteilt (Abbildungen 7.10 und 7.12). Wie in den Abbildungen 7.11 ohne Bleiabschirmung und 7.13 mit Bleiabschirmung zu sehen ist gibt es Stellen auf der MCP, bei denen mehr Events pro Sekunde gemessen werden. Für die Detektion gilt es die Stelle zu bestimmen, an der der geringste Hintergrund detektiert wird. Um festzustellen ob und wie gedreht/gespiegelt die Elektronik und der Computer die Verstärkungsbilder ausgibt, kann eine Testmessung mit einer Blende, auf der das AIT-Logo eingestochen ist, durchgeführt werden (Abb.7.9).

Für den Detektor ist eine Hintergrundzählrate von 6.4×10^{-3} cts/s/cm² erwünscht. Dies bedeutet, dass nur durch eine Bleiabschirmung die geforderte Hintergrundzählrate für

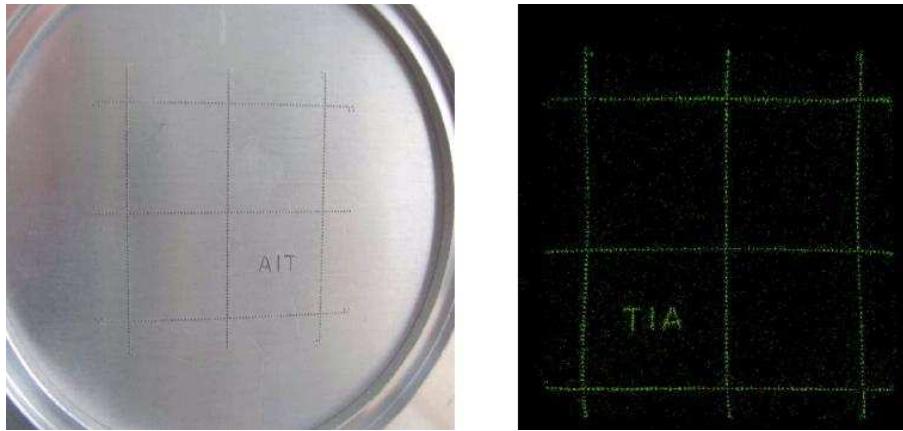


Abbildung 7.9: Die Blende mit dem eingestochenen AIT–Logo wird zur Ortsbestimmung benutzt. Anhand der Einstechrichtung und der Richtung, wie die Intensitätsverteilung am Computer dargestellt wird, lässt sich bestimmen, an welche Stelle der MCP der Ort des geringsten Hintergrundes ist wo also der Laserstrahl auftreffen sollte.

das Photonen–Regenerations–Experiment nicht erreicht werden kann. Deshalb müssen weitere Optimierungen des Detektors, wie eine genaue Laserstrahljustierung und Ortsauflösung, durchgeführt werden. Mögliche Verbesserungen des ORFEUS MCP–Detektors werden im nächsten Abschnitt erläutert.

7.3 Verbesserung des MCP–Detektors

Um den Hintergrund der MCP so weit wie möglich zu unterdrücken, wurden einige Verbesserungen vorgenommen. Durch die Bleummantelung nahm die Hintergrundzählrate von $0.76 \pm 3.9 \times 10^{-2}$ cts/s/cm² um etwa 0.16 cts/s/cm² auf $0.60 \pm 3.7 \times 10^{-2}$ cts/s/cm² ab, was aber immer noch nicht befriedigend ist für einen Detektor, der für Photonen–Regenerations–Experimente genutzt werden soll. Daher müssen weitere Überlegungen vorgenommen werden, wie sich die Hintergrundzählrate weiter erniedrigen lässt.

Im originalen MCP–Detektor besteht die MCP aus herkömmlichen Glas, wie es für einen MCP gängig ist. In Glas ist aber ein erheblicher Anteil an ⁴⁰K enthalten, was die Zählrate durch interne Quellen unnötig ansteigen lässt. Daher haben wir von der Firma Burle eine Probe kaliumarmen Glases bekommen, das rauschärmer sein soll als kommerzielles und eine Quanteneffizienz $> 20\%$ hat.

Um herauszufinden, welche Bauteile im Detektor aktiv sind und somit negativ zur Hintergrundzählrate beitragen, wurden sämtliche im Detektor verwendeten Bauteile und die kaliumarme Glasprobe im Reinraum gereinigt (Reinigungsprozedur siehe Anhang) und im Juni ins Untergrundlabor nach Gran Sasso geschickt. Leider liegen bis zur Fertigstellung dieser Arbeit noch keine Ergebnisse vor und wir können keine Aussage darüber treffen, welche Bauteile für den Detektor geeignet sind, und um wie viel sich die Hintergrundzählrate weiter verringern lassen würde.

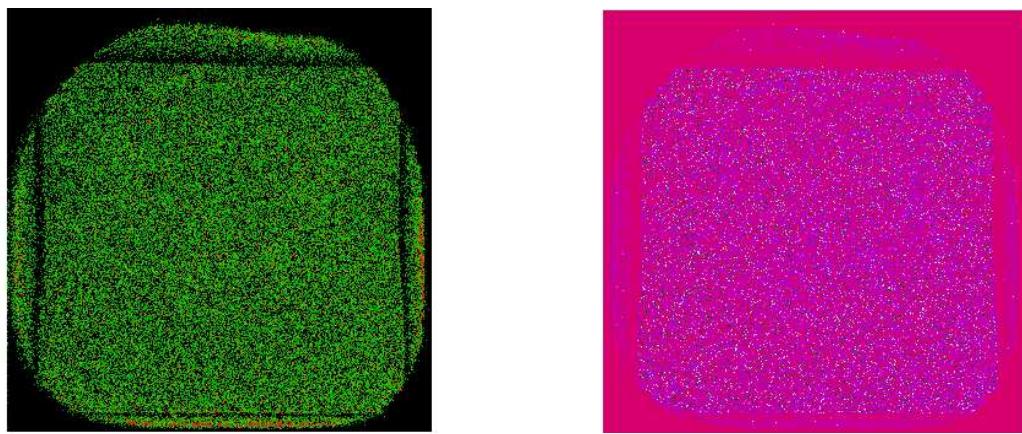


Abbildung 7.10: Rechts: Intensitätsbild des gesamten Hintergrundes mit dem dazugehörigen Verstärkungsbild des Detektors links.

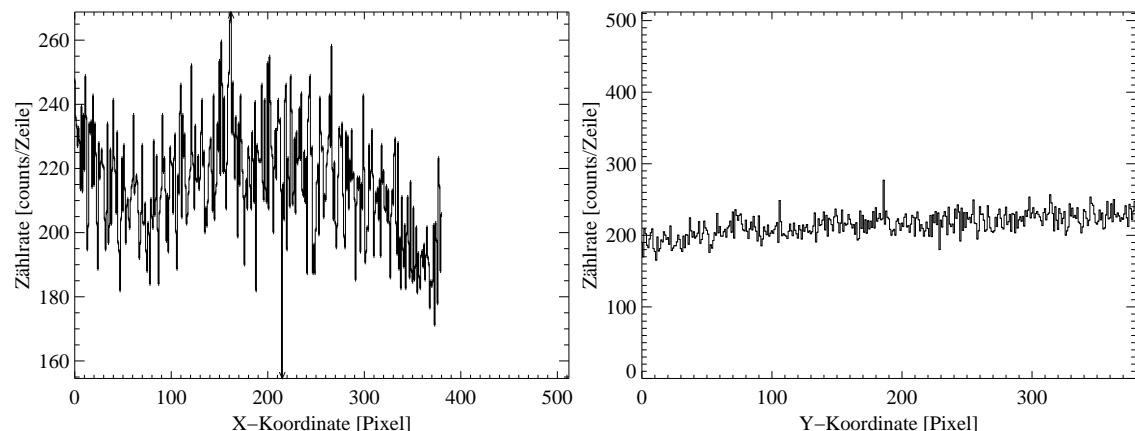


Abbildung 7.11: Rechts: Projektion des Intensitätsbildes des Hintergrundes; links in die x – und rechts in die y –Richtung.

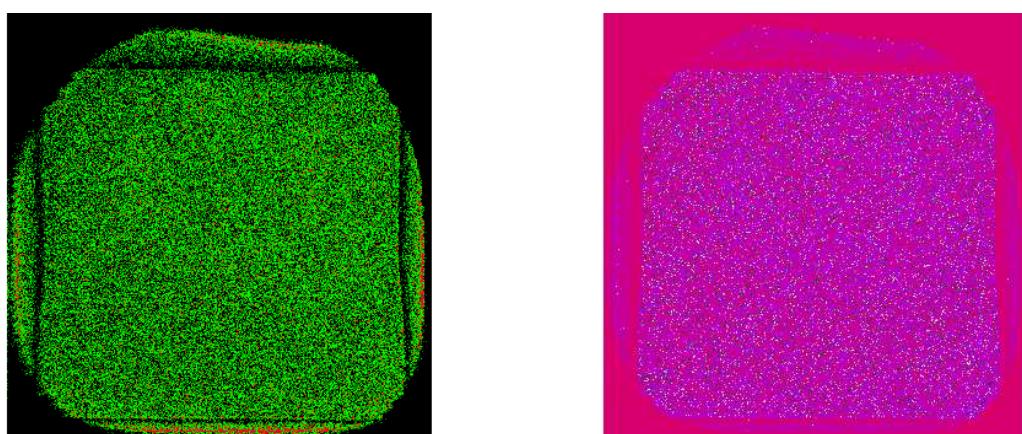


Abbildung 7.12: Intensitätsbild des gesamten Hintergrundes mit Bleiabschirmung und links das dazugehörige Verstärkungsbild des Detektors.

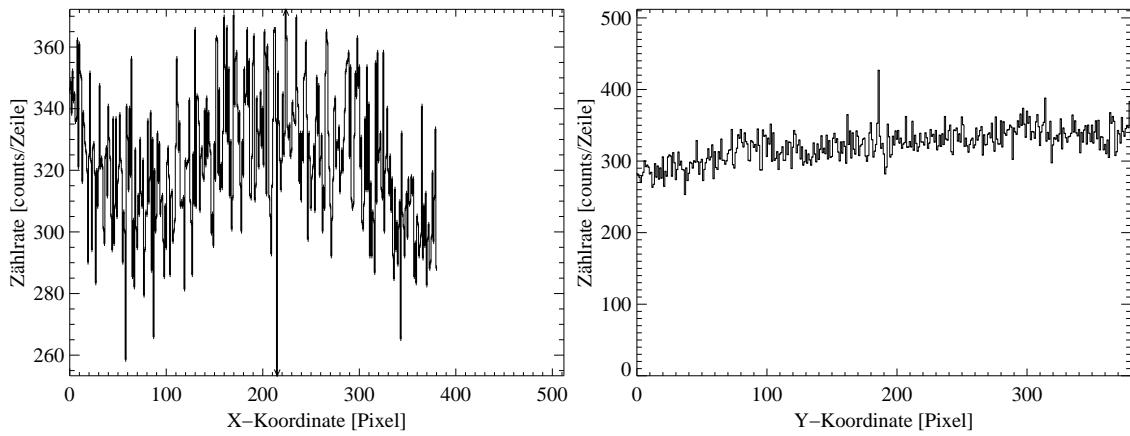


Abbildung 7.13: Projektion des Intensitätsbildes des Hintergrundes mit Bleiabschirmung; links in die x – und rechts in die y –Richtung.

Eine weitere Überlegung, wie die Hintergrundzählrate vermindert werden könnte, wäre das Weglassen der Kaliumbromid–Photokathode. Die Photokathode hat in etwa die gleiche Größe wie die MCP, nämlich 16 cm^2 und eine Dicke von etwa $20 \mu\text{m}$, was einem Volumen von $32 \times 10^{-9} \text{ m}^3$ entspricht. Bei einer Dichte von $\rho = 2750 \text{ kg/m}^3$ von Kaliumbromid hat die Photokathode eine Masse von 0.088 g ; davon fallen etwa $1/3$ auf Kalium. Dies entspricht einer Anzahl von 4.62×10^{20} Kaliumatomen. Kalium besteht zu 0.012% aus ^{40}K was einer Anzahl von 5.5×10^{16} Atomen entspricht. ^{40}K hat eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 1.211 \times 10^9 \text{ a}$, was zu einer Zerfallskonstante von $\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = 1.68 \times 10^{-17} \text{ 1/s}$ führt. In dem Fall der Kaliumbromidkathode entspricht dies einer Aktivität von $A = 0.94 \text{ Bq}$. ^{40}K ist ein β^- –Strahler, die Ansprechwahrscheinlichkeit einer MCP ist für β^- –Strahlen gleich eins, somit würde jedes einzelne Elektron, das die MCP trifft, detektiert werden. Angenommen, nur die Hälfte der Elektronen strahlen in Richtung der MCP ab, so ergibt dies immer noch eine Zählrate von 0.47 cts/s und 0.029 cts/s/cm^2 . Damit liegt allein nach dieser Abschätzung die Hintergrundzählrate, die durch die Photokathode verursacht wird über dem für den Detektor angestrebten Limit von $6.4 \times 10^{-3} \text{ cts/s/cm}^2$. Möglichkeiten diese Strahlung zu umgehen, wären die Photokathode so dünn wie möglich zu machen oder sie komplett wegzulassen. Die Photokathode wegzulassen wäre kein Problem, da die erwarteten Photonen so energiereich sind, dass sie auch ohne Photokathode registriert werden würden.

Wie im Zeitdiagramm der Einzelpulse in Abbildung 5.3 zu sehen ist, sendet der Laser alle 100 ms einen Zug mit 800 Laserimpulsen aus. Zwischen den einzelnen Impulsen ist eine Pause von $1 \mu\text{s}$. Das Verhältnis zwischen der An– und Auszeit des Lasers während eines einzelnen Zuges ist 25% , das von Zug zu Auszeit während einer gesamten Wiederholungsrate wäre $1,01\%$. Das tatsächliche Verhältnis, wenn also nur jeder einzelne Bunch als Anzeit genommen wird und die Pausen zwischen den Bunches und die Wiederholrate als Auszeit, ist 0.2% . Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors liegt im Nanosekundenbereich. Wenn realisiert werden könnte, dass der Detektor nur während der 250 ns , in denen tatsächlich der Laserstrahl den Detektor trifft, detektiert, könnte damit der Hin-

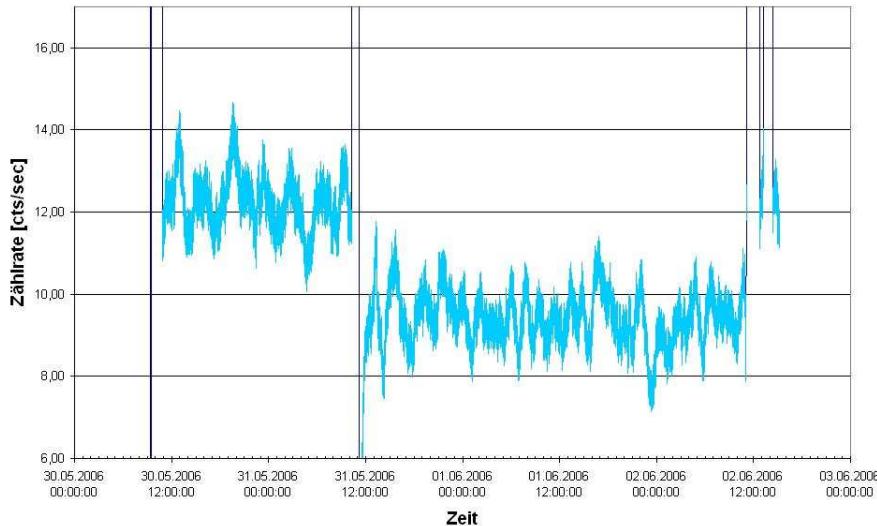


Abbildung 7.14: Hintergrundzählrate über die gesamte Messzeit. Die Daten zeigen, dass mit einer Bleiabschirmung der Hintergrund um einen Faktor von ca. 2.5 cts/s verringert werden kann. Der erste Teil zeigt die Zählrate ohne Bleiabschirmung, der zweite Teil die Zählrate mit Bleiabschirmung. Die Sprünge entstanden bei den Messpausen als mit der He–Lampe kalibriert wurde.

tergrund auf $0.0012 \text{ cts/s/cm}^2$ verbessert werden.

Der Laserstrahl selbst hat einen Durchmesser von 2 cm (priv. comm. A. Ringwald), was einer Fläche von 3.14 cm^2 entspricht. Wird also die Ortsauflösung des Detektor genau dem Laserstrahl angepasst und würde nur diese effektive Fläche benutzt werden, würde das eine effektive Hintergrundzählrate von $3.8 \times 10^{-3} \text{ cts/s}$ ergeben und dieser optimierte Detektor wäre für ein Photonen–Regenerations–Experiment geeignet.

7.4 Aufbau des MCP–Detektors

Zur Zeit wird versucht den ORFEUS–MCP–Detektor am Institut für Kernphysik (IKP), Darmstadt, aufzubauen. Bisher hat sich Frank Schröder schon erfolgreich um die Vakuumbeschaffung gekümmert, so dass ein Druck von 10^{-7} mbar erreicht werden kann. Auch die sogenannte Interfacebox, die den Detektor und die Hochspannung steuert, wird zur Zeit in der hauseigenen Elektronikwerkstatt des IKP's nachgebaut. Sobald die Ergebnisse über die Eigenaktivitäten der Glasproben vorliegen, kann mit den geeigneten Glasteilen der Detektor aufgebaut werden.

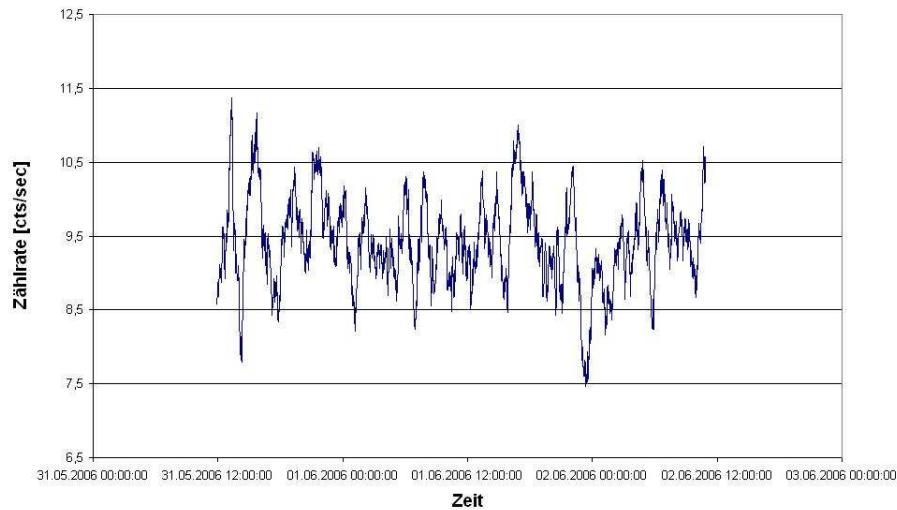


Abbildung 7.15: Hintergrundzählrate über die gesamte Messzeit mit Bleiabschirmung. Die durchschnittliche Zählrate liegt bei 9.64 ± 0.60 cts/s.

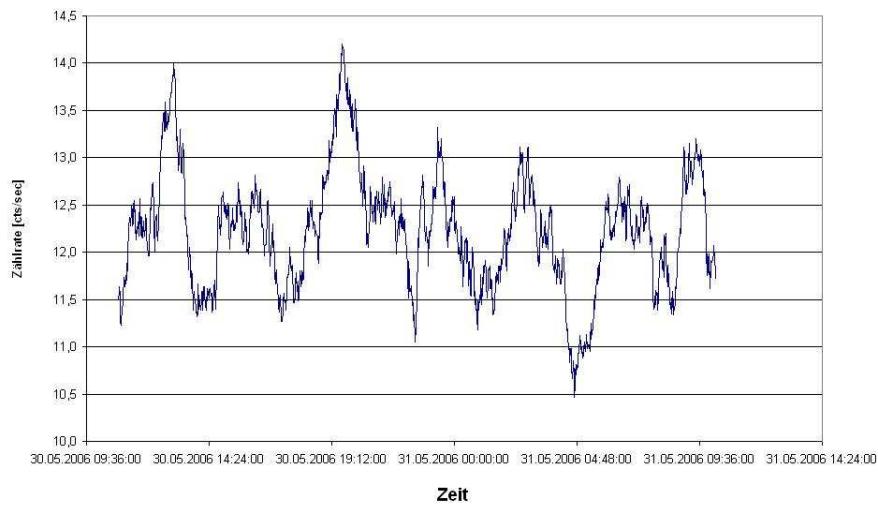


Abbildung 7.16: Hintergrundzählrate über die gesamte Messzeit ohne Bleiabschirmung. Die durchschnittliche Zählrate liegt bei 12.19 ± 0.63 cts/s.

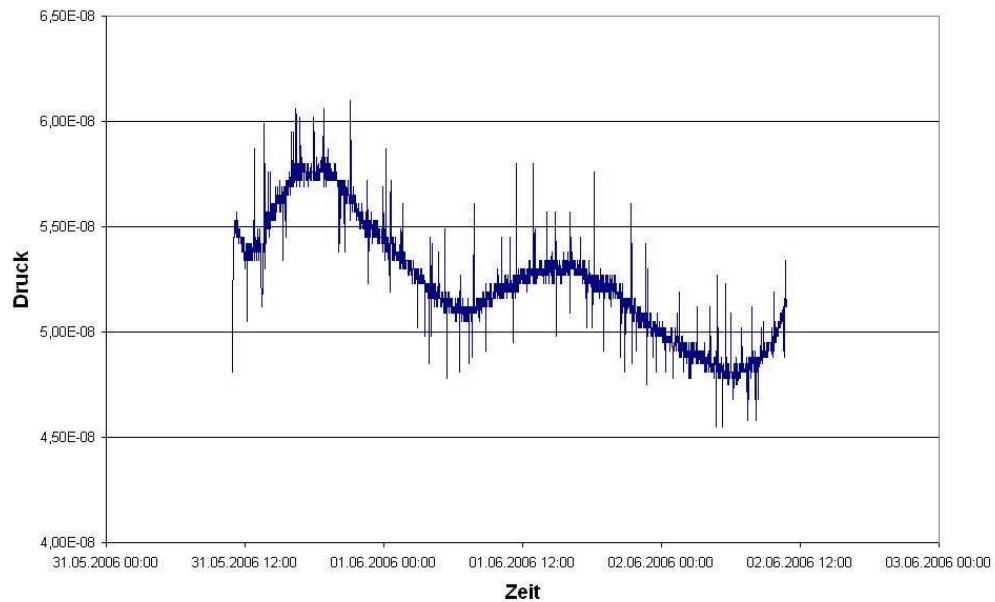


Abbildung 7.17: Druckverlauf während der Messung mit Blei.

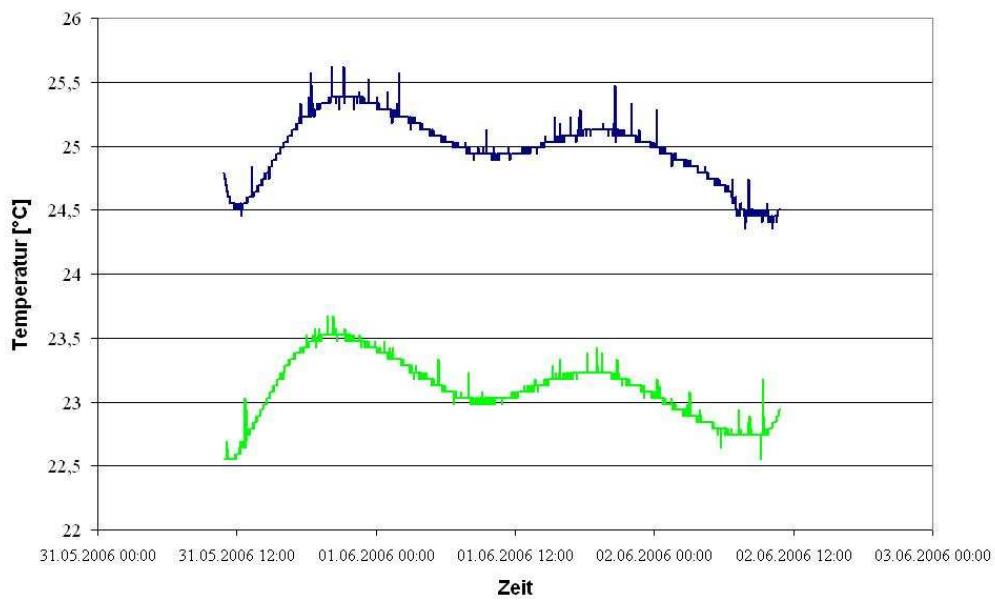


Abbildung 7.18: Temperaturverlauf während der Messung mit Blei. Die untere Linie ist die Außentemperatur, die obere Linie die Temperatur im Ladungsverstärker.

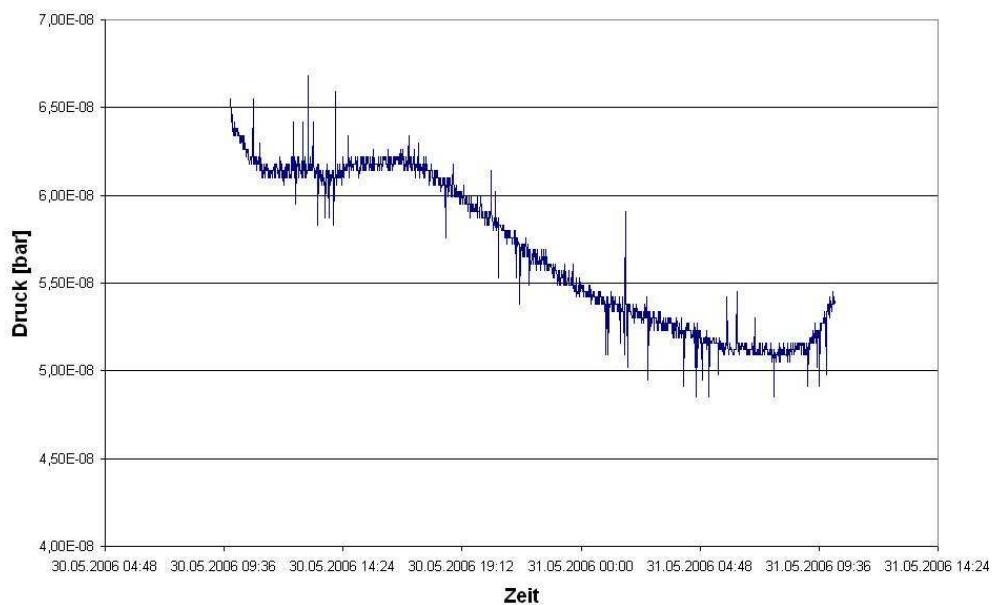


Abbildung 7.19: Druckverlauf während der Messung ohne Blei.

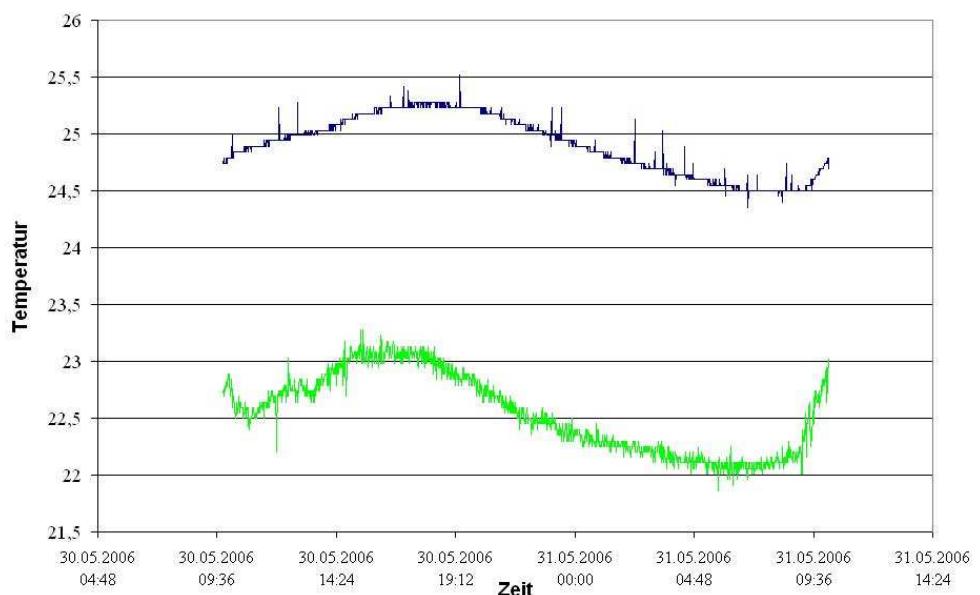


Abbildung 7.20: Temperaturverlauf während der Messung ohne Blei. Die untere Linie ist die Außentemperatur, die obere Linie die Temperatur im Ladungsverstärker.

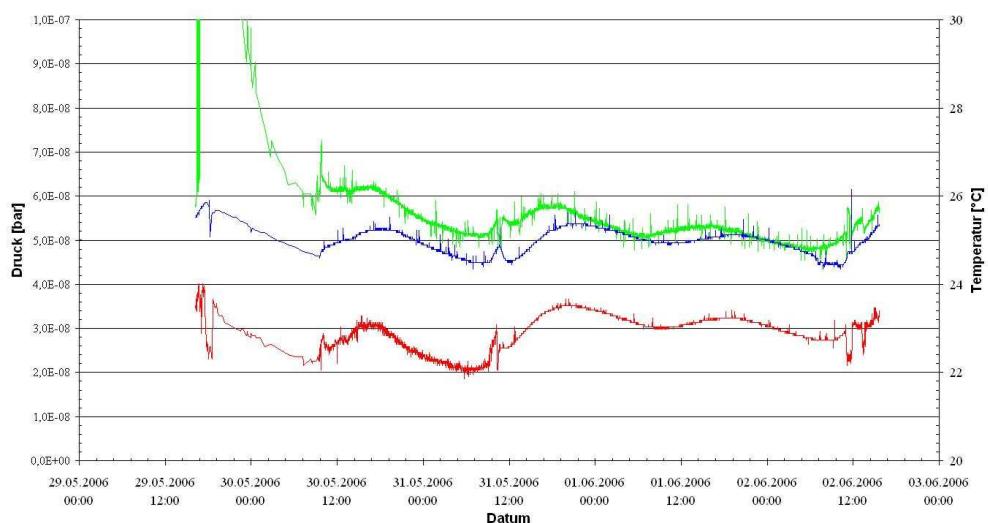


Abbildung 7.21: Temperatur und Druckverlauf während der gesamten Messung. Die untere Linie ist die Außentemperatur, die mittlere Linie die Temperatur im Ladungsverstärker und die obere Linie stellt den Druckverlauf dar.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Bei der Interpretation des PVLAS-Signals durch die Entstehung eines Axion-Like-Particles steht PVLAS in einem ernsten Konflikt mit astrophysikalischen Grenzen und anderen Experimenten, u.a. CAST, die den Massenbereich von PVLAS vollkommen ausschließen.

Eine befriedigende Antwort über die Teilcheninterpretation von PVLAS werden erst Photonen-Regenerations-Experimente geben können. Diese können dann die Existenz von Axion-Ähnlichen-Teilchen bestätigen oder ausschließen. Solche Experimente, die sensitiv genug sind, um den Massenbereich von PVLAS abzudecken, können in den nächsten Jahren durchgeführt werden.

Ein mögliches Experiment ist APFEL (Axion-Production at a Free-Electron-Laser) das am DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) geplant und aufgebaut wird. Für dieses Experiment wird ein sehr rauscharmer Detektor mit einer hohen Quanteneffizienz im Energiebereich von 38.7 eV benötigt. Dieser Detektor basiert auf dem ORFEUS MCP-Detektor und wird zur Zeit am Institut für Kernphysik (IKP) in Darmstadt aufgebaut. Der originale MCP-Detektor, wie er in der ORFEUS-Mission genutzt wurde, hat eine Hintergrundzählrate von 0.76 cts/s/cm^2 die mit Bleiabschirmung um etwa 21% auf 0.60 cts/s/cm^2 verringert werden kann. Da bei diesem Versuch aber einzelne Events detektiert werden, darf die Hintergrundzählrate $0.64 \times 10^{-3} \text{ cts/s/cm}^2$ nicht überschreiten. Der Detektor wird daher am IKP dementsprechend optimiert.

Die MCP des Detektors besteht aus normalem kaliumhaltigen Glas. Kalium besteht wiederum zu 0,012% aus ^{40}K , das ein β^- – Strahler mit einer Energie von 1.133 MeV und einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 1,211 \times 10^9 \text{ a}$ ist. Dieser Anteil an ^{40}K wirkt sich negativ auf die Hintergrundzählrate aus. Auch die Photokathode aus Kaliumbromid besteht zu einem Bruchteil aus ^{40}K und würde mit $0,029 \text{ cts/s/cm}^2$ negativ zur Hintergrundzählrate beitragen. Die Kaliumbromid Photokathode kann in dem Detektor weggelassen werden, da die Photonen genug Energie haben um detektiert zu werden. Die MCP und weitere Detektormaterialien müssen aber durch rauscharme ausgetauscht werden. Daher wurden sämtliche Materialien gereinigt und ins Untergrundlabor nach Gran Sasso geschickt, wo sie zur Zeit vermessen werden. Die Ergebnisse liegen bis zur Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht vor, aber mit ihnen wird sich dann entscheiden können, welche Materialien bleiben und welche ausgetauscht werden müssen, um mit den Detektor mit Bleiumman-

telung, auf eine geeignete Hintergrundzählrate zu kommen.

Mit einer Ansprechzeit im Nanosekundenbereich, die es ermöglicht nur während der 250 ns zu detektieren, in denen wirklich Photonen vom Laser zum Detektor kommen, könnte die Hintergrundzählrate um einen Faktor von 500 gesenkt werden.

Wird noch der Analysebereich der Größe des Querschnitts des Laserstrahls angepasst, kann eine Hintergrundzählrate von 3.8×10^{-3} cts/s und besser erreicht werden.

Wird der ORFEUS MCP–Detektor richtig optimiert, kann demnach ein, für ein Photonen–Regenerations–Experiment, sehr gut geeigneter Detektor entwickelt werden.

Anhang A

Reinigungsprozedur

Die Reinigungsprozedur, nach der alle zu vermessenden Detektormaterialien gereinigt wurden.

1. Abbürsten in 1:10 TICKOPUR R33 : demin. H₂O
2. Spülen mit demin. H₂O
3. 10 min. Reinigen im Ultraschallbad mit 1:10 Acetone : demin. H₂O
4. 10 min. Reinigen im Ultraschallbad mit einigen % TICKOPUR R33 in demin. H₂O
5. 10 min. Reinigen im Ultraschallbad mit demin. H₂O
6. Trocknen mit N₂

Anhang B

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die durch ihre fachliche und persönliche Unterstützung zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Als erstes danke ich Herrn Prof. Hoffmann für die interessante Aufgabenstellung, sein Verständnis und die Ermutigungen.

Ganz besonderer Dank gebührt Dr. Markus Kuster für die Betreuung meiner Diplomarbeit und die zahlreichen wissenschaftlichen Ratschläge, welche stets zur Verbesserung der Arbeit beigetragen haben.

Danken möchte ich auch Annika Nordt, die mir bei allen kleineren Problemen unterstützend zur Seite gestanden und mich mit ihrer guten Laune immer wieder aufs Neue motiviert hat.

Ein ganz großes Dankeschön geht an meine Eltern, die mir das Studium überhaupt erst ermöglicht haben und mich immer wieder aufs neue ermutigt haben. Und besonders an meine Mutter, die ihre freien Tage für die Betreuung von Jonas geopfert hat, damit ich die Zeit für diese Arbeit aufbringen kann.

Meinem Partner Bernd, möchte ich herzlich für seine Unterstützung danken, ohne die ich manchmal nicht weiter gewusst hätte.

Unserem Sohn Jonas danke ich dafür dass es ihn gibt, dass er immer so süß ist und dass ich durch ihn eine neue Art der Liebe erfahren durfte.

Ein weiterer Dank geht auch an Frau Felitz und ihrem Team der Krabbelgruppe für die schnelle und unkomplizierte Betreuung von Jonas.

Außerdem danke ich noch meinen Freunden, Cathrin und Timo, die immer wieder zuverlässig und kurzfristig als Babysitter eingesprungen sind.

Literaturverzeichnis

Abbon, P., S. Andriamonje, S. Aune, T. Dafni, M. Davenport, E. Delagnes, R. de Oliveira, G. Fanourakis, E. Ferrer Ribas, J. Franz, T. Geralis, M. Gros, Y. Giomataris, Irastorza I. G., K. Kousouris, J. Morales, T. Papaevangelou, J. Ruz, K. Zachariadou and K. Zioutas. 2007. “The Micromegas Detector of the CAST Experiment.” *New J. Phys.* submitted.

Andriamonje, S., V. Arosov, S. Aune, F. T. Aune, F. T. Avignone III, K. Barth, A. Belov, B. Beltran, H. Bräuninger, J. M. Carmona, S. Cebrian, E. Chesi, G. Cipolla, J. Collar, R. Creswick, T. Dafni, M. Davenport, S. Dedousis, M. Delattre, A. Delbart, R. DeOliveira, L. DiLella, C. Eleftheriadis, J. Engelhauser, G. Fanourakis, H. Farach, E. Ferrer, H. Fischer, F. Formenti, J. Franz, P. Friedrich, T. Geralis, I. Giomataris, S. Gنينko, N. Golubev, R. Hartmann, M. Hasinoff, F.-H. Heinsius, D. H. H. Hoffmann, I. Irastorza, J. Jacoby, J.-N. Joux, D. Kang, K. Königsmann, R. Kotthaus, M. Krcmar, M. Kuster, B. Lakic, C. Lasseur, A. Liolios, A. Lippitsch, A. Ljubicic, G. Lutz, G. Luzon, A. Moralez, J. Morales, M. Mutterer, A. Nikolaidis, A. Ortiz de Solórzano, T. Papaevangelou, A. Placci, G. Raffelt, P. Rammos, J. P. Robert, J. Ruz, M. Sarsa, C. Schill, W. Serber, Y. Semertzidis, J. Vieira, J. Villar, B. Vullierme, L. Walckiers and K. Zioutas. 2005. “The cern axion solar telescope (CAST): an update.” *Nuclear Physics B* 138:41–44.

Autiero, D., B. Beltrán, J. M. Carmona, S. Cebrián, E. Chesi, M. Davenport, M. Delattre, L. Di Lella, F. Formenti, I. G. Irastorza, H. Gomez, M. Hasinoff, B. Lakić, G. Luzón, J. Morales, L. Musa, A. Ortiz, A. Placci, A. Rodriguez, J. Ruz and J. A. Villar. 2007. “The CAST Time Projection Chamber.” *New. J. Phys.* submitted.

Avignone, F. T., D. Abriola, R. L. Brodzinski, J. I. Collar, R. J. Creswick, D. E. Digregorio, H. A. Farach, A. O. Gattone, C. K. Guérard, F. Hasenbalg, H. Huck, H. S. Miley, A. Morales, J. Morales, S. Nussinov, A. Ortiz de Solórzano, J. H. Reeves, J. A. Villar and K. Zioutas. 1998. “Experimental Search for Solar Axions via Coherent Primakoff Conversion in a Germanium Spectrometer.” *Phys. Rev. Lett.* 81:5068–5071.

Bahcall, J. N., A. M. Serenelli and S. Basu. 2005. “New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes.” *Astrophys. J., Lett.* 621:L85–L88.

Baker, C. A., D. D. Doyle, P. Geltenbort, K. Green, M. G. D. van der Grinten, P. G. Harris, P. Iaydjiev, S. N. Ivanov, D. J. R. May, J. M. Pendlebury, J. D. Richardson, D. Shiers and K. F. Smith. 2006. “An Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron.” *Phys. Rev. Lett.* 97:131801.

Barnstedt, J. 2006. *Versuchsaufbau MCP Detektor*.

Bernabei, R., P. Belli, R. Cerulli, F. Montecchia, F. Nozzoli, A. Incicchitti, D. Prosperi, C. J. Dai, H. L. He, H. H. Kuang, J. M. Ma and S. Scopel. 2001. “Search for solar axions by Primakoff effect in NaI crystals.” *Phys. Lett. B* 515:6–12.

Cantatore, G. 2006. “Laser production of axion-like bosons.” Talk presented at the 6th International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM).

CAST Collaboration. 2007. “An improved limit on the axion-photon coupling from the CAST experiment.”. hep-ex/0702006.

CAST Homepage. 2006. <http://cast.web.cern.ch/CAST/gal.html>.

DICAM PRO Bedienungsanleitung. 2006.

Dine, M., W. Fischler and M. Srednicki. 1981. “A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion.” *Physics Letters B* 104:199–202.

Gattone, A. O., D. Abriola, F. T. Avignone, R. L. Brodzinski, J. I. Collar, R. J. Creswick, D. E. Di Gregorio, H. A. Farach, C. K. Guerard, F. Hasenbalg, H. Huck, H. S. Miley, A. Morales, J. Morales, S. Nussinov, A. Ortiz de Solrzano, J. H. Reeves, J. A. Villar, K. Zioutas and The SOLAX Collaboration. 1999. “Experimental search for solar axions.” *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 70:59.

Giomataris, Y., P. Rebougeard, J. P. Robert and G. Charpak. 1996. “MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments.” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 376:29–35.

Heusser, G. 1995. “Low–Radioactivity Backgroand Techniques.” *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 45:543–590.

Homepage Molecular Expressions. 2007. <http://micro.magnet.fsu.edu/primer/digitalimaging/concepts/ccdanatomy.h%tm1>.

Inoue, Y., T. Namba, S. Moriyama, M. Minowa, Y. Takasu, T. Horiuchi and A. Yamamoto. 2000. Recent Results from the Tokyo Axion Helioscope Experiment. World Scientific. in press.

Jaeckel, J., E. Masso, J. Redondo, A. Ringwald and F. Takahashi. 2006. “We need lab experiments to look for axion-like particles.”. hep-ph/0605313.

Kim, Jihn E. 1979. “Weak-Interaction Singlet and Strong CP Invariance.” *Phys. Rev. Lett.* 43(2):103–107.

Koetz, U., A. Ringwald and T. Tschentscher. 2006. “Production and Detection of Axion-Like Particles at the VUV-FEL: Letter of Intent.”. hep-ex/0606058.

Kuster, M., H. Bräuniger, M. Davenport, J. Englhauser, H. Fischer, J. Franz, P. Friedrich, R. Hartmann, Heinsius F. H., D.H.H. Hoffmann, G. Hoffmeister, J.-N. Joux, D. Kang, K. Köningsmann, T. Kotthaus, R. Papaevangelou, C. Lasseur, A. Lippitsch, G. Lutz, L. Strüder, J. Vogel and K. Zioutas. 2007. “The X-ray Telescope of CAST.” *New J. Phys.* submitted.

Kuster, M., H. Bräuniger, J. Englhauser, J. Franz, P. Friedrich, R. Hartmann, D. Kang, R. Kotthaus, G. Lutz, W. Serber and L. Strüder. 2004. The X-ray Mirror Telescope and the pn-CCD Detector of CAST. In *Gravitational Wave and Particle Astrophysics Detectors*, ed. James Hough and Gary. H. Sanders. Vol. 5500 of *Proceedings of SPIE* Bellingham, WA: SPIE.

Lazarus, D. M., G. C. Smith, R. Cameron, A. C. Melissinos, G. Ruoso, Y. K. Semertzidis and F. A. Nezrick. 1992. “Search for solar axions.” *Phys. Rev. Lett.* 69:2333–2336.

Masso, E. and J. Redondo. 2005. “Evading Astrophysical Constraints on Axion-Like Particles.”. hep-ph/0504202.

Masso, E. and J. Redondo. 2006. “Compatibility of CAST search with axion-like interpretation of PVLAS results.”. hep-ph/0606163.

Minowa, M., S. Moriyama, Y. Inoue, T. Namba, Y. Takasu and A. Yamamoto. 1999. “The Tokyo axion helioscope experiment.” *Nucl. Phys. B, Part. Phys.* 72:171.

Morales, A., F. T. Avignone, III, R. L. Brodzinski, S. Cebrián, E. García, D. González, I. G. Irastorza, H. S. Miley, J. Morales, A. O. de Solórzano, J. Puimedón, J. H. Reeves, M. L. Sarsa, S. Scopel and J. A. Villar. 2002. “Particle dark matter and solar axion searches with a small germanium detector at the Canfranc Underground Laboratory.” *Astroparticle Physics* 16:325–332. COSME.

Peccei, R. D. and H. R. Quinn. 1977. “CP conservation in the presence of pseudoparticles.” *Phys. Rev. Lett.* 38:1440–1443.

Pospelov, M. and A. Ritz. 2005. “Electric dipole moments as probes of new physics.” *Annals of Physics* 318:119–169.

Primakoff, H. 1951. “Photo-Production of Neutral Mesons in Nuclear Electric Fields and the Mean Life of the Neutral Meson.” *Physical Review* 81:899–899.

Raffelt, G. G. 1999. “Particle physics from stars.” 49:163–216. hep-ph/9903472.

Raffelt, G. G. 2006. “Axions - Motivation, limits and searches.”. hep-ph/0611118.

Ringwald, A. 2006a. “Photon Regeneration Plans.” Talk presented at the 6th International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM).

Ringwald, A. 2006b. “Photon Regeneration Plans.”. hep-ph/0612127.

Shifman, M. A., A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov. 1980. “Can confinement ensure natural CP invariance of strong interactions?” *Nuclear Physics B* 166:493–506.

Sikivie, P. 1983. “Experimental tests of the invisible axion.” *Phys. Rev. Lett.* 51:1415–1417.

Wilczek, F. 1978. “Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons.” *Phys. Rev. Lett.* 40:279–282.

Zavattini, E., G. Zavattini, G. Ruoso, E. Polacco, E. Milotti, M. Karuza, U. Gastaldi, G. di Domenico, F. Della Valle, R. Cimino, S. Carusotto, G. Cantatore and M. Bregant. 2006. “Experimental Observation of Optical Rotation Generated in Vacuum by a Magnetic Field.” *Physical Review Letters* 96(11):110406–+.

Zhitnitskii, A.R. 1980. “On Possible Suppression Of The Axion Hadron Interactions.” *Nuclear Physics B* 31:260–264.

Zioutas, K., C. E. Aalseth, D. Abriola, F. T. Avignone III, R. L. Brodzinski, J. I. Collar, R. Creswick, D. E. D. Gregorio, H. Farach, A.O. Gattone, C. K. Guérard, F. Hasenbalg, M. Hasinoff, H. Huck, A. Liolios, H. S. Miley, A. Morales, J. Morales, D. Nikas, S. Nussinov, A. Ortiz, E. Savvidis, S. Scopel, P. Sievers, J. A. Villar and L. Walckiers. 1999. “A decommissioned LHC model magnet as an axion telescope.” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 425:480–487.

Erklärung

Diese Arbeit ist von mir selbstständig verfasst worden und ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Sabine Gerhard, Februar 2007