



CERN-THESIS-2009-224

Suche nach solaren Axionen mit dem Röntgenteleskop des CAST Experiments (Phase II)

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Annika Nordt

aus Wismar

Referent: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D. H. H. Hoffmann

Korreferent: Prof. Dr. K. H. Langanke

Tag der Einreichung: 05. August 2008

Tag der mündlichen Prüfung: 10. November 2008

Darmstadt 2009

D17

Zusammenfassung

Mit dem CERN Solar Axion Telescope (CAST) Experiment wird unter Ausnutzung des inversen Primakoff-Prozesses, d.h. ein Axion konvertiert innerhalb eines transversalen Magnetfeldes in ein Photon, nach solaren Axionen gesucht. In CAST Phase II wurden die Magnetröhren mit einem Puffergas (^4He , ^3He) gefüllt. Dadurch ist es erstmals möglich, in den durch theoretische Axionmodelle gegebenen Axionruhemassenbereich vorzudringen und eine obere Grenze für die Kopplungskonstante in einem Axionmassenbereich $> 0.02 \text{ eV}$ anzugeben. Während der Datennahme in den Jahren 2005-2006 konnte so ein Axionmassenbereich von $0.02\text{-}0.39 \text{ eV}$ nach einem Axionsignal untersucht werden. In dieser Dissertation wird die Analyse der Daten von Phase II (^4He), die mit dem CAST Röntgenteleskop genommen wurden, vorgestellt. Die Ergebnisse, die in dieser Arbeit berechnet wurden, liefern einen Wert für die obere Schranke der Kopplungsstärke von Axionen an Photonen:

$$g_{a\gamma\gamma} < 1.6 - 6.0 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad \text{für } m_a = 0.02 - 0.4 \text{ eV}. \quad (1)$$

Dieses Ergebnis ist besser als alle anderen bisher angegebenen Werte für diesen Axionmassenbereich.

Abstract

The CAST (CERN Solar Axion Telescope) experiment is searching for solar axions by their conversion into photons inside a transverse magnetic field. So far, no solar axionsignal has been detected, but a new upper limit could be given (CAST Phase I). Since 2005, CAST entered in its second phase where it operates with a buffer gas (^4He) in the conversion region to extend the sensitivity of the experiment to higher axionmasses. For the first time it is possible to enter the theoretically favored axion massrange and to give an upper limit for this solar axion massrange ($> 0.02 \text{ eV}$). This thesis is about the analysis of the X-ray telescope data Phase II with ^4He inside the magnet. The result for the coupling constant of axions to photons is:

$$g_{a\gamma\gamma} < 1.6 - 6.0 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad \text{für } m_a = 0.02 - 0.4 \text{ eV}. \quad (2)$$

This result is better than any result that has been given before in this mass range for solar axions.

Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt erfolgreich die schwache, elektromagnetische und die starke Wechselwirkung. Jedoch kann anhand des Standardmodells nicht erklärt werden, warum die vorhergesagte Verletzung der CP Symmetrie bei den Kernkräften nicht vorkommt, d.h. experimentell bis jetzt noch nicht nachgewiesen werden konnte. Diese bisher ungelöste Frage fundamentaler Bedeutung wird als das 'CP Problem der starken Wechselwirkung' bezeichnet. Eine der am meisten favorisierten Lösungen des Problems wurde von R. Peccei und H. Quinn 1977 vorgeschlagen [1].

Die Idee basiert auf der Einführung einer neuen globalen, chiralen Symmetrie (PQ Symmetrie) in der Quantenchromodynamik (QCD), die spontan auf einer nicht festgelegten Energieskala f_a gebrochen wird. Aufgrund der nicht exakten Brechung der PQ Symmetrie wird ein massives, elektrisch neutrales und sehr schwach wechselwirkendes Teilchen (Pseudo Nambu-Goldstone-Boson), das Axion, erwartet.

Es existieren verschiedene Axionmodelle, die sich hauptsächlich im angenommenen Wert von f_a unterscheiden. Die Axionmasse ist umgekehrt proportional zum Wert der Brechungsskala der PQ Symmetrie ($m_a \propto 1/f_a$, siehe Kap. 1.3, 1.4) und damit theoretisch (wie auch f_a) nicht festgelegt. Es ist gerade diese Eigenschaft der Axionen, die deren direkten Nachweis so schwierig macht. Während der mittlerweile seit einigen Jahrzehnten andauernden Axionensuche konnten einige Axionmodelle bereits experimentell ausgeschlossen werden; z.B. Axionen mit der Ruhemasse von ~ 100 keV und einer Brechungsskala, die der Größenordnung der Skala der elektroschwachen Wechselwirkung entspricht (~ 250 GeV). Es gibt aber andere theoretische Axionmodelle, bei denen der Wert von f_a größer und die Axionruhemasse entsprechend viel kleiner ist ($< \sim 1$ eV). Wegen der resultierenden geringen Wechselwirkung mit normaler Materie sind die Axionen, neben den WIMP's¹, einer der beiden wichtigsten Kandidaten zur Erklärung der Dunklen Materie². In Abhängigkeit von ihrer Ruhemasse können diese Axionen einen Anteil Kalter ($1 \mu\text{eV} \leq m_a \leq 100 \mu\text{eV}$) oder Heißer ($0.2 \text{ eV} \leq m_a \leq 1.05 \text{ eV}$, $f_a \leq 3 \times 10^7 \text{ GeV}$) Dunkler Materie darstellen [2, 3]. Laut theoretischen Überlegungen würden Axionen existieren, die im frühen Universum entstanden sind. Während des Phasenübergangs bildet sich ein aus Axionen bestehendes, nicht-relativistisches Bose-Kondensat. Diese kalten Axionen besitzen eine Ruhemasse von $m_a < \sim 10^{-3} \text{ eV}$ und sind daher Kandidaten der Kalten Dunklen Materie [4]. Andere Theorien beschreiben Axionerzeugung über Stringzerfall während des Phasenübergangs [5].

Aufgrund astrophysikalischer und kosmologischer Überlegungen wurden obere und untere Grenzwerte für die Axionmasse gegeben, so dass ein Massenbereich von einigen μeV bis zu $\sim 1 \text{ eV}$ noch nicht ausgeschlossen werden konnte (siehe [2, 6] und

¹weakly interacting massive particles

²Ungefähr 4% der Masse unseres Universums besteht aus hadronischer Materie, $\approx 23\%$ aus Dunkler Materie, d.h. nicht leuchtende Materie, deren Zusammensetzung nicht genau bekannt ist. Der restliche Anteil der Masse des Universums ist durch die Dunkle Energie gegeben.

Referenzen darin).

Falls die Axionen, die aus der Lösung des 'CP Problems der starken Wechselwirkung' hergeleitet werden, existieren, dann sollten sie unter anderem im Inneren von Sternen reichlich erzeugt werden. Dies folgt aus der Wechselwirkung realer thermischer Photonen mit virtuellen Photonen der Coulombfelder elektrischer Ladungen des inneren, heißen Sternenplasmas (Primakoff Effekt). Solche Axionen würden dann, ähnlich den Neutrinos, den Stern ungehindert verlassen und (nach dem allgemein angenommenen Bild) isotrop emittiert werden. Unter dieser Annahme sollten sie uns auf der Erde erreichen, wo sie in externen, transversalen Magnetfeldern zurück in Photonen der Energie $\sim 1\text{-}10\text{ keV}$ konvertieren können (inverser Primakoff Effekt). Die Konversion findet statt, solange eintretende Axion- und austretende Photonenwelle in Phase schwingen. Dieses Nachweisprinzip wurde erstmals von Sikivie 1983 vorgeschlagen und ist zur Zeit das Arbeitsprinzip der Axion-Helioskope, wie auch ein Hauptbestandteil (fast) aller Experimente, die zur Zeit nach Axionen suchen [7, 8, 9]. Ausgenommen werden müssen hier die Ge- und NaI-Experimente, die unterirdisch operieren. Diese Experimente basieren zwar auch auf dem inversen Primakoff-Effekt, jedoch findet die Wechselwirkung in den elektrischen Feldern der Detektoratomkerne statt.

Das CERN Solar Axion Telescope (CAST) Experiment, das weltweit sensitivste Helioskop, versucht, solare Axionen nachzuweisen bzw. deren Existenz auf bestimmte Parameterbereiche einzuschränken. Der Nachweis der solaren Axionen erfolgt über den inversen Primakoff-Effekt, wozu der Prototyp eines supraleitenden LHC-Dipolmagnets mit einer Feldstärke von 9.0 T und einer Länge von 9.26 m verwendet wird [10, 11]. Der Magnet ist auf einem schwenkbaren Gestell montiert und wird während des Sonnenauf- und -untergangs für jeweils ca. 1.5 h dem Zentrum der Sonne nachgeführt. An den beiden Enden des Magnets befinden sich drei untergrundoptimierte Röntgendetektoren (Röntgenteleskop (Spiegeloptik und CCD), MicroMegas-Detektor, Time-Projection Chamber), welche die durch Axion-Photon-Konversion erzeugten Röntgenphotonen detektieren können.

In der Fokalebene der Spiegeloptik befindet sich ein Charge Coupled Device (pn-CCD) Detektor der Dicke von $280\text{ }\mu\text{m}$, einer sensitiven Fläche von $(1 \times 3)\text{ cm}^2$, bestehend aus 12800 Pixeln mit einer Größe von je $(150\text{ }\mu\text{m})^2$, und einer Quanteneffizienz von $> 95\%$ im für solare Axionen interessanten Energiebereich [12]. Der Detektor ist baugleich mit der pn-CCD Kamera des ESA³ XMM⁴-Newton Röntgenobservatoriums und verfügt neben der sehr guten Ansprechwahrscheinlichkeit auch über eine sehr gute Zeit- und Energieauflösung. Zur Fokussierung der durch solare Axion-Photon-Konversion aus dem Magneten austretenden Röntgenstrahlung wird eine Wolter-Spiegeloptik vom Typ I der Fokallänge $l = 1.6\text{ m}$ verwendet. Die Spiegeloptik besteht aus einer Kombination 27-fach geschachtelter Parabol- und Hyperbolspiegel und war ein Prototyp der Optik für den Röntgen-Satelliten ABRIXAS⁵.

³European Space Agency

⁴X-ray Multi Mirror

⁵A/BRoad-band/Imaging/X-ray/All-sky/Survey

Die eigentliche Axionquelle für dieses Experiment ist das Zentrum der Sonne, wobei der Hauptanteil des emittierten Axionflusses aus den inneren $\sim 20\%$ des Sonnenkerns stammt. Wegen der 'Nähe' dieser Quelle ist die Suche nach solaren Axionen mit dem Röntgenteleskop von bedeutendem Vorteil, da ein ausreichend großes Axionabbild ($\sim 9 \text{ mm}^2$) im Brennfleck der Optik entsteht, d.h. auf dem in der Fokalebene liegenden CCD-Chip. Durch diesen Vorteil zeichnet sich das Röntgenteleskop von anderen Detektoren in CAST aus. Es ist auch vollkommen gerechtfertigt zu sagen, dass das eingebaute Röntgenteleskop CAST von allen früheren solaren Helioskopen, inklusive des neulich wieder in Betrieb genommenen TOKYO Axion Helioskops, auszeichnet.

In Phase I des CAST Experiments (2003-2004) waren die Magnetröhren evakuiert. Obwohl kein Signal nachgewiesen werden konnte, konnte eine obere Schranke für die Stärke der Kopplung von Axionen an Photonen $g_{a\gamma\gamma}$ angegeben werden, die mit der Grenze vergleichbar ist, die aus astrophysikalischen Einschränkungen aufgrund von Messungen und Berechnungen bzgl. der Lebensdauer von Sternen des horizontalen Riesenastes (HB Sterne), folgt (siehe [6] und Referenzen darin):

$$g_{a\gamma\gamma} < 8.8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1} \text{ (95\% C.L.) für } m_a < \sim 0.02 \text{ eV.} \quad (3)$$

Zur Erweiterung der Sensitivität des Experiments zu höheren Axionmassen hin, wurden in CAST Phase II die Magnetröhren schrittweise mit dem Puffergas ^4He gefüllt. Dadurch kann die Kohärenzbedingung für einzelne und sehr enge Ruhemassenbereiche wieder hergestellt werden. Dieser jeweils enge Massenbereich ($\Delta m_a < 10^{-3}$) zeigt die hohen Anforderungen an das unter tiefen Temperaturen ($T = 1.8 \text{ K}$) betriebene Gassystem. So konnte CAST erstmals einen durch theoretische Modelle favorisierten Axionruhemassenbereich von $0.02\text{-}0.39 \text{ eV}/c^2$ mit einer entsprechenden Nachweissensitivität (insbesondere in den oberen Bereichen der $g_{a\gamma\gamma}\text{-}m_a$ Parameterebene) untersuchen. Abschließend sei die wichtige Anmerkung gegeben, dass CAST über weitere Axion-Nachweismöglichkeiten verfügt. So können z.B. auch massive Kaluza-Klein Axionen nachgewiesen werden bzw. untersucht werden. Bei den Kaluza-Klein Theorien werden die Axionen in großen extra Dimensionen betrachtet [13, 14, 15, 16]. Die Analyse der CAST Phase I Daten ergab eine erste strikte obere Grenze an den Wert der Brechungskala f_a [17].

Die Zukunft der Axionen ist sicherlich vielversprechend, denn viele noch nicht verstandene Probleme der theoretischen Physik, angefangen mit dem 'CP Problem der starken Wechselwirkung', oder in der Kosmologie und der Astrophysik, die sich mit Fragen über Dunkle Materie, sowie deren Beschaffenheit befassen, können mit der Existenz dieser pseudoskalaren Teilchen erklärt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Einführung	1
1.2	Das $U(1)_A$ Problem	1
1.3	Die Lösung des 'CP-Problems der starken WW'	3
1.4	Axionmodelle	4
1.4.1	'Sichtbare' Axionmodelle	4
1.4.2	'Unsichtbare' Axionmodelle	4
1.5	Eigenschaften der Axionen	5
1.6	Entstehung solarer Axionen	6
1.7	Kosmologische und astrophysikalische Grenzen	9
1.7.1	Kosmologische Überlegungen	9
1.7.2	Astrophysikalische Überlegungen	10
1.8	Suche nach 'unsichtbaren' Axionen	11
1.8.1	Axion-Photon-Konversion in Magnetfeldern	11
1.8.2	Mikrowellen-Resonator-Experimente	14
1.8.3	Optische und Radioteleskop-Experimente	14
1.8.4	Photonenregenerations-Experimente	14
1.8.5	Polarisations-Experimente	15
1.8.6	Suche nach solaren Axionen mit einem Helioskop	15
2	Nachweis solarer Axionen mit dem CAST Experiment	17
2.1	Das CAST Experiment	18
2.2	Der Magnet	19
2.3	Plattform und Motoren	19

2.3.1	Ausrichtung des Magneten auf die Sonne	20
2.3.2	Verifikation der Ausrichtung des Magneten auf die Sonne . .	20
2.4	Datenüberwachungssystem	21
2.5	Das ^4He - Gassystem	21
2.5.1	Änderung der Gasdichte	24
2.5.2	Stabilität der Gasdichte in den Magnetröhren	24
2.6	Die Röntgendetektoren	25
2.6.1	Die Zeitprojektionskammer (TPC)	25
2.6.2	Micromegas	27
3	Das Röntgenteleskop	29
3.1	Das Röntgen-Spiegelsystem	30
3.2	Der pn-CCD Detektor	32
3.2.1	Funktionsweise des pn-CCD Detektors	32
3.2.2	Das Auslesen der Ladungen	33
3.2.3	Effekte bei der Ladungssammlung	33
3.2.4	Eigenschaften des CCD Signals	34
3.2.5	Operation des pn-CCD Detektors in CAST	36
4	Optische Justage des Röntgenteleskops	38
4.1	Optische Justage mit einem Lasersystem	39
4.1.1	Aufbau und Vorgehensweise	39
4.1.2	Analyse, Ergebnisse und Interpretation der Lasermessungen .	40
4.2	Röntgenfinger-Messungen	41
4.2.1	Vorgehensweise	41
4.2.2	Analyse der Röntgenfinger-Messungen	43
4.3	Bestimmung des Mittelpunkts der Axionsignalfäche	46
4.4	Bestimmung des Radius der Axionsignalfäche	46
4.5	Zusammenfassung	47

5	Analyse der Teleskopdaten Phase II	48
5.1	Datennahme in Phase II	48
5.1.1	Datenselektion und Extraktion 'guter' Datensätze (GTIs) . . .	49
5.1.2	Anzahl der verwendeten Pixel für die Analyse	50
5.1.3	Effektive Fläche des Röntgenteleskops	50
5.1.4	Überblick	51
5.2	Hintergrundstudien	53
5.2.1	Abhängigkeit von Operationsbedingungen	53
5.2.2	Variation mit der Zeit	54
5.2.3	Korrelation zwischen Zählrate und Magnetposition	55
5.2.4	Einflüsse der Gasdichte	56
5.3	Untersuchung der Ereignisverteilungen	57
5.3.1	Zeitliche Abstände zwischen den Ereignissen	57
5.3.2	Ereignisverteilung in Abhängigkeit der Zeilen und Spalten . .	58
5.3.3	Räumliche Ereignisverteilung auf dem CCD Chip	59
5.4	Untersuchung der räumlichen und spektralen Ereignisverteilung . . .	61
5.4.1	Simulation	61
5.4.2	'Sliding Cell Detection' und 'Maximum Likelihood' Methode	64
5.4.3	Scannen des CCD Chips	66
5.4.4	Abhängigkeit der Ereignis-Cluster von der Gasdichte	67
6	Bestimmung der Kopplungskonstante	68
6.1	Berechnung des erwarteten Photonenflusses	69
6.1.1	Magnetfeld	73
6.2	Maximum Likelihood Methode	73
6.3	Einfluss benachbarter Druckschritte	76
6.3.1	Simulation bezüglich des Einflusses benachbarter Druckschritte auf $g_{a\gamma\gamma}$	77
6.3.2	Anzahl benachbarter Druckschritte	82
6.3.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	83
6.3.4	Berechnung der oberen Grenze für alle Axionmassen	83
6.4	Statistische Abweichungen	86

6.5	Systematische Abweichungen	87
6.5.1	Definition des Hintergrundspektrums	87
6.5.2	Andere systematische Fehlerquellen	88
6.5.3	Zusammenfassung	90
7	Zusammenfassung und Ausblick	91
A	CAST und das Röntgenteleskop	95
B	Analyse der Teleskopdaten Phase II	104
C	Kopplungskonstante	114

Abbildungsverzeichnis

1.1	Solarer Axionfluss und Oberflächenleuchtkraft	8
1.2	Erwartete Photonenzahl aus Axion-Photon-Konversion	13
2.1	CAST: Nachweis solarer Axionen	17
2.2	Der in CAST verwendete LHC-Testmagnet	18
2.3	Aufbau eines LHC Magneten	19
2.4	Schematische Darstellung des Vakuum- und Gassystems des CAST Magneten	22
2.5	Cold Windows und deren Transmission für Röntgenstrahlung	23
2.6	Schematischer Aufbau des TPC Detektors in CAST	26
2.7	Effizienz und Hintergrundspektrum des TPC in CAST	27
2.8	Funktionsweise des Micromegas Detektors in CAST	28
3.1	Schematischer Strahlengang der Spiegeloptik in CAST	29
3.2	Die Spiegeloptik: Eigenschaften	31
3.3	Effective Fläche des Teleskops	32
3.4	Gemessenes ^{55}Fe -Spektrum, Energieabhängigkeit der Split Ereignis- verteilungen	35
3.5	Responsematrix und Quanteneffizienz des pn-CCD Detektors	37
4.1	Schematische Darstellung während der optischen Justage des Teleskops	38
4.2	Ergebnisse der optischen Justage des Teleskops (Lasersystem)	40
4.3	Röntgenfinger- und Laser-Intensitätsverteilungen	42
4.4	Mit dem Röntgenfinger gemessenes Spektrum und Lebensdauer der Quelle	43
4.5	Ergebnisse der Röntgenfinger-Messungen (2005-2007)	44

4.6	Signal zu Rauschverhältnis für verschiedene Spotradien	47
5.1	Effektive Fläche des Röntgenteleskops	51
5.2	Intensitätsbilder solarer Beobachtungen und der Hintergrunddaten . .	52
5.3	Lichtkurven für Daten solarer Beobachtungen und Hintergrunddaten .	53
5.4	Tägliche Schwankungen der Zählrate (Hintergrunddaten)	54
5.5	Abhängigkeit der Zählrate von der jeweiligen Magnetposition	55
5.6	Auftreffintervalle der Photonen auf dem CCD Chip	58
5.7	Ereignisverteilungen in Bezug auf Spalten und Zeilen des CCD Chips	59
5.8	Korrelationen der Ereignisverteilungen innerhalb und außerhalb der Axionsignalfäche	60
5.9	MC Simulationen: Ereignisverteilung auf dem CCD Chip	62
5.10	Simulierte Spektren inner-und außerhalb der Signalfäche im Vergleich mit den Daten	63
5.11	Sliding Cell Methode: ML-Funktionen und S/H Verhältnis (solare Beob.)	65
5.12	Sliding Cell Methode: ML-Funktionen und S/H Verhältnis (Hinter- grunddaten)	66
5.13	Auftreten von Ereignis-Haufen während 1 sol. Beobachtung	67
5.14	Vergleich von Simulation und Messung der Ereignisverteilungen in- nerhalb der Axionsignalfäche und anderen Flächen	67
6.1	Solarer Axionfluss in Abhängigkeit des Sichtfeldes	69
6.2	Absorptionskoeffizient für ^4He	70
6.3	Axion-Photon Konversionswahrscheinlichkeit	71
6.4	Differentielles off-resonantes Photonenspektrum	72
6.5	χ^2 - und integrierte χ^2 -Kurve in Abhängigkeit von $g_{a\gamma\gamma}^4$ (2 Ereignisse)	73
6.6	χ^2 - und integrierte χ^2 -Kurve in Abhängigkeit von $g_{a\gamma\gamma}^4$ (0 Ereignisse)	74
6.7	Signalbeitrag von benachbarten Druckschritten	76
6.8	MC Simulation: Ergebnisse der Methode I zur Berechnung von $g_{a\gamma\gamma}$.	80
6.9	Multiplizierte Likelihoodfunktionen benachbarter Druckschritte . . .	81
6.10	MC Simulation: Ergebnisse der Methode II zur Berechnung von $g_{a\gamma\gamma}$.	82
6.11	MC Simulation: Ergebnisse zur Anzahl benachbarter Druckschritte . .	83
6.12	Differenz in $g_{a\gamma\gamma}$ bzgl. des Einfluss benachbarter Druckschritte (11,15 Schritte)	85

6.13	Obere Schranke für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}(m_a)$	86
6.14	Berechnung von $\chi^2_{\pm 1\sigma}$	87
6.15	Obere Schranke für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma} \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}(m_a)$	90
7.1	Vergleich verschiedener Experimente	92
A.1	Azimutale und vertikale Bewegung des CAST Magneten	95
A.2	Effektive Fläche der Spiegeloptik unter Einbezug des GRID Offsets	96
A.3	Schema einer Spiegeloptik vom Typ Wolter	97
A.4	Verlust an Effizienz aufgrund von Vignettierung	98
A.5	Funktionsweise des pn-CCD Detektors	98
A.6	CCD: Geometriemuster für Split Ereignisse	99
A.7	Profil der Magnetröhren	99
A.8	Abhängigkeit der Spotposition von der Röntgenfingerposition	100
A.9	Experimenteller Aufbau während einer Röntgenfingermessung	101
A.10	Röntgenfingerquelle: Spektren während der Aufwärm- und Abkühlphase	102
A.11	Gauss Fit an die Röntgenphotonen- und Laserphotonen-Verteilung	103
B.1	Beispiel der GTI's einer Woche für solare Beobachtungen und Hintergrunddaten	105
B.2	Zählraten und Spektren der rauschenden Pixel des CCD Chips	106
B.3	Langzeitverhalten: Detektoroperation	108
B.4	Spektren der solaren Beobachtungen und der Hintergrunddaten	109
B.5	Systematische Abweichungen: Korrelation zwischen Zählrate/Operationsbedingung	109
B.6	Hintergrundspektren für VT4CLOSE/OPEN' und $B > 8.9 \text{ T}$	110
B.7	Hintergrundspektren für VT4CLOSE/OPEN' und $B = 0 \text{ T}$	110
B.8	Zählraten in verschiedenen Magnetpositionen	110
B.9	Differenzspektren verschiedener ^4He -Druckintervalle	111
B.10	Spektren solarer Beobachtungen in Abhängigkeit von der Gasdichte	111
B.11	Auftreten der Ereignis-Haufen in Abhängigkeit von der Gasdichte	112
B.12	MC Simulationen: Ereignisverteilungen in der Axionsignalfäche	113
C.1	Differenzen in den Hintergrunddefinition I, II, III	115

C.2	Differenzen in den Hintergrunddefinitionen IV, sowie NIST Daten . .	115
C.3	Differenzen bzgl. des Magnetfeldes (Länge und Stärke)	115
C.4	Differenzen bzgl. der Messwerte der PANTER 'cold window' Daten .	116

Tabellenverzeichnis

5.1	Abhängigkeit der Zählrate von der Magnetposition	56
5.2	Zeitliches Auftreffen der Photonen auf dem CCD Chip	58
5.3	Vergleich von gemessener Anzahl an Ereignissen in der Signalfläche mit simulierter Anzahl	64
6.1	MC Simulation: Ergebnisse der Methode II zur Berechnung von $g_{a\gamma\gamma}$.	82
6.2	MC Simulation: Ergebnisse zur Anzahl benachbarter Druckschritte . .	84
6.3	Systematische Abweichungen in $g_{a\gamma\gamma}^4$: Hintergrundselektion	88
6.4	Weitere systematische Abweichungen in $g_{a\gamma\gamma}$	89
A.1	Systematische Abweichungen in der Ausrichtung des Magneten auf das Sonnenzentrum	96
A.2	Ergebnisse der Geometer Messungen (Position des Fingers)	96
A.3	Zusammenfassung der Röntgenfingermessungen	100
A.4	Ergebnisse der Röntgenfingermessungen	102
B.1	Selektionskriterien zur Erstellung der GTI's	104
B.2	Koordinaten der rauschenden Pixel des CCD Chips	104
B.3	Zusammenfassung über die Datennahme des Teleskops	106
B.4	Langzeitverhalten des pn-CCD Detektors	107
B.5	Variation der Zählrate mit der Zeit	107
B.6	Abhängigkeit der Ereignisverteilungen von Spalten und Zeilen	107
C.1	MC Simulation: Ergebnisse der Methode I zur Berechnung von $g_{a\gamma\gamma}$.	114
C.2	Differenz in $g_{a\gamma\gamma}$ bzgl. des Einfluss benachbarter Druckschritte	114

Kapitel 1

Theorie

1.1 Einführung

Mit der Quantenchromodynamik (QCD) liegt eine Quantenfeldtheorie vor, die die starke Wechselwirkung beschreibt. Die QCD ist im Gegensatz zur Quantenelektrodynamik (QED) eine nicht-abelsche Eichfeldtheorie, basierend auf der Eichgruppe $SU(3)$, deren Feldquanten (Gluonen) eine Ladung tragen. Die Selbstwechselwirkung der Gluonen ist nicht linear. Die effektive Kopplungskonstante nimmt mit kleiner werdendem räumlichen Abstand ab. Mit den bisher bekannten Methoden sind die elementaren Gleichungen der QCD nur in Spezialfällen lösbar; es wird zwischen perturbativem und nicht-perturbativem Bereich unterschieden. Eine Eigenschaft im nicht-perturbativen Bereich ist die spontane Brechung der chiralen Symmetrie im Grundzustand (Vakuum), als Folge derer eine qualitative Änderung des Grundzustandes auftritt. Es entstehen skalare Quark-Antiquark-Paare im Vakuum (nichtverschwindendes skalares Quark-Kondensat oder chirales Kondensat genannt).

1.2 Das $U(1)_A$ Problem

Die allgemeine Lagrangedichte der QCD lautet [18]:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

mit den eichinvarianten Gluonenfeldstärketensoren $G_{\mu\nu}^a$ [$a = 1, \dots, 8$], den Eichfeldern G_μ^a , sowie q , den Farbfeldern der Quarks mit den Quarkmassen m . T_a beschreibt einen Satz von linear unabhängigen spurlosen 3×3 Matrizen und g entspricht der Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung. Im Limit verschwindender Quarkmassen ($m_{u,d} \rightarrow 0$) besitzt die QCD Lagrangedichte für n verschiedene Sorten von Quarks eine globale (chirale) Symmetrie: $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_V \times U(1)_A$ [19]. Die $U(1)_V$

Symmetrie ist eine exakte Symmetrie, jedoch wird die Axialsymmetrie $U(1)_A$ spontan gebrochen. Mit der spontanen Brechung einer globalen chiralen Symmetrie ist ein masseloses, Spin 0 Boson verbunden. Handelt es sich um keine exakte Symmetrie, so erhalten die Bosonen eine Masse, so genannte 'Pseudo Nambu-Goldstone Bosonen'. Deswegen wird neben den drei Pionen π^0, π^+, π^- , die als Nambu-Goldstone Bosonen aus der spontanen Brechung der chiralen $SU(2)_L \times SU(2)_R$ Symmetrie resultieren, ein weiteres Nambu-Goldstone Boson erwartet [20]. Im Limit nicht verschwindender Quarkmassen wird erwartet, dass das 'neue' $U(1)$ Nambu-Goldstone Boson eine dem Pion ähnliche Masse besitzt, da die vier Bosonen gleiche Quarkkonstitution besitzen [21]. Ein solches pseudoskalares Boson konnte experimentell bisher nicht nachgewiesen werden. Das η verfügt über die richtige Quantenzahlkonfiguration, ist jedoch zu schwer: die Relation $m_\eta \leq \sqrt{3}m_\pi$ ist nicht erfüllt [22] ($m_\eta = 958$ MeV und $m_\pi = 135$ MeV). Weinberg nannte es das $U(1)_A$ Problem, das von 't Hooft gelöst wurde [23, 24]. 't Hooft zeigte, dass das QCD Vakuum eine komplexere Struktur besitzen muss und als Superposition der so genannten n-Vakua darstellbar ist [23]. Ein solches Vakuum wird θ -Vakuum genannt, wobei θ dem Vakuumwinkel entspricht [25, 26]:

$$|\theta\rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\theta} |n\rangle, \quad (1.2)$$

mit der Windungszahl n und einer periodischen Variablen θ mit der Periode 2π [27]. Als Ergebnis der axialen Anomalie des $U(1)_A$ Stromes, sowie der komplexeren Eigenschaften des QCD Vakuums konnte 't Hooft zeigen, dass das η auch im Limit verschwindender Quarkmassen eine Masse besitzt, so dass nur die drei Pionen als Pseudoskalare erwartet werden [1]. Aus der Nichttrivialität des θ Vakuums folgt ein weiterer Term in der Lagrangedichte $\mathcal{L}_\theta$ [1]:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}^{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{QCD}} + \theta \frac{g^2}{32\pi^2} G_a^{\mu\nu} \tilde{G}_{a\mu\nu}, \quad (1.3)$$

bzw. unter Einbezug der elektroschwachen Wechselwirkung ergibt sich:

$$\mathcal{L}_{\text{SM}}^{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \bar{\theta} \frac{g^2}{32\pi^2} F_a^{\mu\nu} \tilde{F}_{a\mu\nu}, \quad (1.4)$$

mit $\mathcal{L}_{\text{SM}}$, der Lagrangedichte des Standardmodells. Für den Parameter $\bar{\theta}$ folgt [27]:

$$\bar{\theta} = \theta_{\text{QCD}} + \Delta\theta_{\text{EW}}, \quad \theta_{\text{EW}} = \arg \det M, \quad (1.5)$$

mit M der Quarkmassenmatrix. Durch die Lösung des $U(1)_A$ Problems tritt ein anderes Problem auf: aufgrund des $\mathcal{L}_\theta$ Terms wird CP in der starken Wechselwirkung verletzt [28]. Da der $F\tilde{F}$ Operator der Lagrangedichte die Quarksorte nicht ändert, sollte z.B. folgen, dass das Neutron ein elektrisches Dipolmoment besitzt [1]. Es gilt die Relation [29, 30]: $d_n \simeq e\bar{\theta}m_q/m_n^2$. Messungen des elektrischen Dipolmoments des Neutrons zeigen, dass $|d_n| < 3 \times 10^{-26}$ e cm [31, 32]. Dieses Ergebnis impliziert, dass $|\bar{\theta}| < 10^{-9}$ ist. Warum $\bar{\theta}$ so klein ist, wird das 'CP Problem der starken Wechselwirkung' genannt [33].

1.3 Die Lösung des 'CP-Problems der starken WW'

Der wahrscheinlich bekannteste Lösungsvorschlag für das 'CP Problem der starken Wechselwirkung' ist die Einführung einer globalen, chiralen $U(1)_{\text{PQ}}$ Symmetrie, die eine axiale Anomalie aufweist, d.h. die Symmetrie ist explizit durch nicht-perturbative Effekte gebrochen. Außerdem wird diese Symmetrie spontan gebrochen (Peccei und Quinn, 1977) [34, 35]. Weinberg und Wilczek erkannten, dass mit der spontanen Brechung der PQ Symmetrie die Existenz eines pseudoskalaren Nambu-Goldstone Bosons, dem sogenannten Axion, verbunden sein muss [36, 37]. Die Idee basiert darauf, $\bar{\theta}$ durch ein dynamisches Feld a zu Null zu regulieren. Das Potential des $\bar{\theta}$ Vakuums ist proportional zu $V \propto (1 - \cos \bar{\theta})$ (Gross, Pisarski, Yaffe, 1981) [38].

Die effektive Lagrangedichte lautet [33]:

$$\mathcal{L}_{\text{total}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \bar{\theta} \frac{g^2}{32\pi^2} F_a^{\mu\nu} \tilde{F}_{a\mu\nu} - \frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a + \mathcal{L}(\partial_\mu a, \psi) + \xi \frac{a}{f_a} \frac{g^2}{32\pi^2} F_a^{\mu\nu} \tilde{F}_{a\mu\nu}, \quad (1.6)$$

mit dem Axionfeld $a = a(x)$ und einem modellabhängigen Parameter ξ . Der Ordnungsparameter f_a gibt die Skala der Brechung an. Durch die freie Regulierung des dynamischen Axionfeldes a wird der Vakuumwert $\langle a \rangle$ gerade so festgesetzt, dass gilt [39]:

$$\langle \bar{\theta} | a | \bar{\theta} \rangle = -\bar{\theta} \frac{1}{\xi} f_a. \quad (1.7)$$

Für das 'physikalische' Axionfeld folgt entsprechend, dass $a_{\text{phys}} = a - \langle \bar{\theta} | a | \bar{\theta} \rangle$ [40]. Nach Einsetzen des physikalischen Axionfeldes ergibt sich folgende Lagrangedichte:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \mathcal{L}(\partial_\mu a_{\text{phys}}, \psi) - \frac{1}{2} \partial_\mu a_{\text{phys}} \partial^\mu a_{\text{phys}} + \xi \frac{a_{\text{phys}}}{f_a} \frac{g^2}{32\pi^2} F_a^{\mu\nu} \tilde{F}_{a\mu\nu}. \quad (1.8)$$

Das physikalische Axionfeld a_{phys} absorbiert den $\bar{\theta}$ -abhängigen Term und CP Verletzung tritt nicht auf [36, 37]. Die Periodizität von $\bar{\theta}$ impliziert, dass das Axionpotential mehrere Minima aufweist. Das Potential ist nicht flach und das Axion besitzt eine Masse [41]. Der Parameter f_a wurde in den bisherigen Überlegungen nicht festgelegt und auch die Abschätzung des elektrischen Dipolmoments des Neutrons ist unabhängig von f_a . Die Eigenschaften des Axions werden durch deren Masse und Kopplung an andere Felder festgelegt und machen die Kenntnis von f_a notwendig $m_a^2 = \left\langle \frac{\partial^2 V}{\partial a^2} \right\rangle$ [42, 43]. Eine Abschätzung ergibt [44]:

$$m_a^2 \sim \mathcal{O} \left(\frac{\Lambda_{\text{QCD}}^4}{f_a^2} \right) \quad \text{oder} \quad m_\pi f_\pi \sim m_a f_a, \quad (1.9)$$

mit der Brechungsskala der QCD Λ_{QCD} . Zwei Szenarien sind möglich [45]:

1. $f_a \sim f_{EW}$ mit $f_{EW} = (\sqrt{2} G_F)^{-1/2} \simeq 250 \text{ GeV}$ und G_F entspricht der Fermikonstante: diese Modelle werden 'sichtbare Axionmodelle' genannt und eine Abschätzung der Masse ergibt $m_a \sim \mathcal{O}(1 \text{ MeV})$.

2. Modelle, in denen $f_a \gg f_{EW}$ gilt, werden 'unsichtbare Axionmodelle' genannt. Für die Masse folgt $m_a \ll 1 \text{ MeV}$.

1.4 Axionmodelle

1.4.1 'Sichtbare' Axionmodelle

Im ursprünglichen PQ-Modell findet die $U(1)_{PQ}$ Symmetriebrechung bei $f_a = f_{EW}$ statt. Damit die Lagrangedichte des Standardmodells unter einer $U(1)_{PQ}$ Transformation invariant ist, werden zwei $SU(2)_L$ Higgsdubletts eingeführt, die die entgegengesetzte Hyperladung tragen und zusätzlich die PQ Ladung [46]. 'Sichtbare Axionen' koppeln an Fermionen (reiner Ableitungsterm der Wechselwirkung in der Lagrangedichte). Wegen der axialen Anomalie der PQ Symmetrie koppeln die Axionen auch an Eichfelder. Diese Anomalie induziert eine Masse der Axionen. Mit den Vakuumerwartungswerten der Higgsdubletts $x = \frac{v_2}{v_1}$ und v_i , sowie N_{fam} der Anzahl der Quarkfamilien ergibt sich für die Masse der Axionen: $m_a \simeq 25 N_{\text{fam}} \left(\frac{x}{x+1} \right) \text{ keV}$. Die resultierende Lebensdauer der Axionen ergibt sich zu:

- $m_a > 2m_e$: Das Axion zerfällt in ein Elektron und Positron:

$$\tau(a \rightarrow e^+ e^-) \simeq 4 \times 10^{-9} \text{ s} \left(\frac{1 \text{ MeV}}{m_a} \right) \frac{x^2 \text{ oder } 1/x^2}{\sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{m_a^2}}}$$
- $m_a < 2m_e$: Das Axion zerfällt in zwei Photonen:

$$\tau(a \rightarrow \gamma\gamma) \sim \mathcal{O} \left(\frac{100 \text{ keV}}{m_a} \right) \text{ s}$$

Die 'langlebigen Axionen' ($m_a < 2m_e$) könnten in dem Prozess $K^+ \rightarrow \pi^+ + a$ auftreten, d.h. diese Axionen müssen sichtbar sein. Das Verzweigungsverhältnis hierfür kann zu [43]: $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + a) \simeq 3 \times 10^{-5} \cdot (x + 1/x)^{-2}$ bestimmt werden. Doch konnte diese Vorhersage durch das KEK Experiment, das eine obere Grenze von [47]:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + X^0) \simeq 3.8 \times 10^{-8}, \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.10)$$

gemessen hat, ausgeschlossen werden. X^0 ist ein praktisch masseloses und nicht-(oder nur sehr schwach) wechselwirkendes Teilchen.

1.4.2 'Unsichtbare' Axionmodelle

Das phenomenologische Problem der sichtbaren Axionen ist die Verknüpfung der Brechungsskalen f_a und f_{EW} . Werden die Brechungsskalen jedoch voneinander separiert, so kann das Problem gelöst werden. Dies wurde 1979 von Kim vorgeschlagen [48]. In allen 'unsichtbaren Axionmodellen' wird ein komplexes Skalarfeld σ

eingeführt, das die PQ Ladung trägt, einen großen Vakuumerwartungswert besitzt $\langle \sigma \rangle = f_a/\sqrt{2} \gg f_{EW}$ und ein $SU(2) \times U(1)$ Singlett ist [49]. Diese Eigenschaften erlauben die Aufspaltung der Skala der elektroschwachen Brechungsskala und der PQ-Brechungsskala; daher die Wahl von $f_a \gg f_{EW}$. Der Unterschied zu den 'sichtbaren' Axionen besteht in den Kopplungseigenschaften der 'unsichtbaren Axionen' an normale Quarks und Leptonen. Die Kopplung an Fermionen- oder Eichfelder im Vergleich zu den 'sichtbaren Axionmodellen' ist sehr klein, das Axion hat eine kleine Masse, wechselwirkt nur sehr schwach mit normaler Materie (ist praktisch nicht sichtbar) und es ist langlebig [46]. Die zwei bevorzugten Szenarien werden nun kurz beschrieben.

KSVZ Modell

Das von Kim [51], Shifman, Vainshtein und Zakharov [52] (KSVZ) vorgeschlagene Modell basiert auf der Einführung eines schweren Quarks X , das die PQ Ladung trägt und somit an σ koppelt. Das KSVZ Modell gehört zur Kategorie der hadronischen Axionmodelle, da das Axion keine Kopplung mit Elektronen auf Baumniveau besitzt. Über Ein-Schleifen-Rechnungen kann jedoch gezeigt werden, dass es einen geringen Beitrag zur Axion-Elektron-Kopplung gibt, und zwar durch die Axion-Photon Kopplung [53].

DFSZ Modell

Im von Dine, Fischler, Srednicki [54] und Zhitnitskii [55] (DFSZ) vorgeschlagenen Modell tragen die Quarks und Leptonen die PQ Ladung, besitzen also gleiche PQ Symmetrieeigenschaften, wie die Axionen in 'sichtbaren Modellen'. Es werden zwei Higgsfelder Φ_1 und Φ_2 benötigt, um die Kopplung an σ auf Quark-Niveau zu ermöglichen [49].

1.5 Eigenschaften der Axionen

Im Folgenden seien die wichtigsten Eigenschaften der Axionen noch einmal zusammengefasst. Die Größe der Skala f_a , auf der die PQ Symmetrie bricht, bestimmt die Eigenschaften der Axionen. Die einzelnen Kopplungskonstanten sind umgekehrt proportional zu f_a .

Kopplung an Gluonen: Die Kopplung des Axionfeldes an Gluonen über eine Dreiecksanomalie ist eine direkte Folge der Anomalie der $U(1)_{PQ}$ Symmetrie und daher eine Axion-Eigenschaft in allen Axionmodellen. Die Kopplung an Gluonen impliziert die Kopplung an Pionen und für die Axionmasse kann folgende Relation angegeben werden [33]:

$$m_a = \frac{f_\pi m_\pi}{f_a} \left(\frac{z^{1/2}}{(1+z)} \right) \simeq 6 \text{ eV} \frac{10^6 \text{ GeV}}{f_a}, \quad (1.11)$$

mit der Zerfallskonstante des Pions $f_\pi \sim 93 \text{ MeV}$ und der Pionenmasse $m_\pi = 135 \text{ MeV}$, sowie den Quarkmassenverhältnissen [57]: $z = m_u/m_d$ und $w = m_u/m_s$ (siehe Particle Data Group PDG [58]).

Kopplung an Photonen: Eine weitere allgemeine Eigenschaft der Axionen ist die Wechselwirkung mit Photonen, auf der viele der experimentellen Nachweisversuche für Axionen basieren. Der Wechselwirkungsterm lautet [33]:

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} a = -g_{a\gamma\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} a. \quad (1.12)$$

$F_{\mu\nu}$ ist der elektromagnetische Feldstärketensor, $\tilde{F}^{\mu\nu}$ sein Dualtensor und $\mathbf{E}$ und $\mathbf{B}$ beschreiben die elektrischen und magnetischen Felder. Die Kopplungskonstante ist gegeben durch:

$$g_{a\gamma\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_a} \left(\frac{E}{N} - \frac{2}{3} \frac{4+z}{1+z} \right) = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{E}{N} - \frac{2}{3} \frac{4+z}{1+z} \right) \frac{1+z}{z^{1/2}} \frac{m_a}{m_\pi f_\pi}, \quad (1.13)$$

mit der elektromagnetischen (E) und der Farb-Anomalie (N) des axialen Stromes, sowie der Feinstrukturkonstante α . Axionen oder axion-ähnliche Teilchen mit einem zwei Photon-Vertex zerfallen in 2 Photonen entsprechend einer Übergangsrate:

$$\Gamma_{a \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3}{64\pi} = \frac{\alpha^2}{256\pi^3} \left[\left(\frac{E}{N} - \frac{2}{3} \frac{4+z}{1+z} \right) \frac{1+z}{z^{1/2}} \right]^2 \frac{m_a^5}{m_\pi^2 f_\pi^2}. \quad (1.14)$$

Kopplung an Fermionen: Der Hauptunterschied der einzelnen Axionmodelle besteht in der Eigenschaft der Axionen, eine Kopplung an Fermionen einzugehen. Unter der Annahme, dass die Elektronen und Quarks eine PQ Ladung tragen, können Yukawakopplungen zwischen Elektronen/Quarks und Axionen auftreten. Der Lagrangenterm, der die Wechselwirkung zwischen Axionen und Fermionen auf Baumniveau beschreibt, lautet [59]:

$$\mathcal{L}_{af} = \frac{g_{af}}{2m_f} \bar{\Phi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \Phi_f \partial_\mu a \quad \text{mit} \quad g_{af} = \frac{C_f m_f}{f_a}. \quad (1.15)$$

Hier ist die Fermionenmasse m_f und die effektive PQ Ladung C_f (modellabhängig).

Kopplung an Nukleonen: Zum einen trägt die Kopplung der Axionen über Baumniveau an die u und d Quarks zur Axion-Nukleon Kopplung bei, zum anderen gibt es einen Beitrag von der Axion-Pion-Mischung [59, 60, 33, 62, 63]: $g_{aN} = \frac{C_N m_N}{f_a}$, mit der effektiven PQ Ladung des Nukleons C_N (Kombination der Quarkmassen).

1.6 Entstehung solarer Axionen

Da diese Arbeit den Nachweis solarer Axionen mit dem CAST Experiment behandelt, wird im Folgenden die Erzeugung von Axionen in der Sonne detaillierter beschrieben. Die Zwei-Photon-Kopplung der Axionen (oder axion-ähnlichen Teilchen) erlaubt die Konversion $a \leftrightarrow \gamma$ in externen elektrischen oder magnetischen Feldern. Sind Temperatur, Dichte und chemische Zusammensetzung des Plasmas bekannt, so kann die

Emissionsrate der Axionen direkt aus dem Spektrum der $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ Fluktuationen berechnet werden [64]. Der dominante Beitrag zur Emissionsrate stammt aus dem Prozess, bei dem $\mathbf{E}$ durch die geladenen Teilchen des Mediums gegeben ist und $\mathbf{B}$ von der Bewegung der thermischen Photonen induziert wird. Axionen können durch Konversion eines Photons in dem elektrischen Feld eines geladenen Teilchens erzeugt werden. In einem Plasma sind die geladenen Teilchen miteinander korreliert, so dass die Ladung in einem gewissen Abstand abgeschirmt wird. Andere subdominante Prozesse basieren auf dem “Elektro-Primakoff Effekt”, bei dem das $\mathbf{B}$ Feld durch bewegte elektrische Ladungen erzeugt wird, d.h. das Axion wird durch den Austausch zweier virtueller Photonen erzeugt, wobei jedes dieser Photonen einem geladenen Teilchen zugeordnet werden kann [64]. In der Sonne können alle Teilchen als nicht-relativistisch betrachtet werden, weswegen die $\mathbf{B}$ Felder, die durch bewegte elektrische Ladungen induziert werden, sehr klein sind. Die Axionen können auch mit anderen Teilchen des Plasmas, wie z.B. den Elektronen oder den Kernen, wechselwirken. Die im Folgenden angegebenen Ergebnisse beziehen sich auf hadronische Axionen und deren Eigenschaften. Diese Axionen koppeln nicht an Elektronen auf Baumniveau, so dass die Emissionsrate der Axionen über den Primakoff Prozess dominiert wird [65, 66]. Die Übergangsrate für Photonen der Energie E in Axionen der gleichen Energie in einem stellaren Plasma über den Primakoff Effekt ist [67]:

$$\Gamma_{\gamma \rightarrow a} = \frac{g_{a\gamma}^2 T \kappa_s^2}{32\pi} \left[\left(1 + \frac{\kappa_s^2}{4E^2} \right) \ln \left(1 + \frac{4E^2}{\kappa_s^2} \right) - 1 \right], \quad (1.16)$$

mit T der Plasmatemperatur (es gelten natürliche Einheiten $\hbar = c = k_B = 1$). Rückstoßeffekte können vernachlässigt werden und die Energien der Photonen und Axionen werden als gleich angesehen. Die Größenordnung der Abschirmung in der Debye-Hückel Näherung ist [64]:

$$\kappa_s^2 = \frac{4\pi\alpha}{T} \left(n_e + \sum_{\text{nuclei}} Z_j^2 n_j \right), \quad (1.17)$$

mit n_e der Elektronendichte und n_j der Anzahl der j Ionen mit Ladung Z_j . Der erwartete Axionfluss auf der Erde ergibt sich bei einem durchschnittlichen solaren Abstand $D_\odot$ von der Erde zu:

$$\Phi_a = \frac{R_\odot^3}{4\pi D_\odot^2} \int_0^1 dr \, 4\pi r^2 \int_{\omega_{\text{pl}}}^\infty dE \, \frac{4\pi k^2}{(2\pi)^3} \frac{dk}{dE} 2f_B \Gamma_{\gamma \rightarrow a}, \quad (1.18)$$

wobei $f_B = (e^{E/T} - 1)^{-1}$ die Bose-Einstein Verteilung der thermischen Photonen im solaren Plasma beschreibt. Der Radius r wird in Einheiten des solaren Radius $R_\odot$ angegeben $r = R/R_\odot$. Die Plasmafrequenz der Photonen lautet:

$$\omega_{\text{pl}}^2 = \frac{4\pi\alpha n_e}{m_e}. \quad (1.19)$$

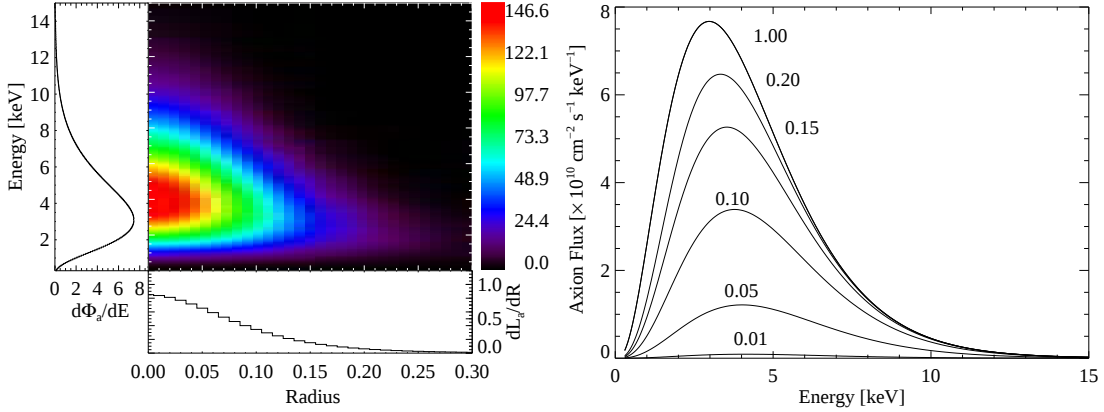


Abbildung 1.1: Links: Dargestellt ist die solare Oberflächenleuchtkraft der Axionen als Funktion der Energie und des Radius. Der Axionfluss ist in Einheiten von $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$ pro Flächeneinheit angegeben. Des Weiteren ist die Energieverlustrate der Axionen in der Sonne (dL_a/dR) und der differentielle Axionfluss gezeigt ($d\phi_a/dE$). Rechts: Differentielles solares Axionspektrum für verschiedene Werte der dimensionslosen Variable r in Einheiten des solaren Radius $R_\odot$. Wird der Integrationsradius r zu den Randzonen der solaren Scheibe hin ausgedehnt, so verschiebt sich das Maximum des Spektrums zu niedrigeren Energien hin [6].

Mit der Dispersionsrelation $E^2 = k^2 + \omega_{\text{pl}}^2$ folgt, dass $dk/dE = E/k$. Der Wert der Plasmafrequenz ist von der radialen Position innerhalb der Sonne abhängig. Mit den in dieser Berechnung verwendeten Näherungen kann der solare Axionfluss und die Energieverlustrate im Energiebereich von 0.3-11 keV bestimmt werden. Für Energien unterhalb 0.3 keV verlieren die erwähnten Näherungen ihre Gültigkeit, da Rückstoßeffekte und die kollektive Bewegung der geladenen Teilchen in den bisherigen Annahmen nicht berücksichtigt wurden. Vielmehr werden die geladenen Teilchen als statische Quellen elektrischer Felder betrachtet [68]. Der differentielle solare Axionfluss kann als Oberflächenleuchtkraft $\varphi_a(E, r)$ der solaren Scheibe definiert werden [6]:

$$\varphi_a(r, E) = \frac{R_\odot^3}{2\pi^3 D_\odot^2} \int_r^1 d\rho \frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 - r^2}} E k f_B \Gamma_{a \rightarrow \gamma}, \quad (1.20)$$

wobei f_B und $\Gamma_{a \rightarrow \gamma}$ entsprechend der jeweiligen radialen Position ρ innerhalb der Sonne angegeben werden. Physikalische Parameter wie Temperatur, Dichte usw. an der Position ρ müssen dem Sonnenmodell entnommen werden. Das hier verwendete solare Modell ist von Bahcall und Pinsonneault aus dem Jahre 2004, das in tabellierter Form mit 1071 Punkten vorliegt [69, 70]. Das Maximum der Verteilung liegt bei 3.00 keV (der solare Radius ist $R_\odot = 6.9598 \times 10^{10} \text{ cm}$) und für die solare Leuchtkraft wurde $L_\odot = 3.8418 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ angenommen [70]. Neben dem in analytischer Form vorliegendem Axionfluss (van Bibber et al. [65]) kann auch eine Näherung mit E_0 der mittleren Energie der Axionen ($\langle E \rangle = E_0$) angegeben werden:

$$\frac{d\Phi_a}{dE} = 6.02 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1} g_{10}^2 E^{2.481} e^{-E/1.205}. \quad (1.21)$$

In Abb. 1.1 ist die solare Oberflächenleuchtkraft der Axionen $\varphi_a(E, r)$ als Funktion der Axionenergie E und der radialen Koordinate r dargestellt. Außerdem ist der solare Axionfluss als Funktion der Energie für verschiedene Werte von r mit einer Kopplungskonstante von $g_{a\gamma\gamma} = 1 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ gezeigt. Der Hauptanteil des Axionenflusses wird aus den inneren 20% der solaren Scheibe emittiert.

1.7 Kosmologische und astrophysikalische Grenzen

In diesem Abschnitt werden kurz die Einschränkungen an die Axioneigenschaften, die aus kosmologischen und astrophysikalischen Überlegungen folgen, zusammengefasst. Ausführliche Herleitungen und Berechnungen finden sich z.B. in [33, 5, 71, 72, 73, 74, 75].

1.7.1 Kosmologische Überlegungen

Die Kosmologie bietet die Möglichkeit, eine untere Grenze der Axionmasse abzuschätzen [76, 77, 78]. Die QCD Anomalie hatte zu dem Zeitpunkt, zu dem der PQ Phasenübergang im Universum stattfand (bei $T \approx f_a \gg \Lambda_{\text{QCD}}$), keine Auswirkungen und der Vakuumerwartungswert $\langle a_{\text{phys}} \rangle$ besitzt einen beliebigen Wert. Durch Abkühlen des Universums zu Temperaturen von $T \sim \Lambda_{\text{QCD}}$, erhält das Axion eine Masse und $\langle a_{\text{phys}} \rangle \rightarrow 0$. Dieser Mechanismus findet nicht augenblicklich statt, sondern $\langle a_{\text{phys}} \rangle$ oszilliert in den Endzustand. Solche kohärenten Axionoszillationen würden zur Energiedichte in unserem Universum beitragen. Die Axionen wären ein Kandidat der Kalten Dunklen Materie. Die in den Oszillationen enthaltene Energiedichte ist proportional zu f_a . Abschätzungen des Beitrags an Kalter Dunkler Materie zum Gesamtanteil an Materie im Universum lassen Einschränkungen an f_a zu. Der Beitrag zur Energiedichte des Universums aufgrund der Axionen kann zu [79]:

$$\Omega_a h^2 = 0.5 \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^{7/6} [\theta_i^2 + (\sigma_\theta^2)] \gamma \quad (1.22)$$

berechnet werden. Der Winkel θ_i beschreibt den 'Misalignment' Winkel für $\langle a_{\text{phys}} \rangle / f_a$, σ_i ist die mittlere Fluktuationsstärke und γ ist ein Dämpfungsfaktor. Eine Analyse der Daten des Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Experiments liefert eine untere Schranke für den Anteil an Kalter Dunkler Materie in unserem Universum von $\Omega_h h^2 < 0.12$. Laut Peccei [33] folgt unter der Annahme, dass kein Verlust an Energiedichte durch die Oszillationen stattfindet (entsprechend $\gamma = 1$) und mit $\theta_i = \pi^2/3$ [80]:

$$f_a < 3 \times 10^{11} \text{ GeV}^{-1} \quad \text{oder} \quad m_a > 2 \times 10^{-5} \text{ eV}. \quad (1.23)$$

1.7.2 Astrophysikalische Überlegungen

Aufgrund der Zwei-Photonen Kopplung der Axionen besteht die Möglichkeit, dass Axionen über den Primakoff-Effekt in stellaren Plasmen erzeugt werden können (siehe Kapitel 1.6). Dies bedeutet, dass Axionen zur Energieverlustrate der Sterne beitragen. Die Existenz von Axionen hat u.a. einen Einfluss auf die Lebensdauer der Sterne, da diese aufgrund des Energieverlustes durch Axionemission einen höheren Anteil an Brennstoff im Inneren haben müssen, um den Energieverlust zu kompensieren. Der erhöhte Anteil an Brennstoff führt dazu, dass der Stern schneller verbrennt und die Lebensdauer verkürzt wird [56]. Ein restriktives Limit an die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}$ kann durch Abschätzen des Energieverlustes durch Axionemission in Sternen von Kugelsternhaufen angegeben werden. Ein Kugelsternhaufen ist ein gravitativ gebundenes Sternensystem, indem die Sterne zur selben Zeit entstanden sind und sich somit primär nur in ihrer Masse unterscheiden (mit Massen unterhalb einer Sonnenmasse). Die Sterne des horizontalen Riesenastes (HB=horizontal branch) haben das Stadium des Heliumbrennens bereits erreicht, wobei ihr Kern (≈ 0.5 Sonnenmassen) Energie freisetzt, indem Helium zu Kohlenstoff und Sauerstoff fusioniert wird. Axionemission würde dann zu einem erhöhten Verbrauch an Helium und somit zu einer Reduktion der Lebenszeit der HB Sterne führen. Die Lebensdauer der HB Sterne kann relativ gemessen werden, indem die Anzahl der HB Sterne mit der Anzahl der Sterne des Roten Riesenastes (RGB=Red Giant Branch), die heller sind, verglichen wird. Eine konservative Schranke ist:

$$g_{a\gamma\gamma} < 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}, \quad (1.24)$$

für den Axionmassenbereich $m_a \leq 0.3(\frac{E}{N} - 1.93 \pm 0.08)$ [56]. RGB Sterne haben einen entarteten Heliumkern und das Helium zündet explosionsartig bei einer kritischen Kombination von Dichte und Temperatur. Die bei dem Prozess:

$$e^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) + a \quad (1.25)$$

auftretende Bremsstrahlung hätte zur Folge, dass die Heliumzündung durch Axionkühlen verzögert ist. Für DFSZ Axionen folgt aus Abschätzungen dieser Prozesse [81]:

$$\alpha_{aee} \leq 2.5 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-1}. \quad (1.26)$$

Die stärksten Einschränkungen an Axionen, die über Nukleon-Nukleon-Axion Bremsstrahlung erzeugt werden ($N + N \rightarrow N + N + a$), kommen von der Beobachtung der Supernova SN 1987A [82]. Der Energieverlust, den die Supernovae durch Axionemission erfahren würde, kann anhand der Dauer des Neutrinoausstoßes abgeschätzt werden. Die Messungen von Kamiokande II und von Irvine-Michigan Brookhaven (IBM) geben einen Bereich für die Kopplungskonstante der Axionen an Nukleonen von:

$$3 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1} \leq g_{aN} \leq 3 \times 10^{-7} \text{ GeV}^{-1} \quad (1.27)$$

im Massenbereich: $0.01 \text{ eV} \leq m_a^{\text{KSVZ}} \leq 10 \text{ eV}$ an. Hadronische, schwere Axionen können nukleare Anregungen induzieren, die zu Gammastrahlung führen. Dadurch

sollte die Anzahl detektierter Ereignisse in Cherenkov-Detektoren höher sein [83]. Aufgrund dieser Messungen kann ein weiterer Axionmassenbereich ausgeschlossen werden: $20 \text{ eV}^{-1} \leq m_a^{\text{KSVZ}} \leq 20 \text{ keV}$. Insgesamt bleibt nur ein schmaler Massenbereich für hadronische Axionen von μeV bis meV , der bisher nicht ausgeschlossen wurde. Da die astrophysikalischen und kosmologischen Überlegungen auf relativ unsicheren Modellen oder Annahmen basieren, werden einige Anteile der ausgeschlossenen Bereiche weiterhin nach einem Axionsignal untersucht [56].

1.8 Suche nach 'unsichtbaren' Axionen

Im ersten Teil dieses Abschnittes wird die Axion-Photon-Konversion, die Grundlage vieler experimenteller Nachweismethoden ist, beschrieben. Im zweiten Teil werden verschiedene Methoden diskutiert, um Axionen über die Axion-Photon Kopplung nachzuweisen. Die Zerfallskonstante der 'unsichtbaren' Axionen liegt im Bereich von $10^8 \text{ GeV} < f_a < 10^{12} \text{ GeV}$ (astrophysikalische Überlegungen). P. Sikivie entwickelte 1983 eine Methode, um Axionen unter Ausnutzung des inversen Primakoff Effekts zu detektieren [7]. Drei Arten von Experimenten werden unterschieden: Axion Helioskope, Axion Haloskope, sowie die Laser Experimente. Mit den Haloskop-Experimenten wird versucht, galaktische Axionen mit dem Wert der Brechungsskala von $f_a \approx 10^8 \text{ GeV}$ nachzuweisen. Helioskope suchen nach Axionen, die im Sonneninneren bzw. im Inneren von Sternen erzeugt werden ($f_a \approx 10^8 \text{ GeV}$). Laser Experimente versuchen Axionen, die durch einen Laser im Labor erzeugt werden, nachzuweisen.

1.8.1 Axion-Photon-Konversion in Magnetfeldern

Grundlage vieler Nachweismethoden der Axionen ist deren Konversion in Photonen, die im Folgenden genauer beschrieben wird. In einem transversalen magnetischen oder elektrischen Feld kann eine Axion-Photon Konversion stattfinden. Freie Photonen und Axionen besitzen Spin 1 bzw. 0 mit den zugehörigen Spinprojektionsoperatoren $J_z = \pm 1$ bzw. $J_z = 0$. Ein longitudinales Feld kann keine Änderung in J_z hervorrufen und ein Übergang eines Axions in ein Photon ist nicht möglich. Es ergeben sich also 2 mögliche lineare Polarisationszustände des Photons: parallel ($\parallel$) und senkrecht aufeinander stehend ($\perp$). Jedoch mischt nur die Polarisationskomponente, die parallel zum Magnetfeld steht, mit den Axionen. Die Wellengleichung für Teilchen, die in Anwesenheit eines transversalen Magnetfeldes B mit einer Frequenz ω in z -Richtung propagieren, lautet [65, 84]:

$$\left[\begin{pmatrix} \omega - m_\gamma^2/2\omega - i\Gamma/2 & g_{a\gamma\gamma}B/2 \\ g_{a\gamma\gamma}B/2 & \omega - m_a^2/2\omega \end{pmatrix} - i\partial_z \right] \begin{bmatrix} A_\parallel \\ a \end{bmatrix} = 0, \quad (1.28)$$

wobei $A_\parallel$ die Amplitude der parallelen Photonenkomponente zum Magnetfeld und a das Axionfeld beschreiben. Γ ist ein Dämpfungsfaktor und beschreibt die inverse

Absorptionslänge für Photonen. Die Übergangsamplitude ergibt sich aus der Lösung der Glg. 1.28 in erster Ordnung [65]:

$$\langle A_{\parallel} | a \rangle = \frac{g_{a\gamma\gamma}}{2} \exp \left(- \int_0^z dz' \Gamma/2 \right) \times \int_0^z dz' B \exp \left(i \int_0^{z'} dz'' [(m_\gamma^2 - m_a^2)/2\omega - i\Gamma/2] \right). \quad (1.29)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Axion in einem Magnetfeld B der Länge $L = z$ in ein Photon konvertiert, ergibt sich zu [65]:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = |\langle A_{\parallel}(z) | a(0) \rangle|^2 = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 B^2}{4} \frac{1}{(q^2 + \Gamma^2/4)} [1 + e^{(-\Gamma L)} - 2 e^{(-\Gamma L/2)} \cos(qL)]. \quad (1.30)$$

Mit $\omega = E_a$ folgt für q , dem Impulsübertrag eines Photons in einem Medium an ein Axion:

$$q = \frac{|m_\gamma^2 - m_a^2|}{2E_a}. \quad (1.31)$$

Findet die Axion-Photon Konversion in Vakuum statt, so gilt für die Dämpfungskonstante $\Gamma = 0$ und Glg. 1.30 kann vereinfacht werden zu:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left(\frac{B g_{a\gamma\gamma}}{2} \right)^2 2L^2 \frac{1 - \cos(qL)}{(qL)^2} \quad (1.32)$$

und für die longitudinale Impulsdifferenz (oder Impulsübertrag) zwischen Axion und Photon gilt $q = m_a^2/2E_a$ [65]. Im Falle $\Gamma = 0$ (Vakuum) kann die Konversion der solaren Axionen in Röntgenphotonen kohärent über die makroskopische Länge des Magnetfeldes stattfinden, solange die Kohärenzbedingung $qL < \pi$ erfüllt ist. Diese Bedingung ist aber für das CAST Experiment¹ nur bis zu einer Axionenmasse von $< \sim 0.02 \text{ eV}/c^2$ erfüllt (siehe Abb. 1.2, links). Die Sensitivität nimmt für höhere Massen sehr schnell ab, da einfallendes Axionfeld und austretendes Photonenfeld immer weniger in Phase schwingen, bis es schließlich zur destruktiven Interferenz kommt. Vor 20 Jahren schlugen Karl van Bibber et.al [65, 84] eine Methode vor, um die Kohärenzbedingung auch für höhere Axionruhemassen wiederherzustellen. Durch die Verwendung eines Puffergases (mit kleiner Ordnungszahl Z , wie z.B. Helium) kann die Geschwindigkeit des Photons soweit justiert bzw. verringert werden, dass Photon und Axion wieder in Phase schwingen. Die Ionisationsenergie eines Gases mit geringer Ordnungszahl Z ist gering genug, um eine Absorption über den gesamten Energiebereich zu gewährleisten. Die Photonen erhalten in diesem Fall eine effektive Masse m_γ :

$$m_\gamma = \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\alpha N_e}{m_e}} = 28.9 \sqrt{\frac{Z}{A}} \rho [\text{eV}], \quad (1.33)$$

mit der Elektronenmasse m_e und der Anzahl der Elektronen im Medium (Gas) N_e .

¹Länge des Konversionsvolumens $L = 9.26 \text{ m}$

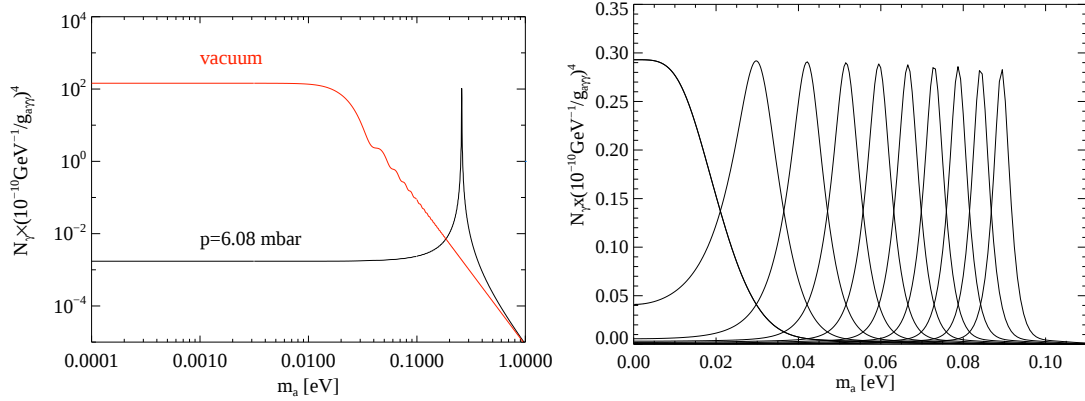


Abbildung 1.2: Links: Photonen, die aufgrund von Axion-Photon Konversion für einen Magneten mit $L = 9.26$ m und $B = 9.0$ T erwartet werden. Es wurde über den Energiebereich $1 - 10$ keV intergiert, $t = 33$ d, Fläche des Konversionsvolumens $A = 14.5$ cm² und $g_{a\gamma\gamma} = 1 \times 10^{-10}$ GeV⁻¹. In rot ist der Fall evakuierter Magnetröhren gezeigt; in schwarz für einen ⁴He Druck von 6.08 mbar. Rechts ist der Fall für ⁴He-Gas in den Magnetröhren gezeigt für $t = 3600$ s. Jede Kurve stellt einen unterschiedlichen Druck dar (0.0-0.72 mbar).

Unter Verwendung der idealen Gasgleichung kann Glg. 1.33 für ⁴He weiter vereinfacht werden zu [85]:

$$m_\gamma(\text{eV}) \simeq \sqrt{0.0201 \times \frac{p[\text{mbar}]}{T[\text{K}]}} [\text{eV}]. \quad (1.34)$$

Somit wird die Kohärenz bei einem bestimmten Gasdruck und bei einer bestimmten Temperatur für genau einen Wert der Axionmasse wieder hergestellt. Die Kohärenzbedingung lautet:

$$\sqrt{m_\gamma^2 - \frac{2\pi E_a}{L}} < m_a < \sqrt{m_\gamma^2 + \frac{2\pi E_a}{L}}. \quad (1.35)$$

Die zugehörige Sensitivitätskurve hat die Eigenschaft einer glockenförmigen Resonanz. Ihre relative Halbwertsbreite ist von der Größenordnung $10^{-3} - 10^{-4}$ eV (siehe Abb. 1.2 rechts). Die Anzahl der konvertierten Photonen ergibt sich zu:

$$N_\gamma(m_a) = \int_{E'_i}^{E'_i + \Delta E'} dE' \int_0^\infty R(E', E) a(E) \frac{d\phi_a}{dE} P_{a \rightarrow \gamma} t dE, \quad (1.36)$$

mit $R(E', E)$, der Detektor-Responsefunktion, $A(E)$ der effektiven Fläche des Detektors in [cm²]; t der Messzeit in [s] und $P_{a \rightarrow \gamma}$ der Übergangswahrscheinlichkeit für Axion-Photon Konversion [65]. In den nächsten Abschnitten werden einige der Experimente, die versuchen Axionen nachzuweisen, vorgestellt.

1.8.2 Mikrowellen-Resonator-Experimente

Das Nachweisprinzip dieser Experimente basiert auf dem Primakoff-Effekt. Folgende Annahme wird gemacht: galaktische Axionen können innerhalb eines Mikrowellenresonators, welcher einen hohen Qualitätsfaktor besitzt, in Photonen (Mikrowellensignal) konvertieren. Der Resonator befindet sich in einem Magnetfeld. Die konvertierten Photonen sind monochromatisch, mit einer relativen Breite von 10^{-6} . Die Resonanzfrequenz des Resonators muss einstellbar sein, um verschiedene Axionmassen nach einem Signal absuchen zu können. Anfänglich gab es Experimente mit einem sensitiven Volumen der Kavität von ~ 1 l (Rochester-BNL-Fermilab [86, 87] und Universität Florida [89]), die einen Massenbereich von $4.5 \mu\text{eV} < m_a < 16.3 \mu\text{eV}$ ausschließen konnten. Experimente der zweiten Generation verfügen über ein größeres Volumen (~ 200 l), sowie stärkere Magnetfelder ($B \sim 7.5$ T). Das ADMX² Experiment konnte KSVZ-Axionen im Axionmassenbereich von $1.9 \mu\text{eV} < m_a < 3.3 \mu\text{eV}$ ausschließen [90, 91]. ADMX wird die Sensitivität weiter erhöhen, indem eine neue Technologie von SQUID³ Verstärkern angewendet wird [92].

1.8.3 Optische und Radioteleskop-Experimente

Diese Experimente versuchen, die im frühen Universum thermisch erzeugten Axionen nachzuweisen. Der untersuchte Axionmassenbereich dieser Art von Experimenten liegt im 'Multi eV' Bereich, d.h. 3-8 eV. Der Beitrag der Axionen zur kritischen Dichte ist zwar gering: $\Omega \sim 0.01 m_a/\text{eV}$, doch haben diese Axionen eine Lebensdauer von $\tau_{a \rightarrow \gamma\gamma} \approx 10^{25} \text{s} (m_a/\text{eV})^{-5}$. Die thermisch erzeugten Axionen können nachgewiesen werden, indem nach einer monochromatischen Photonenlinie von Galaxienhaufen gesucht wird. Aufgrund der Konversion eines Axions in zwei Photonen kann eine Emissionslinie bei der Wellenlänge $\lambda_a = 2hc/m_a$ detektiert werden. Das Kitt Peak National Observatory (KPNO) hat diesbezüglich drei Galaxienhaufen (die Abell Haufen 1413, 2218, 2256) analysiert [93, 94]; doch konnte kein Signal detektiert werden. Der Massenbereich 3-8 eV konnte so ausgeschlossen werden. Das Radioteleskop des Haystack Observatory konnte den Axionmassenbereich $298 \mu\text{eV} < m_a < 363 \mu\text{eV}$ durch Untersuchung von Zwerg-Galaxien ausschließen [95].

1.8.4 Photonenregenerations-Experimente

Das Konzept dieser Art von Experimenten basiert auf der Annahme, dass Axionen erzeugt werden können, indem Photonen durch ein transversales Magnetfeld propagieren. Dazu wird ein Laser verwendet, der durch einen supraleitenden Dipolmagnet

² Axion Dark Matter eXperiment

³ Superconducting QUantum Interference Devices

scheint. Das Laserphoton wechselwirkt mit dem virtuellen Photon des statischen Magnetfeldes, um ein pseudoskalaras Axion zu erzeugen. Die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{\gamma\gamma\rightarrow a}$ ist proportional zu dem Produkt aus Kopplungskonstante, Magnetfeldstärke und -länge $(g_{a\gamma}BL)^2$ (siehe Glg. 1.32). Da das Axion nur sehr schwach mit normaler Materie wechselwirkt, durchdringt es eine Wand, die zwischen dem ersten und einem zweiten Magneten aufgebaut ist. Im zweiten Magneten wechselwirkt das zuvor erzeugte Axion wiederum mit den virtuellen Photonen des Magnetfeldes und Photonen werden erzeugt. Die regenerierten Photonen können mit einem Photomultiplier detektiert werden. Eine obere Schranke an die Kopplungskonstante von $g_{a\gamma} = 6.7 \times 10^{-7} \text{ GeV}$ in einem Massenbereich $m_a < 0.001 \text{ eV}$ konnte angegeben werden [96, 97].

1.8.5 Polarisations-Experimente

Bei dieser Art von Experimenten wird versucht, Axionen zu erzeugen, indem ein Laserstrahl durch ein Magnetfeld scheint. Axionen können eine Änderung der Polarisationsrichtung des Photonenstrahls, der durch ein transversales Magnetfeld propagiert, hervorrufen. Die Polarisationsrichtung des Laserlichts vor und hinter der Wand ändert sich. Lediglich die elektrische Komponente des einfallenden Laserlichts, die parallel zum angelegten Magnetfeld liegt, trägt jedoch zur Änderung der Polarisationsrichtung bei. Die senkrecht zum Magnetfeld stehende Komponente liefert keinen Beitrag. Zwei beobachtbare Effekte treten auf, zum einen der Dichroismus, entsprechend einer Rotation des Polarisationsvektors. Zum anderen die Doppelbrechung des Vakuums, die auftritt, während die Axionen das zweite Magnetfeld durchqueren. Hier wird der ursprünglich linear polarisierte Laserstrahl elliptisch polarisiert (die Axionen mischen nochmals mit der zum Magnetfeld parallel stehenden elektrischen Komponente). Eine obere Schranke für die Axion-Photon Kopplungskonstante kann mit: $g_{a\gamma} < 3.6 \times 10^{-7} \text{ GeV}^{-1}$ für $m_a < 5 \times 10^{-4} \text{ eV}$ angegeben werden [98].

1.8.6 Suche nach solaren Axionen mit einem Helioskop

Die Suche nach Axionen, die im Plasma eines Sterninneren erzeugt werden, bietet z.B. die Möglichkeit, das Auskühlen von Sternen zu erklären. Der uns am nächsten gelegene und am besten bekannte Stern ist die Sonne, weswegen mit diesen Experimenten versucht wird, solare Axionen nachzuweisen. Es gibt zwei Arten von Helioskopen, beide basieren auf dem Konzept, Axionen über den inversen Primakoff Effekt zu detektieren.

1. Wechselwirkung von Axionen im elektrischen Feld der Atomkerne eines Kristalls. Notwendig für eine Axion-Photon-Konversion ist die Erfüllung der Bragg-Bedingung [99]. Dazu wurden Germaniumkristall-Detektoren verwendet. Die

Experimente COSME [100] und SOLAX⁴ [101] haben folgende obere Grenzen für die Kopplungskonstante angegeben: $g_{a\gamma} < 2.7 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1}$ [SOLAX] und $g_{a\gamma} < 2.8 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1}$ [COSME] für einen Axionmassenbereich von $m_a \leq 1 \text{ keV}$. Das DAMA⁵ Experiment benutzt einen NaI(Ti) Kristall und konnte eine obere Schranke von $g_{a\gamma} < 1.7 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1}$ [DAMA] angeben [102].

2. Die zweite Art der Helioskope beruht auf folgendem Prinzip: die Axionen, die im Sonneninneren erzeugt werden, propagieren zur Erde und können dort in einem transversalen Magnetfeld in Photonen konvertieren (inverser Primakoff Effekt) und mittels Röntgendetektoren nachgewiesen werden. Das erste Experiment dieser Art (Lazarus et al.) hat folgende oberen Schranken für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma}$ angegeben [103]:

$$g_{a\gamma} < 3.6 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1} \text{ für } m_a < 0.03 \text{ eV} \quad (1.37)$$

sowie

$$g_{a\gamma} < 7.7 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-1} \text{ für } 0.03 \text{ eV} < m_a < 0.11 \text{ eV} [43]. \quad (1.38)$$

Ein sensitiveres Experiment ist das Tokyo Helioskop [104], das ein Limit für $g_{a\gamma}$ von

$$g_{a\gamma} < 6.0 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1} \text{ für } m_a < 0.03 \text{ eV} \quad (1.39)$$

angibt.

Das weltweit sensitivste Helioskop ist derzeit das CERN Solar Axion Telescope (CAST) Experiment, das im nächsten Kapitel detailliert beschrieben wird.

⁴Solar AXion experiment

⁵DARk MATter search

Kapitel 2

Nachweis solarer Axionen mit dem CAST Experiment

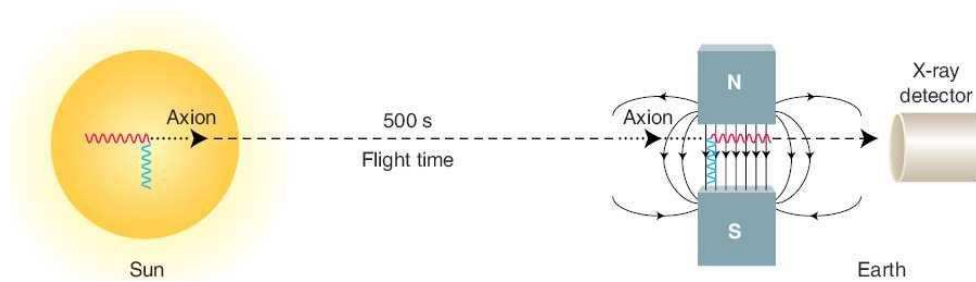


Abbildung 2.1: Die im Plasma des Sonnenkerns erzeugten Axionen können auf der Erde in einem transversalen Magnetfeld in Röntgenphotonen der Energie 1 – 10 keV zurück konvertieren. Die am Ende des Magneten platzierten Detektoren dienen dem Nachweis der Röntgenphotonen (Sikivie 1983) [7].

In diesem Kapitel werden der Aufbau und die Funktionsweise des CERN Axion Solar Telescope (CAST) Experimentes zusammengefasst. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [10, 11]. Die in Kapitel 1 eingeführten solaren Axionen werden im Sonneninneren erzeugt und verlassen die Sonne aufgrund der sehr schwachen Wechselwirkung nahezu ungehindert. Auf der Erde konvertieren die Axionen innerhalb eines transversalen Magnetfeldes (inverser Primakoff Effekt) in Röntgenphotonen der Energie 1-10 keV. Zum Nachweis der Röntgenphotonen werden hintergrundoptimierte Detektoren am Ende des Magneten angebracht (siehe Abb 2.1). Die Sensitivität eines Helioskops wird durch die Länge L und Stärke B des verwendeten Magnetfeldes dominiert, da die Axion-Photon Konversionswahrscheinlichkeit $P_{a \rightarrow \gamma}$ proportional zu $(BL)^2$ ist. Die erwartete Anzahl an konvertierten Photonen ist proportional zum Axionfluss und somit zur Querschnittsfläche des Konversionsvolumens, d.h. dem Volumen,

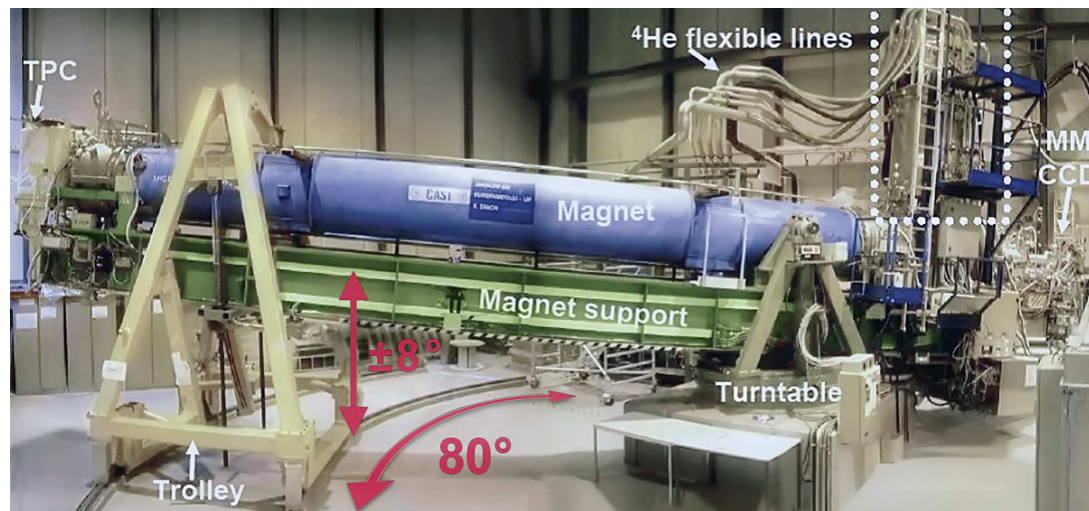


Abbildung 2.2: Zu sehen sind der auf einer beweglichen Plattform montierte CAST Magnet, sowie das zugehörige Kühlsystem. An den beiden Enden des Magneten sind 3 Detektorsysteme installiert. Auf der Ostseite ist eine 'Time Projection Chamber' (TPC) angebracht, womit Röntgenphotonen, die während des Sonnenuntergangs durch Axion-Photon Konversion entstehen, detektiert werden. Auf der Westseite des Magneten befinden sich das Röntgenteleskop und der Micromegas Detektor. Diese detektieren Photonen, die während des Sonnenaufgangs erzeugt werden.

in dem eine kohärente Axion-Photon-Konversion über die Länge L stattfinden kann. Das so erwartete Axionsignal muss vom gemessenen Hintergrund des Detektors unterscheidbar sein. Daher wird die Sensitivität des Helioskops auch von der Sensitivität des Detektors beeinflusst. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis kann durch die Verwendung einer fokussierenden Optik verbessert werden.

2.1 Das CAST Experiment

Das CERN Solar Axion Telescope (CAST) ist ein Helioskop (siehe Kapitel 1). Da die erwartete Anzahl an Röntgenphotonen aufgrund der Axion-Photon Konversion im Bereich einiger weniger Photonen pro Stunde liegt (siehe Abb. 1.2), müssen leistungsstarke und untergrundoptimierte Röntgendetektoren zum Nachweis verwendet werden. Im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten des CAST Experiments, wie der Magnet, das Datenüberwachungssystem, das Gassystem, sowie die Detektoren detaillierter beschrieben.

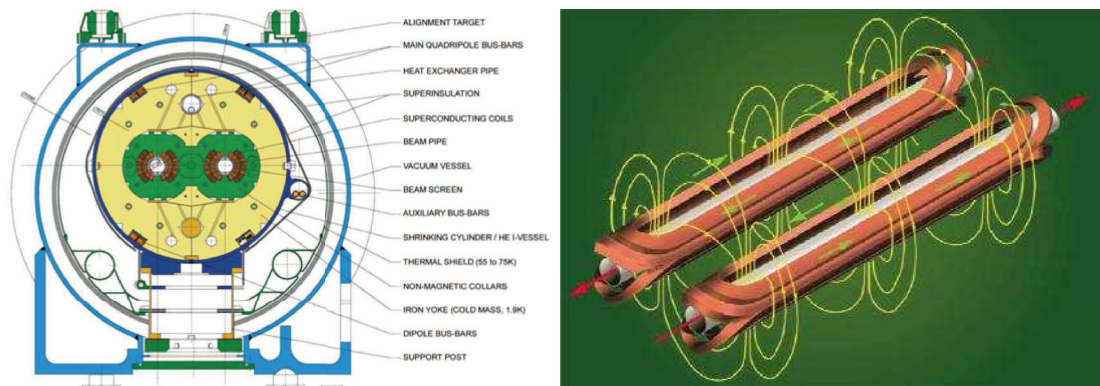


Abbildung 2.3: Links: Gezeigt ist der Aufbau eines LHC-Magneten (Querschnitt). Rechts: Verlauf der transversalen Magnetfeldlinien über die gesamte Länge der zwei Magnetröhren.

2.2 Der Magnet

Wichtigster Bestandteil des CAST Experiments ist der erste Prototyp eines supraleitenden Dipolmagneten, der für den Large Hadron Collider (LHC) gebaut wurde [105]. In Abb. 2.2 sind Dipolmagnet und dazu gehöriges Helium-Versorgungssystem (rechts im Bild) zu sehen. Der Magnet besteht im Gegensatz zu den für den LHC verwendeten Magneten aus zwei geradlinigen Magnetröhren. Die zwei Magnetröhren verfügen über je einen Durchmesser von $d = 43 \text{ mm}$, über deren Länge von $L = 9.26 \text{ m}$ ein transversales Magnetfeld von $B \approx 9 \text{ T}$ erzeugt werden kann. Der detaillierte Aufbau des Magneten, sowie der Verlauf der Magnetfeldlinien sind in Abb. 2.3 dargestellt. Um ein Magnetfeld der Stärke $\approx 9 \text{ T}$ zu erzeugen, wird der Magnet mit supraflüssigem Helium der Temperatur $T = 1.8 \text{ K}$ gekühlt [106]. Die elektrische und kryogene Versorgung erfolgt über die 'Magnet-Versorgungs-Box' (Magnet-Feed-Box, kurz MFB) an einem Ende des Magneten. Am anderen Ende, der so genannten 'Magnet-Rückführungs-Box' (Magnet-Return-Box, kurz MRB), wird der Kreislauf wieder geschlossen. Der Magnet wird mit einem Strom von $I \approx 13000 \text{ A}$ betrieben (Maximum: $I = 13337 \text{ A}$).

2.3 Plattform und Motoren

Um die Ausrichtung des Magneten auf die Sonne während eines möglichst langen Zeitraumes zu gewährleisten, wurde dieser auf einem beweglichen Drehgestell montiert, das aus zwei metallenen Halterungsvorrichtungen besteht. Eine der Halterungsvorrichtungen (rechts in Abb. 2.2) trägt den Großteil des Magnetgewichtes und das Gewicht des Kühlsystems (Gesamtgewicht $\sim 50 \text{ Tonnen}$). Diese Vorrichtung erlaubt die vertikale und azimutale Bewegung. Die andere Halterungsvorrichtung dient als Aufhängungslager (links in Abb. 2.2) und führt den Magneten. Dies ermöglicht eine

Bewegung der Plattform auf Schienen von $\approx 80^\circ$ in Azimut (siehe Abb. A.1). Zwei an dieser Vorrichtung befestigte Gewindestangen sind für die vertikale Bewegung des Systems zuständig. Die Bewegung der Plattform erfolgt über zwei Motoren, die über zugehörige Frequenzwandler kontrolliert werden. Das motorisierte System ist durch eine komplizierte Software steuerbar, die im nächsten Abschnitt näher beschrieben wird. Aufgrund mechanischer Einschränkungen, die durch die Konstruktion des Magneten und des Kühlsystems vorgegeben sind, ist die vertikale Bewegung auf $\pm 8^\circ$ begrenzt. Der Magnet kann täglich für ≈ 3 Stunden der Sonne nachgeführt werden (je 1.5 Stunden zu Sonnenauf- und untergang). Die maximale Gesamtzeit, während der der Magnet innerhalb eines Jahres auf die Sonne ausgerichtet werden kann, liegt bei 45.6 Tagen¹.

2.3.1 Ausrichtung des Magneten auf die Sonne

Mit Hilfe der Geometermessungen wurde die Korrelation zwischen den Winkelkodierwerten und 90 verschiedenen Referenzpositionen des Magneten in Azimut und Höhe (so genanntes GRID) mit einer Genauigkeit von 0.001° bestimmt. Für jeden Wert der Winkelkodierer (vertikale und horizontale Position) sind entsprechende Werte in Azimut und Höhe tabelliert. Dazwischen liegende Positionen sind über Interpolation mit einer resultierenden Genauigkeit von mindestens 0.01° und durchschnittlich 0.002° berechnet. Systematische Fehlerquellen, die bei der Berechnung der Magnet- und Sonnenkoordinaten dominieren, sind in Tabelle A.1 zusammengefasst. Daraus folgt, dass der Magnet der Sonnenbewegung mit einer Genauigkeit von insgesamt $< 0.01^\circ$ nachgeführt wird.

2.3.2 Verifikation der Ausrichtung des Magneten auf die Sonne

GRID Messungen

Um die Genauigkeit der Ausrichtung des Magneten auf die Sonne zu verifizieren, wird die Korrelation zwischen absoluter Magnetposition (in Azimut und Höhe) sowie den zugehörigen Winkelkodierwerten regelmäßig überprüft. Dies geschieht ein bis zweimal pro Jahr und vor allem nach mechanischen Umbauten am Magneten. Aus Zeitgründen werden nicht alle 90 Referenzpositionen gemessen. Die Messgenauigkeit liegt bei ± 0.2 mm (Geometer). Die GRID Messungen von Oktober 2005 und April 2006 zeigten eine Abweichung von 0.3 mm vertikal und 0.4 mm horizontal im Vergleich zu den Messungen aus 2004. Anhand der GRID Messungen kann eine Genauigkeit der Magnetbewegung bezüglich der Sonne von $< 1'$ angegeben werden.

¹für 365 Tage pro Jahr

Filmen der Sonne

Neben der Überprüfung einzelner Magnetpositionen (siehe GRID Messungen), wird die Software, die die Magnetbewegung steuert, verifiziert. Zweimal jährlich wird durch ein Fenster in der Experimenthalle die Sonne direkt mit einer ST-7 CCD Kamera gefilmt, während der Magnet der Sonne nachgeführt wird. Die Kamera (Fokallänge 200 mm) ist auf einer Halterung am Magneten montiert und parallel zu dessen theoretischer Achse ausgerichtet. In der Magnet-Steuerungs-Software sind Effekte aufgrund von Refraktion der Photonen in der Erdatmosphäre implementiert. Die Genauigkeit, die erforderlich ist, um die Bewegung des Magneten bezüglich der Sonne zu überprüfen, liegt bei 0.02° [108].

Zusätzlich wird jeden Tag die relative Position des Magneten zu der Halterungsvorrichtung, die den Magneten führt (10 Positionen) und relativ zu den Schienen (1 Position) mit Hilfe von zwei Lasersensoren gemessen.

2.4 Datenüberwachungssystem

Das Experiment enthält mehrere wichtige Komponenten, wie die kryogene Versorgung, das Nachführsystem des Magneten, Vakuumsysteme (Magnet, Detektoren), sowie die einzelnen Detektorsysteme. Um die Sicherheit dieses Systems zu gewährleisten, wurde ein Kontrollsystem entwickelt, das auf einer so genannten 'failsafe' Logik aufbaut. 'Failsafe' bedeutet, dass sich der default Zustandswert eines jeden Elements in einem für das System sicheren Zustandswert befindet. Verschiedene Hardware-Systeme (z.B. Interlock) reagieren auf Fehlermeldungen und versetzen daraufhin das gesamte System in einen sicheren Zustand. Das Datenüberwachungssystem (Slow Control) prüft und protokolliert Informationen wie z.B.: Druck und Temperatur innerhalb des Kryostaten und vor den jeweiligen Detektoren, Parameter der einzelnen Detektorsysteme (z.B. Druck, Temperatur), die Traglast auf den beiden Gewindestangen der Hängevorrichtung, die Position des Magneten entsprechend der Winkelkodierer, den Zustand von Ventilen. Zusätzlich sendet das 'Slow Control' System Alarmmeldungen, z.B. bei Überschreiten eines kritischen Drucks, Temperatur an verantwortliche Personen.

2.5 Das ^4He - Gassystem

In Phase I des CAST Experiments waren die Magnetröhren evakuiert (2002-2004) und es wurden Axionmassen von $m_a < 0.02$ eV auf ein Signal hin untersucht [6]. Um die Sensitivität des Experiments zu höheren Axionmassen hin (0.02-0.4 eV) zu erweitern, wurden die Magnetröhren Ende 2005 mit einem Puffergas (mit ^4He) gefüllt.

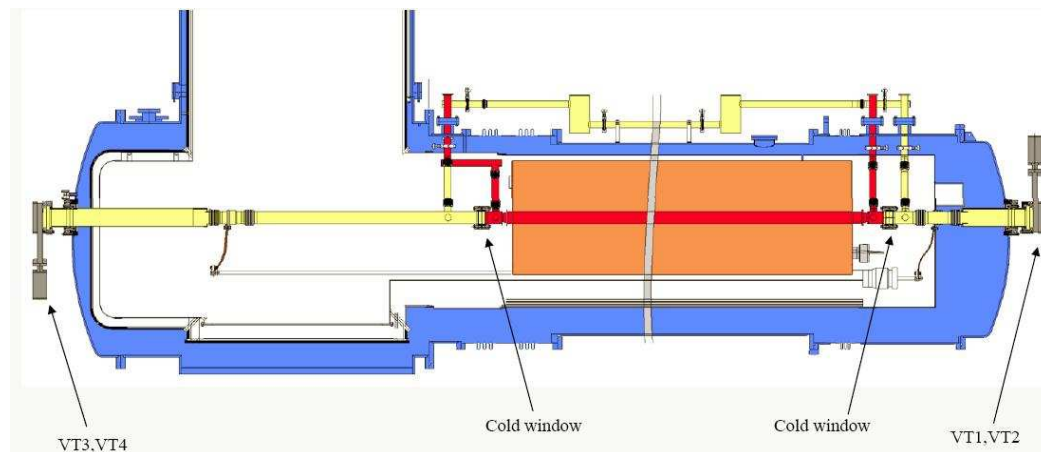


Abbildung 2.4: Seitlicher Querschnitt des CAST Magneten. Zu sehen sind der Kryostat (blau), das Vakuumsystem (gelb), das ^4He -Gassystem (rot), sowie die 'kalte' Masse (orange) ($T = 1.8\text{ K}$). Außerhalb des kalten Bereichs sind die Fenster ('cold window') installiert. An den 4 Enden der beiden Magnetröhren befinden sich Hauptventile, die die Vakuumsysteme der Detektoren mit dem Vakuumsystem des Magneten verbinden (VT1, VT2, VT3, VT4).

Der Aufbau des entsprechenden ^4He -Gassystems in CAST wird in diesem Abschnitt näher beschrieben. Folgende Anforderungen werden an das System gestellt:

- Installation von 'Separatoren', die ein geschlossenes Volumen innerhalb der Magnetröhren definieren, ein Entweichen des ^4He Gases verhindern und gleichzeitig transparent für Röntgenstrahlung sind (so genannte Fenster oder 'cold windows').
- Schutz vor Zerstörung der Fenster während des Druckanstiegs bei einem Quench. Ein Quench des supraleitenden Magneten tritt auf, wenn ein Teil des Magneten normalleitend wird. Dadurch bricht das Magnetfeld zusammen und die dort gespeicherte Energie wird in Form von thermischer Energie frei gesetzt.
- Kenntnis der Molzahl an ^4He in den Magnetröhren, sowie Reproduzierbarkeit der Gasdichte mit einer Genauigkeit von mindestens 10^{-2} mbar.
- Stabilität der Gasdichte innerhalb des Konversionsvolumens, d.h. Abwesenheit von thermoakustischen Oszillationen, so dass eine kohärente Axion-Photon-Konversion gewährleistet ist. Fluktuationen der Gasdichte von $> 1\%$ würden zu einem Sensitivitätsverlust führen ($\sim 50\%$ Sensitivitätsverlust bei einer Amplitude der TAO von 5% [111]).

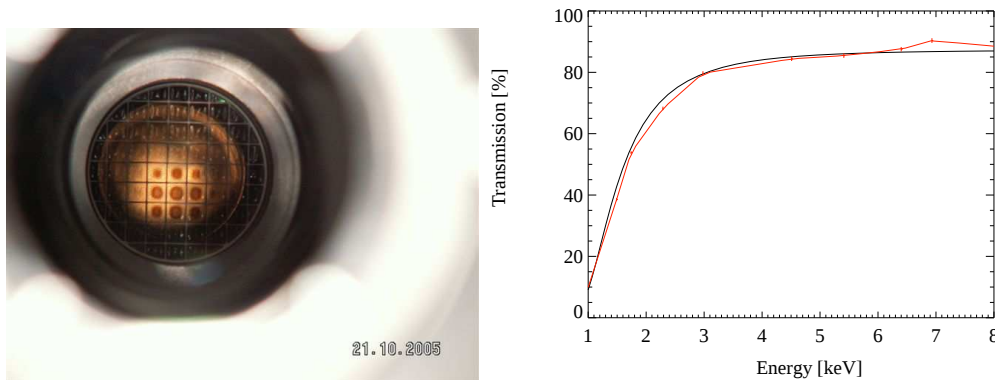


Abbildung 2.5: Links: Photo eines der vier installierten Fenster [112]. Rechts: Vergleich zwischen der am PANTER³ gemessenen Transmission (rot) [110] und den Werten für die Transmission der PP-Folie entsprechend der NIST Datenbank (schwarz) [113] für Röntgenstrahlung eines der vier in CAST installierten 'cold windows'. Der Transmissionsverlust aufgrund der Geometrie des Strongbacks ist 12.6%.

Im Jahr 2005 wurde der Magnet an den beiden Enden geöffnet, um die vier Fenster an den vier Enden der beiden Magnetröhren zu installieren. Für die Anfertigung der Fenster wurde eine Polypropylen (C_3H_6) Folie verwendet (PP-Folie). Die PP-Folie erlaubt im für Axiondetektion wichtigen Energiebereich von 1-10 keV eine Transmission von $> 95\%$ für Röntgenstrahlung und ist im Gegensatz zu anderen Materialien, wie z.B. Beryllium, nicht gesundheitsschädlich. Ein weiterer Vorteil dieses Materials besteht darin, dass es transparent für sichtbares Licht ist und somit die optische Justage des Röntgenteleskops erlaubt (siehe Kapitel 5). Die größtmögliche Transmissionsrate der PP-Folie, bei gleichzeitiger Resistenz gegen hohen Druck im Falle eines Quenchs (3000 mbar), liegt bei einer Schichtdicke von $15\ \mu\text{m}$ (siehe Abb. 2.5). Um die Resistenz der Fenster gegen hohe Drücke zu maximieren, wurde eine metallene Wabenstruktur (so genanntes Strongback) auf die Folie geklebt. Die einzelnen Waben des Strongbacks haben eine Fläche von $5.2\ \text{mm}^2$, mit einer Wanddicke von $0.3\ \text{mm}$ und einer Tiefe von $5\ \text{mm}$ [109]. Für fünf der insgesamt sieben gefertigten Fenster wurde die Transmission für Röntgenstrahlung an der PANTER Testanlage in Garching bei München gemessen. Die Abweichung der mittleren Transmissionen der einzelnen Fenster untereinander liegt bei $\pm 2\%$ [110]. Der Transmissionsverlust durch die Geometrie des Strongbacks wurde auf 12.6% abgeschätzt [110]. Weitere Parameter der Fenster, wie Druck-, Temperatur- und Leckrate wurden getestet [109]. Die Leckrate der Fenster nach der Installation ist $< 10^{-8}\ \text{mbar l s}^{-1}$ [109]. Über Heizkreisläufe werden die Fenster auf einer konstanten Temperatur von 120 K betrieben. So kann der Anteil an ausgasenden Komponenten, wie Wasserdampf, Ar oder H_2O (von TPC und Micromegas Detektoren) minimiert werden ($< 1\ \mu\text{m}$ an abgelagertem gefrorenem Wasserdampf pro Monat und Fenster). Um die Ablagerungen, die zu Transmissionsverlust führen, zu entfernen, werden die Fenster einmal monatlich auf 200 K aufgewärmt (sog. bake-out) [109].

2.5.1 Änderung der Gasdichte

Die Änderung der Gasdichte in den Röhren erfolgte mit einer Schrittweite von 0.04 ± 0.0015 und 0.08 ± 0.003 mbar. Um einen Axionmassenbereich von $0.02\text{--}0.4$ eV/ c^2 innerhalb einiger Monate auf ein Signal hin untersuchen zu können (November 2005–Dezember 2006), wurde die Gasdichte täglich geändert. Das ^4He befindet sich außerhalb des Magneten in einem Behälter der Temperatur $T = 36.6 \pm 0.01$ °C und einem Druck von $p = 800$ mbar (thermostatisches Bad). Von diesem Behälter aus wird das Helium in die Magnetröhren transferiert, wobei Eingangs- und Enddruck mit einer Präzision von insgesamt 500 ppm⁴ gemessen werden⁵. Das thermostatische Bad ist auch Einflüssen der Umgebungstemperatur ausgesetzt, die um ± 2 °C variiert [109]. Diese Temperatur wird registriert und geht in die Berechnung der in die Magnetröhren transferierten Helium-Molzahl ein.

2.5.2 Stabilität der Gasdichte in den Magnetröhren

Aufgrund der Suprafluidität des zum Kühlen des Magneten verwendeten Heliums, liegt die Temperaturvariation innerhalb des 'kalten' Teils der Röhren bei $< 10^{-3}$ K. Berechnungen zeigen, dass die Druckgradienten, die durch hydrostatische Druckschwankungen während der Magnetbewegung auftreten können, vernachlässigbar sind. Bei einem Druck von ~ 2 mbar wurden thermoakustische Oszillationen (TAO) mit einer maximalen Amplitude von $\sim 6\%$ (in Druckeinheiten [mbar]) beobachtet [109]. TAO sind Gasschwingungen, die in gasgefüllten Leitungen auftreten, sofern diese einen Temperaturgradienten aufweisen. Im beschriebenen Gassystem wird das Helium innerhalb der Transferleitungen von $T \approx 300$ K auf 1.8 K gekühlt. Die TAO würden zu einem Sensitivitätsverlust führen [111]. Um die TAO's zu entfernen, wurden Schwingungsdämpfer in den Gasleitungen, nahe der 'kalten' Masse, installiert. Nach der Installation der Schwingungsdämpfer konnte eine maximale Amplitude der TAO von $< 0.01\%$ gemessen werden, so dass ein Sensitivitätsverlust aufgrund von Fluktuationen in der Gasdichte ausgeschlossen werden kann [109]. Der Temperaturanstieg der Röhren von 1.8 K (innerhalb der 'kalten' Masse) auf 120 K (an den Fenstern) führt zu einer Dichteänderung des ^4He -Gases (Wärmeübertrag durch Konvektion). Dieser Dichtegradient des Gases findet jedoch außerhalb des Konversionsvolumens statt und beeinflusst die Axion-Photon-Konversion nicht.

Abschließend werden in diesem Kapitel die Röntgendetektoren des CAST Experiments ausführlicher beschrieben.

⁴engl.: parts per million

⁵das hier verwendete Druckmessgerät ist ein MKS Baratron 690A

2.6 Die Röntgendetektoren

Im Folgenden werden die einzelnen Detektoren kurz beschrieben. Diese müssen untergrundoptimiert sein, da das erwartete Signal im Bereich einzelner Röntgenphotonen pro Stunde liegt (siehe Abb 1.2, rechts). Folgende Anforderungen werden an die Detektoren gestellt:

- Ausreichende Sensitivität und Detektionseffizienz für Röntgenphotonen im Energiebereich 1-10 keV, sowie die Möglichkeit einzelne Ereignisse vom gemessenen Hintergrund zu unterscheiden.
- Ausreichend gute Ortsauflösung, so dass der Ursprung des Ereignisses (inner- oder außerhalb der Magnetröhre), bestimmt werden kann.
- Langzeitstabilität des Detektorbetriebs, wie z.B. Stabilität der Zählrate und der Detektionseffizienz.

An der Ostseite des Magneten ist an beiden Enden der Röhren ein 'Time Projection Chamber' (TPC) Detektor installiert, mit dem Röntgenphotonen, die während des Sonnenuntergangs erzeugt werden, nachgewiesen werden. Auf der entgegen gesetzten Seite befindet sich ein MicroMegas Detektor und das Röntgenteleskop, bestehend aus einer Spiegeloptik und einem pn-CCD (Charged Couple Device) Detektor, der in der Fokalebene der Spiegeloptik plziert ist. Diese können Röntgenphotonen, die während des Sonnenaufgangs erzeugt werden, nachweisen.

2.6.1 Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Der 'Time Projection Chamber' (TPC) Detektor wurde 1974 von D. Nygren erfunden und ist eine Erweiterung des 'Multi Wire Proportional Chamber (MWPC)' Detektors (Charpak 1968). Es handelt sich um einen Detektor, der geladene Teilchen, basierend auf dem Prinzip der Spurrekonstruktion, nachweist, jedoch auch zur Detektion einzelner (ungeladener) Teilchen verwendet werden kann. Bei dieser Art von Detektor wird ein konstantes elektrisches Feld an ein Gasvolumen angelegt. Durch Ionisation der Gasatome aufgrund geladener Teilchen entstehen Elektronen, die entlang der elektrischen Feldlinien über eine bestimmte Weglänge zur Kathodenebene driften (x- und y-Position des Teilchens). Die dritte Koordinate (Zeit) wird über die Driftzeit der Elektronen zur Anodenebene bestimmt. Die Driftgeschwindigkeit beträgt einige cm/ μ s. Der TPC Detektor des CAST Experiments verfügt über ein Konversionsvolumen von $(10 \times 15 \times 30) \text{ cm}^3$, das mit einer Gasmischung aus Ar(95%)/CH₄(5%) (bei Atmosphärendruck) gefüllt ist (siehe Abb. 2.6). Die effektive Detektionswahrscheinlichkeit von Röntgenphotonen liegt bei $> 99\%$ für Photonen einer Energie $E \leq 6 \text{ keV}$ und nimmt für höhere Energien ab (50% bei 11.5 keV) [114].

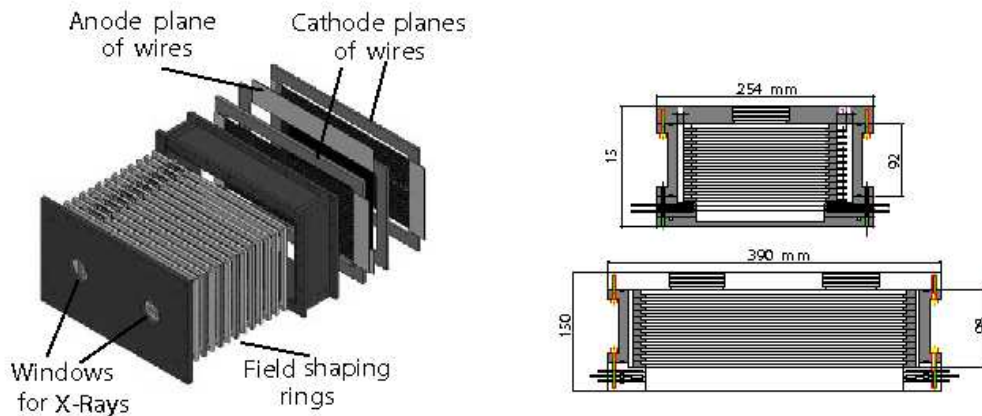


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau des TPC Detektors [114].

Die gesamte Detektionseffizienz des TPC Detektors ist in Abb. 2.7, links gezeigt [114]. Die Driftrichtung der Elektronen, die durch Ionisation entstehen (10 cm) liegt parallel zur Magnetachse; der verbleibende Teil (15×30) cm² ist senkrecht dazu montiert, so dass beide Magnetröhren abgedeckt werden. Als Driftelektrode dient eine Aluminiumschicht, die an der Innenseite der Kammer, welche dem Magneten am nächsten liegt, angebracht ist. Die Driftelektrode wird auf -7 kV betrieben, um ein Feld von 700 kV/cm zu erzeugen. Auf der Rückseite der Kammer sind Drähte in 3 Ebenen angelegt; eine Ebene besteht aus Anoden (auf $+1.8$ kV vorgespannt) die zwischen 2 geerdeten Kathodenebenen liegt. Die Anodenebene besteht aus 48 Drähten mit je einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ (vergoldetes Wolfram), welche parallel zur längsten Seite der Kammer angebracht sind. Jede der beiden Kathodenebenen besteht aus 96 Drähten mit je einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$, die senkrecht zu den Anodendrähten befestigt sind. Die Elektronen driften in Richtung der ersten Kathodenebene. Der Lawinenprozess findet zwischen der Kathoden- und Anodenebene statt, da hier ein starkes elektrisches Feld angelegt ist, durch das die Elektronen beschleunigt werden. Das Signal wird verstärkt. Positiv geladene Ionen, die während des Lawinenprozesses entstehen, wandern zu den Kathodenebenen und sammeln sich dort. Durch Kombination der signalgebenden Anoden und Kathoden kann die Position des Ereignisses in 2 Dimensionen (x- und y- Richtung) bestimmt werden. Wegen seiner sehr geringen natürlichen Radioaktivität wurde die gesamte Kammer aus Plexiglas der Dicke $d = 1.7$ cm gebaut (ausgenommen die Elektroden, Schrauben)⁶. Das Vakuum innerhalb der Magnetröhren wird vom Detektorvolumen durch Mylarfenster (3 oder $5 \mu\text{m}$ dicke Mylarfolie und Strong-back) getrennt⁷. Die Innenseiten der Fenster sind mit Aluminium beschichtet (40 nm),

⁶die im 'Canfranc Underground Laboratory Labor' gemessene Radioaktivität des verwendeten Plexiglasses ist [89]: $^{238}\text{U} < 100 \text{ mBq kg}^{-1}$, $^{235}\text{U} < 10 \text{ mBq kg}^{-1}$, $^{232}\text{Th} < 5 \text{ mBq kg}^{-1}$, $^{40}\text{K} < 30 \text{ mBq kg}^{-1}$

⁷Magnet: 10^{-7} mbar, TPC: 1 atm

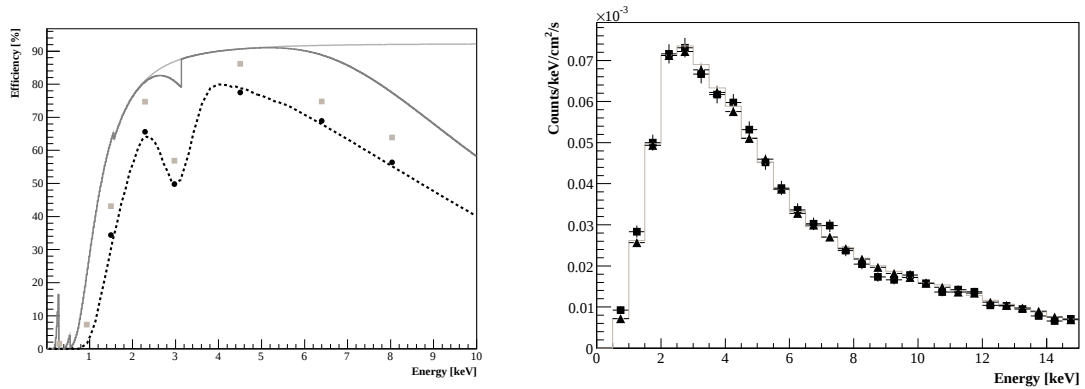


Abbildung 2.7: Effizienz des TPC Detektors in Abhängigkeit von der Energie (links) und der mittlere differentielle Fluss in Abhängigkeit von der Energie [114].

da diese Seiten als Teil der Dritelektrode dienen. Ein differentielles Pumpsystem wird eingesetzt, um die Leckrate Q von Argon in Richtung des Magnetvakuum zu minimieren ($Q < 2 \times 10^{-7} \text{ mbar l s}^{-1}$). Um den Hintergrund zu reduzieren, wurde eine Abschirmung bestehend aus Kupfer, Blei, Kadmium, Polyethylen und PVC installiert. Die Abschirmung ermöglicht eine Reduzierung des Hintergrunds um einen Faktor ~ 4.3 bei Energien von $E_\gamma = 1\text{-}10 \text{ keV}$ bzw. Reduktion um einen Faktor ~ 6.4 für Energien von $E_\gamma = 6\text{-}10 \text{ keV}$ [114]. Die Fluktuationen der Zählrate in Abhängigkeit von der Magnetposition konnten aufgrund der Abschirmung von ± 20 Ereignisse/h (ohne Abschirmung) auf ± 2 Ereignisse/h (mit Abschirmung) reduziert werden.

2.6.2 Micromegas

Der 'MICRO MESH Gaseous Structure' (Micromegas) Detektor ist eine Erweiterung des in den 90er Jahren erfundenen 'Micropattern' Detektors (Giomataris, Chrapak). Um Röntgenphotonen im Energiebereich 1-10 keV detektieren zu können, wurde eine spezielle Auslesestruktur (X und Y Streifen) gebaut. Das Funktionsprinzip ist in Abb. 2.8 schematisch dargestellt. Die im Magneten erzeugten Röntgenphotonen gelangen in die mit einer Gasmischung aus Argon (95%)/C₄H₁₀(5%) bei einem Druck von 1 bar gefüllte Konversionslücke. Über den photoelektrischen Effekt, sowie durch Ionisation, werden Elektronen im Konversionsvolumen erzeugt, die entlang eines angelegten elektrischen Feldes der Stärke $E \sim 1 \text{ kV/cm}$ in Richtung des Micromesh driften. Unter Verwendung von Abstandshaltern ist das Micromesh in einem Abstand von $50 \mu\text{m}$ zur Ausleseebene platziert. Der Lawinenprozess findet in der Verstärkungsregion hinter dem Micromesh statt, in der ein homogenes elektrisches Feld von $E \sim 40 \text{ kV/cm}$ angelegt ist. In der Anodenebene werden die erzeugten Ladungen gesammelt. Die Neuheit des CAST Prototyps [115] ist die Einführung einer X- und Y- Streifenstruktur in der Anodenebene. Diese Struktur besteht aus 192 X- und 192 Y- Streifen, die in einem Abstand von $\sim 350 \mu\text{m}$ zueinander angebracht sind.

28KAPITEL 2. NACHWEIS SOLARER AXIONEN MIT DEM CAST EXPERIMENT

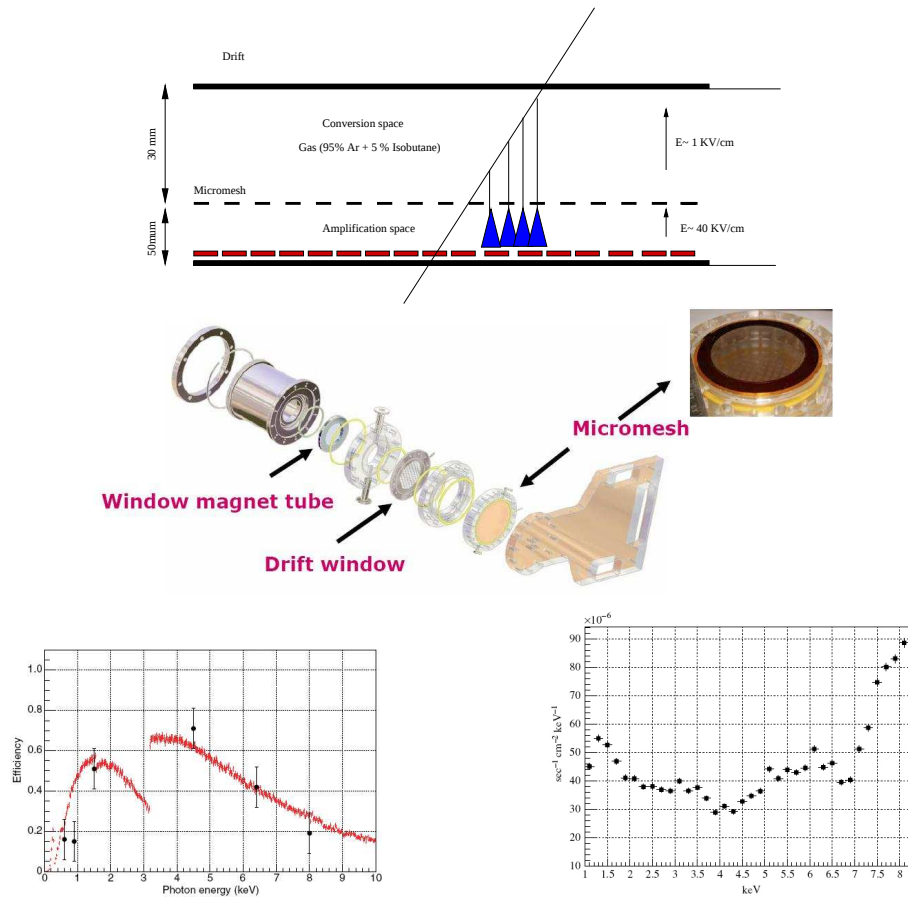


Abbildung 2.8: Oben: Funktionsweise des Micromegas Detektors (Details siehe Text). Unten links: Relative Effizienz des MM Detektors. Unten rechts: Hintergrundspektrum im Energiebereich 1-8.5 keV [115].

Der stattfindende Lawinenprozess erzeugt ein Signal im Micromesh und in der Streifenstruktur. Die Information des Micromesh beinhaltet die Energie des Ereignisses, sowie die Form der Signal- oder Pulscurve. Anhand der Signalkurve können die verschiedenen Teilchen, die das Signal ausgelöst haben, unterschieden werden. Die örtliche Auflösung des Detektors liegt bei $\sim 100 \mu\text{m}$. Um den Hintergrund zu reduzieren, wurde der MicroMegas Detektor aus Materialien konstruiert, die eine geringe natürliche Radioaktivität aufweisen (Plexiglas, Kapton und Kupfer). In Abb. 2.8 sind die relative Effizienz, sowie das Hintergrundspektrum des MM Detektors dargestellt. Zur Minimierung der Leckrate des Detektorgases in Richtung des Magneten wurde ein System, bestehend aus zwei Fenstern, die durch differentielles Pumpen miteinander verbunden sind, konstruiert. Die Fenster bestehen aus mit Aluminium beschichteten, $4 \mu\text{m}$ dicken Mylarfolien und einem Strongback. Die Leckrate Q des Detektorgases in Richtung des Magneten ist $Q \sim 10^{-9} \text{ mbar l s}^{-1}$ [115]. Der Detektor ist von einem kupfernen Faraday-Käfig umgeben, um elektronisches Rauschen im Detektor zu reduzieren. Das dritte und sensitivste Detektorsystem des CAST Experiments, das Röntgenteleskop, wird im folgenden Kapitel genauer beschrieben.

Kapitel 3

Das Röntgenteleskop

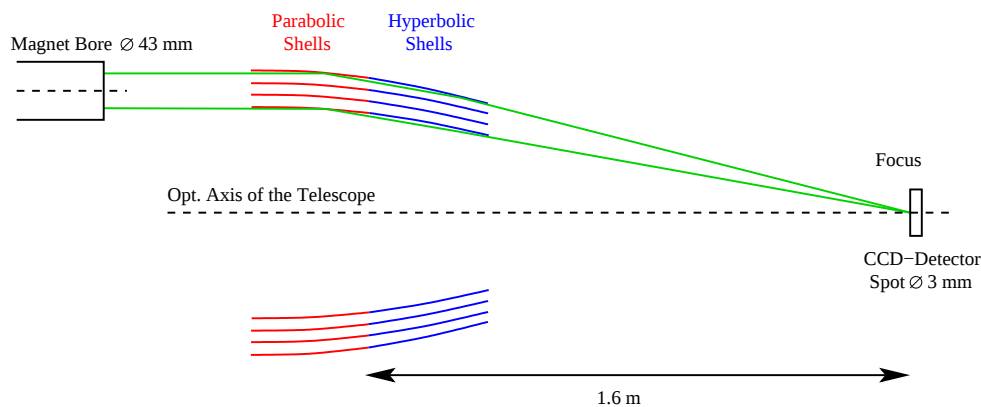


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Strahlengangs der Spiegeloptik. Der aus der Magnettröhre austretende Photonenfluss wird auf den CCD Detektor, der sich in der Fokalebene der Spiegeloptik befindet, fokussiert. Die optische Achse ist parallel zur theoretischen Achse der Magnettröhre ausgerichtet. Die Fokallänge beträgt 1.6 m. Die Photonen, die aufgrund der Axion-Photon Konversion im Magneten erzeugt werden, können mit einem Detektor detektiert werden, der direkt am Ende der Magnettröhren platziert ist. Jedoch können die Photonen auch mittels einer Spiegeloptik auf einen Detektor, der sich in deren Fokalebene befindet, fokussiert werden. Eine solche Anwendung hat mehrere Vorteile:

- Deutliche Verbesserung des Signal zu Rausch-verhältnisses, da die Photonen von der Fläche der Magnettröhre auf eine potentielle 'Axionsignalfäche' auf dem CCD Chip fokussiert werden. Das Verhältnis der beiden Flächen ist hier $A_{\text{Magnet}} = 14.5 \text{ cm}^2 / A_{\text{Signal}} = 9.4 \text{ mm}^2 \approx 155$.
- Da das Teleskop ein abbildendes Instrument ist, kann ein Abbild der solaren Axionen erstellt werden.

- Reduktion der systematischen Fehlerquellen, da Hintergrund und Signal gleichzeitig gemessen werden können. Der Hintergrund entspricht den Photonen außerhalb der Axionsignalfäche (geometrische Fläche $A_{\text{Chip}} = 2.88 \text{ cm}^2$).

Das Röntgenteleskop in CAST basiert auf dem Konzept einer Röntgenoptik vom Typ Wolter I. Das verwendete Spiegelsystem ist ein Prototyp der 'ABRIXAS' Mission [116]¹. In der Fokalebene der Spiegeloptik befindet sich ein pn-CCD Detektor, der baugleich ist mit den pn-CCD Detektoren, die bei der ESA² Raumfahrtmission 'XMM³-Newton' verwendet werden [119, 120]. Aufbau und der Funktionsweise des Röntgenteleskops, bestehend aus der Spiegeloptik und dem pn-CCD Detektor, werden in diesem Kapitel näher beschrieben.

3.1 Das Röntgen-Spiegelsystem

Die Grundidee zur Konstruktion eines Spiegelteleskops für Röntgenstrahlen basiert darauf, dass Röntgenstrahlen, die unter einem Einfallswinkel von $\approx 10' - 2^\circ$ auf glatte Oberflächen treffen, reflektiert werden (streifender Einfall). Drei verschiedene Arten eines Röntgenteleskops wurden vorgeschlagen, von denen nur der Typ I in der Röntgenastronomie angewandt und hier näher beschrieben wird. Die Röntgenphotonen werden an einem Parabolspiegel und anschließend an einem Hyperbolspiegel reflektiert, so dass einfallende Röntgenstrahlen unter optimalen Umständen genau zweimal reflektiert werden können (siehe Abb. A.3). Jedes Spiegelpaar besitzt wegen des streifenden Einfalls nur einen schmalen Bereich, in dem es Röntgenlicht aufnehmen und fokussieren kann. Durch Verschachtelung mehrerer solcher Spiegelsysteme wird die effektive Sammelfläche erhöht. Das Spiegelsystem in CAST besteht aus 27 ineinander geschachtelten, mit Gold beschichteten Nickelschalen. Die Goldbeschichtung der Schalen geschieht zum einen aus Gründen der Herstellung, zum anderen, da Gold als Edelmetall nicht oxidiert und ein besonders gutes Reflexionsverhalten für Röntgenstrahlung aufweist. Die Fokallänge der Spiegeloptik beträgt 1600 mm. Aus Geometriegründen wurde das Teleskop zur Magnetachse so ausgerichtet, dass nur ein Teil der geometrischen Spiegelfläche zur Fokussierung genutzt wird (siehe Abb. 3.2, links). Für die Anwendung in CAST hat diese Art der Installation den Vorteil, dass keine geometrischen Schatteneffekte durch die metallische Halterungsstruktur entstehen [12]. Die Effizienz des Systems ist durch die effektive Sammelfläche und die räumliche Auflösung gegeben, die durch die Punktbildfunktion (PBF) beschrieben wird. Die effektive Sammelfläche nimmt mit zunehmender Energie, Rauigkeit der Spiegeloberflächen, zunehmendem Photoneneinfallswinkel (weniger Reflektivität) und aufgrund geometrischer Effekte (Vignettierung) ab. Außerdem werden sogenannte Abbildungs-

¹A/BRoad-band/Imaging/X-ray/All-sky/Survey

²European Space Agency

³X-ray Multi Mirror

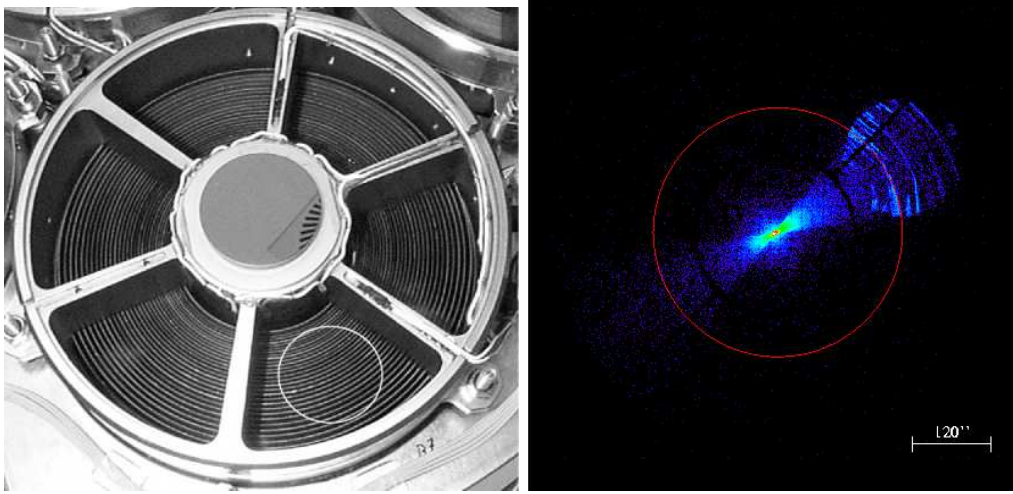


Abbildung 3.2: Links: Abgebildet ist die Spiegeloptik (Draufsicht). Die Einzelspiegel einer Länge von $L = 300$ mm werden auf einem Speichenrad zu einem Spiegelmodul integriert (Unterteilung in 6 azimuthale Sektoren). Da der Durchmesser der Magnetröhre mit $d \approx 43$ mm kleiner ist als der Durchmesser der äußeren Schale ($d \approx 163$ mm) und inneren Schale ($d \approx 76$ mm), wird nur einer der 6 Sektoren in CAST verwendet. Die entsprechende Fläche der Magnetröhre ist eingezeichnet (weißer Kreis). Rechts: Logarithmisch dargestellte Intensität in der Fokalebene für einen der 6 Sektoren, wobei ein paralleler Röntgenphotonenstrahl verwendet wurde [12].

fehler, die bei großen Winkelablagen von der optischen Achse auftreten, sowie die Reflektivität der Beschichtung mit der PBF beschrieben. Zur Bestimmung der effektiven Sammelfläche und der PBF müssen die Geometrie der Optik, die Abbildungsfehler und das Reflektionsverhalten der Beschichtung bekannt sein. Diese wurden an der PAN-TER Testanlage in Garching bei München gemessen [12]. Außerdem wurde die effektive Sammelfläche mit Hilfe von Strahlengangsimulationen modelliert. Die speziell für das ABRIXAS Spiegelsystem entwickelten Algorithmen wurden der CAST Konfiguration angepasst. Der Einfluss von Streueffekten aufgrund der Oberflächenrauigkeit kann als vernachlässigbar angenommen werden. Die Winkelauflösung zur optischen Achse wurde zu $34.5''$ (Halbwertsbreite) bei 1.5 keV und $44.9''$ bei 8.0 keV bestimmt. Durch Kombination der Simulationsergebnisse mit den Ergebnissen der Kalibrierungsmessungen in PANTER, wurde die effektive Sammelfläche für den gewählten Sektor berechnet und im für CAST wichtigen Energiebereich von $1 - 7$ keV interpoliert. Aus Gründen einer besseren Zentrierung der Axionsignalfäche auf der pn-CCD Chipfläche wurde das Teleskop für die Datennahme von 2004-2006 um $2'$ relativ zur Magnetachse gekippt. Dies hat einen Verlust der effektiven Sammelfläche von $\approx 10\%$ zur Folge (siehe Abb. A.4). In Abb. 3.3 ist die simulierte radiale und tangentiale (relativ zur Spiegeloberfläche) Abhängigkeit der effektiven Fläche dargestellt. Um eine eventuelle Kontamination der Spiegeloberflächen und den damit verbundenen Verlust an effektiver Fläche zu vermeiden, wird das System unter Vakuum betrieben ($p = < 10^{-7}$ mbar).

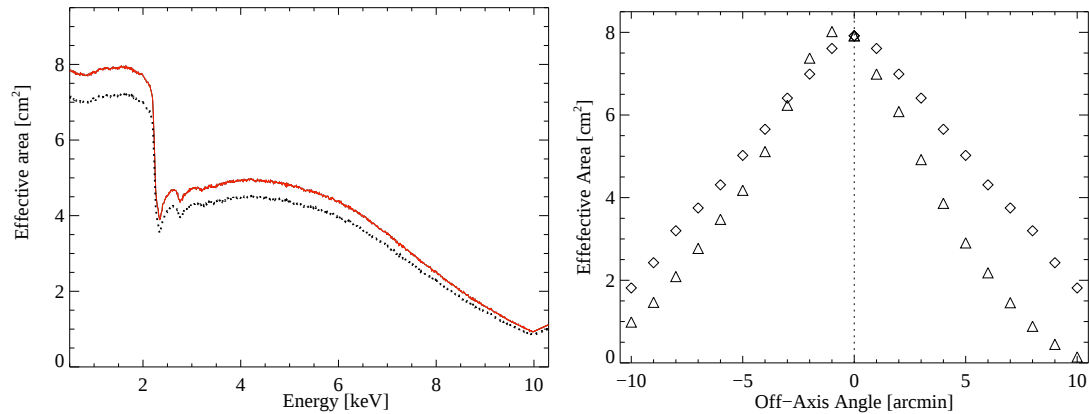


Abbildung 3.3: Links: Effektive Sammelfläche der Spiegeloptik in Abhängigkeit von der Energie. Rechts: Einfluss der Vignettierung auf die effektive Sammelfläche bei einer Photonenergie von 1.5 keV für radiale (Dreiecke) und tangentiale (Rauten) Winkelablagen zur optischen Achse [12].

3.2 Der pn-CCD Detektor

In der Fokalebene der Spiegeloptik ist ein pn-CCD⁴ Detektor montiert. Diese Art von Detektor ist eine Weiterentwicklung eines Silizium-Drift-Detektors (vorgeschlagen von Gatti (1983) und Rehak (1984)), dessen Funktionsprinzip modifiziert wurde [117, 118, 119, 120, 121, 122]. Es wurden JFET⁶ Elektroniken integriert und der erste Detektor dieser Art wurde 1993 hergestellt. Der in CAST verwendete pn-CCD Detektor verfügt über eine geometrische Fläche von $(1 \times 3) \text{ cm}^2$ mit insgesamt 12800 Pixeln, die in 64 Spalten und 200 Zeilen angeordnet sind. Jeder Pixel hat die Dimensionen $(150 \times 150) \mu\text{m}^2$. Die Funktionsweise des pn-CCD Detektors wird im Folgenden beschrieben.

3.2.1 Funktionsweise des pn-CCD Detektors

Mit Hilfe der Seitwärtsdepletion, die mittels eines pnp-Übergangs realisiert wird, kann das Depletionsgebiet mit einer Dicke $280 \mu\text{m}$ über die ganze Breite des n-Siliziums ausgedehnt werden. Die Vorderseite des Detektors besteht aus streifenförmigen p^+ -Implantationen (Taktregister); die Rückseite (zweite p-Schicht) ist homogen und dient als Eintrittsfenster für die Röntgenphotonen. Erzeugte Elektron-Loch-Paare werden durch das in der Depletionszone angelegte elektrische Feld getrennt, die Löcher wandern zu den p^+ -Implantationen und fließen ab. Die Elektronen driften in Richtung des Potentialminimums, das sich zwischen n-Epitaxieschicht und Bulkmaterial befindet

⁴Charge- Coupled Device

⁶Sperrschicht-Feldeffekttransistor

(Potentialkanal). Die Seitwärtsdepletion bewirkt eine zusätzliche Begrenzung der Ladungswolke, so dass Potentialtöpfe erzeugt werden. Drei Taktregister begrenzen je einen Pixel, entsprechend einem Potentialtopf, und die Ladungen sammeln sich unter dem positivsten Taktregister an. Zum Transport der Elektronen zur Ausleseanode werden die Spannungen an den Taktregistern zeitlich variiert, so dass die Potentialminima über den Chip wandern, gefolgt von den Elektronen. Ein wichtiger Parameter bei der Beschreibung eines Röntgendetektors ist die Quanteneffizienz, die das Verhältnis nachgewiesener Ereignisse zu einfallenden Photonen beschreibt. Im für Axiondetektion interessanten Energiebereich von $1 - 7 \text{ keV}$ liegt die Quanteneffizienz bei dem in CAST verwendeten CCD Detektor bei $> 95\%$ [123] (siehe Abb. 3.5). Für niederenergetische Photonen ($< 1 \text{ keV}$) wird die Quanteneffizienz über die Dicke der Totschicht eingeschränkt. Die in der Totschicht absorbierten Photonen erzeugen Elektron-Loch-Paare, die nur teilweise rekombinieren, so dass lediglich ein Teil der Elektronen in den Feldbereich driftet und vom Detektor registriert werden kann. Im Falle hochenergetischer Röntgenphotonen ($E > 20 \text{ keV}$) ist die Quanteneffizienz durch die Tiefe des sensitiven Detektorvolumens definiert. Dies führt zu einer Abnahme der Quanteneffizienz bei höheren Energien. Durch Kühlen des Detektors wird der Hintergrund, der durch thermisch erzeugte Elektron-Loch-Paare entsteht, reduziert.

3.2.2 Das Auslesen der Ladungen

Das parallele Auslesen der Kanäle ermöglicht die Aufnahme der Bilder in kurzer Zeit. Die Transferkanäle enden auf einer Anode, die gleichzeitig als Gate eines JFETs dient. Der Vorverstärker (First FET) befindet sich als prozessierte Struktur auf dem CCD-Wafer und verstärkt das Signal, bevor es zum Verstärker-Chip CAMEX weiter geleitet wird (CCD Chip und CAMEX sind auf einer Keramik installiert) [124]. Auf dem CAMEX ist die Ausleseelektronik realisiert; die Verbindung zwischen Transfer- und Verstärkerkanal findet über Bonddrähte statt. Aufgrund der Eigenkapazitäten der Bonddrähte wird direkt auf dem CCD Chip integriert. Während der Integrationszeit findet kein Schieben der Ladungen statt. Durch die Verstärker werden aus den Ladungspaketen messbare Spannungspulse, deren Amplituden ein Maß der Photonenenergie darstellt. Auslese- und Integrationszeit ergeben zusammen die Zykluszeit, welche die Zeitauflösung des CCD bestimmt. Die Auslesezeit wird vor allem durch die Dauer der Signalverarbeitung beschränkt, nicht durch das Schieben. Die 64 Spalten von je 200 Pixeln des hier beschriebenen pn-CCD Detektors werden in $t_{\text{Schieben}} = 6.1 \text{ ms}$ parallel ausgelesen und während $t_{\text{Auslesen}} = 65.7 \text{ ms}$ integriert, was in einer gesamten Zykluszeit von $t_{\text{Zyklus}} = 71.8 \text{ ms}$ resultiert. Der TIMEX ist die digitale Kontrolleinheit des CAMEX, der die zeitliche Steuerung des CAMEX übernimmt.

3.2.3 Effekte bei der Ladungssammlung

Bei der Photonendetektion können verschiedene Effekte auftreten, die für die Interpretation und Analyse der Daten von Bedeutung sind. Diese werden im Folgenden näher

beschrieben.

- **Partial Events:** Auf der Rückseite des CCD befindet sich eine nicht-depletierte, dünne Totschicht, in der Ladungsträger rekombinieren können. Lediglich Teile der durch Photonen erzeugten Ladungswolke gelangen zur Pixelstruktur und werden detektiert, weshalb die gemessene Energie geringer als die des absorbierten Photons ist.
- **Split Ereignisse:** Jedes absorbierte Photon erzeugt eine Ladungswolke, die zur Pixelstruktur nahe der Vorderseite driftet. Die Wolke breitet sich aufgrund von Diffusion und Coulombabstoßung aus. Trifft die Wolke anschließend auf den Rand eines oder mehrerer Pixel, teilen sich die Ladungen auf mehrere Pixel auf (so genannte Split Ereignisse). Die Split Ereignisse werden unabhängig voneinander registriert und die Summe ergibt die Energie des ursprünglich eingefallenen Photons. Um 'echte' Photonen von kosmischer Strahlung unterscheiden zu können, wird in der Datenanalyse ein Algorithmus verwendet, der die Spuren der Teilchen, die im Detektor entstehen, identifiziert und dementsprechend separiert. Erlaubte Pattern-Geometrien werden behalten und unerlaubte werden verworfen, d.h. Geometrien, die nicht von einer einzelnen Photonenwechselwirkung mit den Detektorpixeln stammen können. Allgemein gibt es 4 gültige Geometrien (Single, Double, Triple, Quadruple), die in 13 weitere Kategorien eingeteilt werden (siehe Abb. A.6). Die Ladung kann sich nicht über die Diagonale eines Pixels ausdehnen. Das Verhältnis der Split Ereignisse ist energieabhängig (siehe Abb. 3.4).
- **Pile Up Ereignisse:** Solche Ereignisse entstehen, wenn mehrere Photonen während der Integrationszeit in dasselbe Pixel treffen. Dadurch wird eine vielfache Linienenergie detektiert.⁵
- **'Out of Time' Ereignisse:** Werden während des Schiebens Photonen absorbiert, so werden diese Ereignisse einer falschen Zeile zugeordnet. Das Bild erscheint verschmiert in Transferrichtung. Der Anteil an out-of-Time Ereignissen im Verhältnis zu allen Ereignissen entspricht dem Verhältnis der Auslesezeit zu Zykluszeit. Demnach ist die Zahl der out-of-Time Ereignissen klein, wenn die Integrationszeit viel größer als die Auslesezeit ist.

3.2.4 Eigenschaften des CCD Signals

1. **Dunkelstrom:** Um das tatsächliche CCD-Signal bestimmen zu können, müssen die von den verschiedenen elektronischen Komponenten verursachten Rauschbeiträge vom eigentlichen Signal subtrahiert werden (Dunkelstrom). Die Inten-

⁵Im Energiespektrum tritt neben der einfachen Photonenergie eine schwächere Linie bei der doppelten Energie auf.

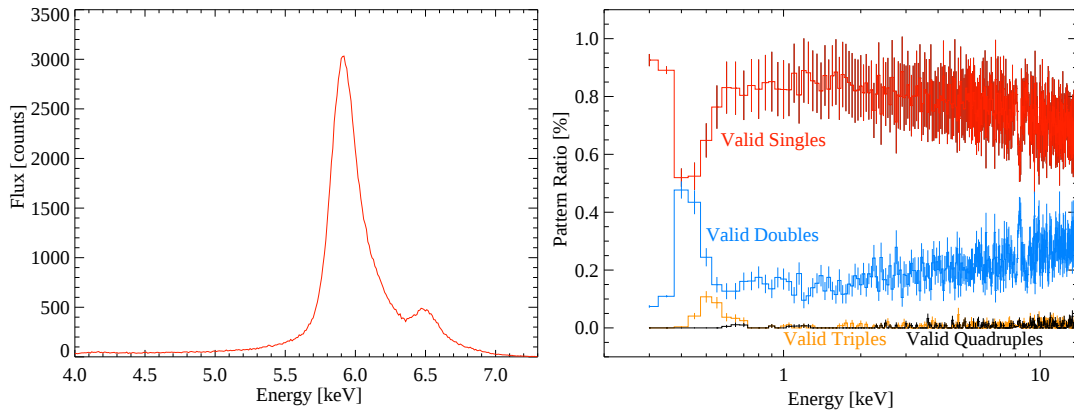


Abbildung 3.4: Links: Gemessenes ^{55}Fe Spektrum, das mit dem pn-CCD Detektor gemessen wurde. Die Energieauflösung beträgt 170 eV bei 6.0 keV. Rechts: Dargestellt sind die Verhältnisse verschiedener gültiger Geometriemuster (Single, Double, Triple und Quadruple) bei Energien zwischen 0.3 – 14 keV (Phase II Daten). Die Verhältnisse sind energieabhängig. Mit steigender Photonenenergie treten weniger Singles auf, da die Elektronenwolke größer wird.

sität des Dunkelstroms ist durch Angabe eines unteren Wertes beliebig einstellbar (Offset). Unmittelbar vor dem Beginn der Messung wird eine Offsetmap berechnet, die den Energieoffset für jeden Pixel⁶ enthält. Dazu wird die Ladung in jedem Pixel 100 Mal ausgelesen und der Mittelwert wird als Offset dieses Pixels aufgezeichnet. Der Gesamtoffset setzt sich aus dem Offset der einzelnen Pixel, dem der 64-First FET's auf dem CCD, sowie dem Offset des CAMEX zusammen. Ereignisse, bei denen das Differenzsignal eine untere Grenze nicht überschreitet, werden verworfen.

2. Verstärkung (Gain): Die Vorverstärkung der 64 einzelnen Kanäle auf dem Chip und im CAMEX ist aufgrund kleinster Unterschiede in der Herstellung nicht absolut gleich und kann um bis zu 10% von Kanal zu Kanal variieren. Da diese Abweichung das Signal verfälscht, wird eine Gain- Korrektur vorgenommen, die auf einer so genannten Flat-field Aufnahme basiert, wobei die Position des Maximums einer ausgewählten Röntgenlinie (hier Mn- K_{α}) für jede einzelne Spalte bestimmt wird. Das Verhältnis zwischen der Lage des Maximums eines Einzelkanals zum Mittelwert der Maxima gibt die relative Verstärkung jedes einzelnen Kanals an.
3. Bestimmung der Ladungstransfer-Effizienz (CTE): Das Schieben der Ladungen über den CCD Chip erfolgt nicht ohne Ladungsverluste. Störatome, meist Spuren von Titan, können Elektronen einfangen und dem Signal entziehen (so genannte Traps). Geschieht dies während des Schiebevorgangs, so geht ein Teil der

⁶ausgedrückt in analog-zu-digital Einheiten, ADU

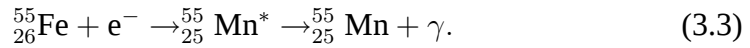
Ladung auf dem Weg zur Ausleseanode verloren. Die CTE gibt das Verhältnis der in Zeile i generierten Ladung E_i und der nach dem Schieben dieser Elektronen in Zeile $i + 1$ noch vorhandenen Ladung E_{i+1} an:

$$\text{CTE} = \frac{E_{i+1}}{E_i} < 1. \quad (3.1)$$

Da beim Auslesen der Zeile n Ladung bis zur Ausleseanode n -mal geschoben werden muss, ergibt sich für die letztlich im ADC gemessene Ladung:

$$E_{\text{gemessen}} = E_n \text{CTE}^n. \quad (3.2)$$

4. Minimally Ionizing Particles (MIPS): Im Halbleiter werden außer den Photonen auch andere ionisierende Teilchen aus der Umgebungsradioaktivität und der kosmischen Strahlung detektiert, MIPS. Diese sieht man im CCD bei hohen Energien.
5. Energie Kalibration: Zur Kalibration werden Messungen mit einer radioaktiven ^{55}Fe -Quelle durchgeführt, die eine Mn- K_α -Linie bei ≈ 5.90 keV und (mit geringerer Wahrscheinlichkeit) eine Mn- K_β -Linie bei ≈ 6.49 keV aussendet:



3.2.5 Operation des pn-CCD Detektors in CAST

Der pn-CCD Detektor wird bei einer Temperatur von $T = -130$ °C betrieben, die über einen Stirling Kühler konstant gehalten wird. Die thermische Kopplung zwischen dem Kühlsystem und dem CCD Chip ist über Kupferkabel realisiert, die den Kühkopf des Stirling Kühlers mit der Kühlmaske des CCD Chips verbinden. Der Detektor ist in einem Gehäuse installiert, das aus Aluminium besteht. Um den durch Gammastrahlung der Umgebung erzeugten Hintergrund zu reduzieren, wurde das Gehäuse mit einer passiven Abschirmung ausgestattet, die aus einer > 20 mm10 mm dicken Blei-Schicht niedriger natürlicher Radioaktivität (^{210}Pb) besteht, welche von einer 10 mm dicken Cu-Schicht (Sauerstoff-frei) ummantelt ist [12]. Eine zusätzliche Bleiabschirmung außerhalb des Detektorgehäuses verringert die induzierte Gammahintergrundstrahlung aufgrund der Wand der Experimenthalle und somit Fluktuationen der Zählrate während der Magnetbewegung (der Abstand zur Wand ändert sich während der Magnetbewegung, wodurch unterschiedlich viel Gammastrahlung induziert wird).

Kalibrierung des pn-CCD Detektors

Unter Verwendung einer Multitarget-Röntgenröhre wurde der Detektor für verschiedene Energien vor Ort in der CAST Experimenthalle am CERN kalibriert.

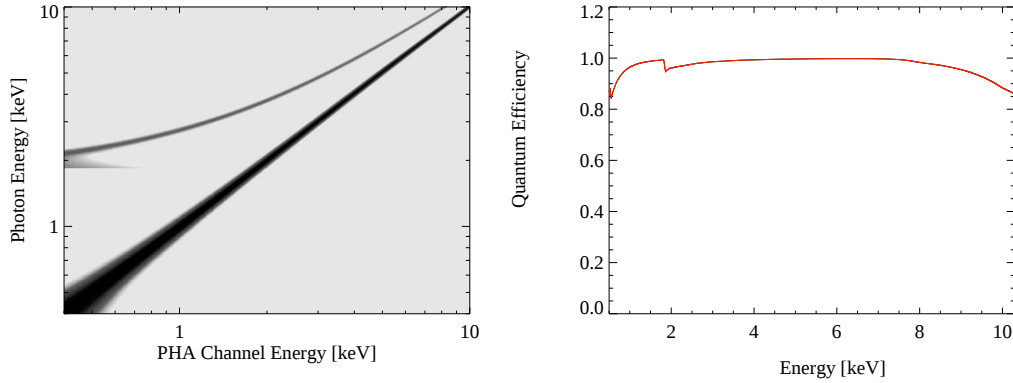


Abbildung 3.5: Links ist die Responsematrix des pn-CCD Detektors gezeigt [12] und rechts die Quanteneffizienz des pn-CCD Detektors in CAST.

Ausgehend von diesen Daten konnte die Responsematrix des Detektors bestimmt werden (siehe Abb. 3.5). In Kombination mit der effektiven Fläche des Detektors beschreibt die Responsematrix die Relation zwischen einfallendem, differentiellen Photonspektrum und dem beobachteten, gebinnnten Pulshöhenspektrum, das vom Detektor gemessen wird. Es gilt:

$$N_i = \sum_j R_{ij} \epsilon(E_j) S(E_j) (\Delta E)_j, \quad (3.4)$$

mit N_i der Anzahl an Ereignissen pro Zeiteinheit, der Photonenenergie E_j , der effektiven Fläche $\epsilon(E_j)$ [cm^2], $S_j(E_j)$ dem gebinnnten differentiellen Quellspektrum [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$] und $(\Delta E)_j$ der endlichen Energiebreite des j-ten Energieintervalls. Die Responsematrix R_{ij} beschreibt die endliche Energieauflösung des Detektors. Sie enthält die Beiträge des Photopeaks und des Si-Escapepeaks, der bei 1.74 keV auftritt. Die Effekte 2. Ordnung wurden bei der Modellierung der Responsematrix mit einbezogen (wie z.B. der Einfluss der partiellen Ereignisse). Weiterhin wurde die Kalibrierung auf Energien ausgedehnt, die nicht mit der Röntgenröhre gemessen werden konnten. Dazu wurden Röntgenfluoreszenz-Linien, die aus dem Hintergrundspektrum stammen, verwendet. Zusammen mit einer ^{55}Fe Kalibrationsquelle bieten diese Linien eine Möglichkeit, die Langzeitstabilität der Energiekalibrierung aufzuzeichnen.

Kapitel 4

Optische Justage des Röntgenteleskops

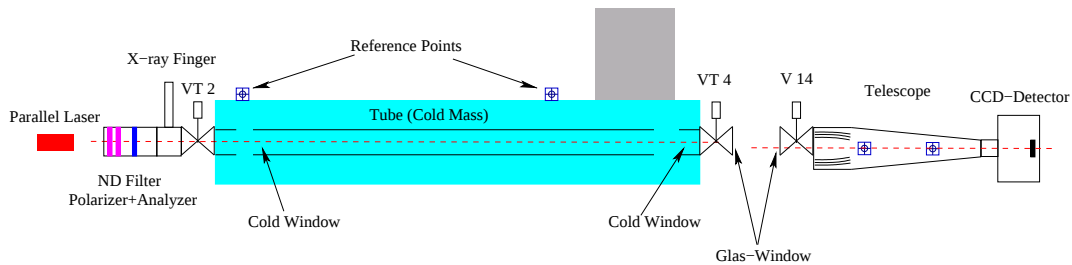


Abbildung 4.1: Experimentelle Anordnung während der Ausrichtung der optischen Achse des Röntgenteleskops relativ zur Achse der Magnetröhre (rot gestrichelte Linie). Der aus der Magnetröhre durch Axion-Photon-Konversion austretende Photonenfluss wird mittels der Spiegeloptik auf den in der Fokalebene liegenden CCD Chip fokussiert. Das Verhältnis der beiden Flächen entspricht $A_{\text{Magnet}}/A_{\text{Signal}} \approx 155$. Die potentielle Axionsignalfäche auf dem CCD Chip, die über den Brennpunkt der fokussierenden Optik definiert wird, ist kleiner als die geometrische Gesamtfläche des CCD Chips ($A_{\text{Chip}}/A_{\text{Signal}} \approx 30$). In diesem Kapitel wird die experimentelle Vorgehensweise zur optischen Justage des Röntgenteleskops relativ zur Achse der Magnetröhre beschrieben. Eine maximale Detektionseffizienz des Teleskops ist gewährleistet, wenn die optische Achse der Spiegeloptik parallel zur Achse der Magnetröhre ausgerichtet ist (siehe Kapitel 3, Abb. 3.1). Liegen die optische Achse der Spiegeloptik und die Achse der Magnetröhre nicht parallel zueinander, hat dies einen Verlust an Detektionseffizienz zur Folge (siehe Kapitel 3.1, Abb. A.4). Um ein gemessenes Ereignis eindeutig als Axionsignal innerhalb der Signalfäche identifizieren zu können, müssen Position und Ausdehnung dieser Fläche definiert sein. Die Position der Signalfäche muss mit einer Genauigkeit von ± 0.5 Pixel festgelegt sein, um eindeutig bestimmen zu können, ob das gemessene Ereignis innerhalb oder außerhalb der Axionsignalfäche detektiert wurde. Abschließend wird in diesem Kapitel die Bestimmung des Radius der kreisförmigen Axionsignalfäche über das Signal zu Rausch Verhältnis (SNR) erklärt.

4.1 Optische Justage mit einem Lasersystem

Vor Beginn der Datennahme im Jahr 2002 wurde die optische Achse des Teleskops unter Zuhilfenahme eines parallelen Laserstrahls parallel zur Achse der Magnetröhre ausgerichtet [12]. Der CCD Chip wurde in der Fokalebene der Optik so platziert, dass sich 100% der Axionsignalfäche innerhalb der Chipfläche befinden. Im Jahre 2004 wurde die optische Achse der Spiegeloptik um $2'$ relativ zur Magnetachse gekippt, um die Zentrierung der Signalfäche innerhalb der Chipfläche zu optimieren. Dies hat einen Verlust von 10.72% an effektiver Sammelfläche der Optik zur Folge (siehe Abb. A.4). In den Jahren 2004-2007 wurde die Position des Röntgenteleskops relativ zur Achse der Magnetröhre nicht weiter verändert. Im nächsten Abschnitt wird der Aufbau des Lasersystems und die Vorgehensweise während der optischen Justage detaillierter beschrieben.

4.1.1 Aufbau und Vorgehensweise

Für die Dauer der optischen Justage wird ein Theodolit (T3) in Kombination mit einem Laser auf der dem Teleskop entgegengesetzten Seite des Magneten, anstelle des TPC Detektors, installiert (siehe Abb. 4.1). Der Theodolit wird dazu auf einer an der Wand der Experimenthalle befestigten Plattform montiert. Die Achse der Magnetröhre wird seit 2005 als die Verbindungslinie die Mittelpunktspalten der beiden Fenster ('cold windows'), die an den Enden der Magnetröhre positioniert sind (siehe Kapitel 2), definiert. Die Mittelpunkte der Fenster können mit einer Genauigkeit von ± 0.2 mm bestimmt werden. Der Theodolit wird über die Mittelpunktspalten des Fensters auf dieser Seite des Magneten, an der Achse der Magnetröhre ausgerichtet. Abschließend wird der Laser an der optischen Achse des Theodoliten, mit einer Genauigkeit von $0.2 \text{ mm}/15 \text{ m} = 7.6^\circ \times 10^{-4}$, justiert [125]. Durch Kollimation mit einem Prisma wird ein paralleler Laserstrahl erzeugt, dessen Intensität unter Verwendung von Polarisationsfiltern einstellbar ist.

Die Installation eines Fadenkreuzes auf der Teleskopseite, zwischen Magnet und Spiegelsystem, ermöglicht eine erste visuelle Abschätzung der Position des durch den Magneten scheinenden Laserstrahls und somit eine Zentrierung der Apertur. Zur Ausrichtung der optischen Achse des Teleskops parallel zur Achse der Magnetröhre wird anstelle des CCD Detektors ein Dummy in der Fokalebene der Optik installiert, der am äußeren Ende mit einem Fadenkreuz versehen ist, das an der optischen Achse des Teleskops ausgerichtet ist (siehe Abb. 4.2 links). Die Spiegeloptik ist auf einer um wenige Zentimeter in horizontaler und vertikaler Richtung beweglichen Plattform montiert. Die Plattform, bzw. die Optik wird dann so ausgerichtet, dass der Laserstrahl in das Zentrum des Fadenkreuzes des Dummys scheint und anschließend wird die Position der Plattform fixiert. Die Genauigkeit der Ausrichtung der optischen Achse parallel zur Achse der Magnetröhre ist besser als $40''$, entsprechend der Winkelauflösung der Spiegeloptik.

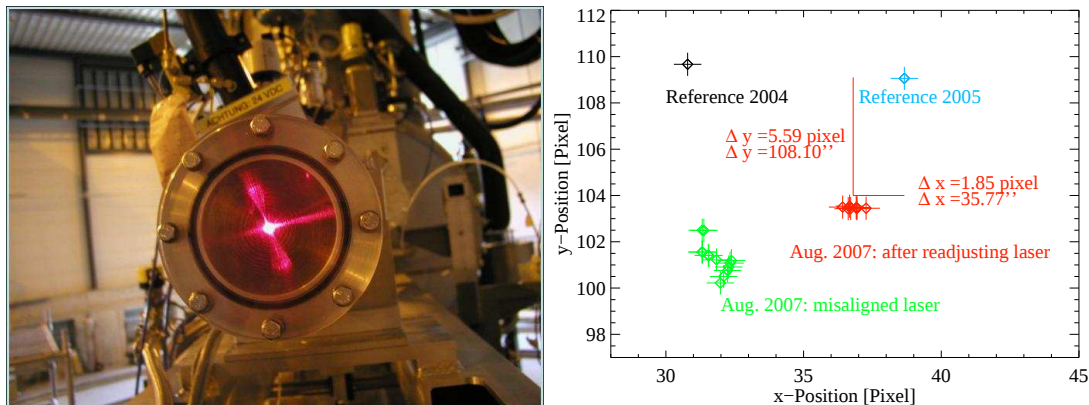


Abbildung 4.2: Links: Sicht auf den anstelle des CCD Detektors installierten Dummy während ein paralleler Laserstrahl durch die Magnetröhre und die Spiegeloptik scheint. Scheint der Laserstrahl in das Zentrum des Fadenkreuzes des Dummys, so ist die optische Achse der Optik parallel zur Achse der Magnetröhre ausgerichtet. Rechts: Ergebnisse der Lasermessungen der Jahre 2004-2007 bezüglich der Position der potentiellen Axionsignalfäche auf dem CCD Chip. Vor Beginn der Datennahme in 2005, sowie nach Beendigung der Datennahme in 2006 wurden Umbauten am Magneten vorgenommen, die die Abweichung der Position der Signalfäche zur jeweiligen Referenzposition erklären. Details werden im Text beschrieben [125].

Nach der Ausrichtung der Spiegeloptik wird der Dummy entfernt und der CCD Detektor statt dessen installiert. Abschließend wird die Position der potentiellen Axionsignalfäche über die Position des fokussierten Laserstrahls auf dem CCD Chip definiert [125].

4.1.2 Analyse, Ergebnisse und Interpretation der Lasermessungen

Zur Bestimmung der Position der potentiellen Axionsignalfäche auf dem CCD Chip werden die Intensitätsverteilungen der Laserphotonen bezüglich der Spalten ($x = 64$) und Zeilen ($y = 200$) des CCD Chips durch Gaußkurven angenähert. Das Maximum der jeweiligen Verteilung entspricht der Position der potentiellen Axionsignalfäche in x - und y -Richtung auf dem CCD Chip. Die Ergebnisse der Lasermessungen, die in den Jahren 2004 bis 2007 genommen wurden, sind in Abb. 4.2 zusammen gefasst. Der Unterschied bezüglich der Messungen im Jahre 2004 und 2005 kann damit erklärt werden, dass essentielle Umbauten am Magneten vorgenommen wurden, die die Struktur des Magneten beeinflusst haben (z.B. wurde der Magnet geöffnet, um die 'cold windows' zu installieren). Für die Datennahme von November 2005 bis Dezember 2006 wurde als Referenzwert der Position der Axionsignalfäche die im Jahre 2005 bestimmte Position verwendet ($x = 38.30 \text{ Pixel}$ und $y = 110.07 \text{ Pixel}$ [125]). Die ersten Messungen im Jahre 2007 zeigten, dass der Theodolit nicht ausreichend genau justiert war (siehe Abb. 4.2). Daraufhin wurde der Theodolit neu justiert und die Messungen wurden

wiederholt. Der Vergleich der Lasermessungen von 2005 und 2007 zeigt, dass sich die Position des Maximums der Intensitätsverteilungen um 1.85 Pixel, entsprechend $35''.77$ in x -Richtung, sowie um 5.59 Pixel, entsprechend $108''.10$ in y -Richtung, im Vergleich zur Referenzposition aus dem Jahre 2005, verschoben hat (siehe Abb. 4.2 rechts). Die Abweichung kann ebenfalls damit erklärt werden, dass nach Beendigung der Datennahme im Jahre 2006 Umbauten am Magneten vorgenommen wurden. Wichtig für die Analyse (siehe Kapitel 5 und 6) ist jedoch, dass die Optik parallel zur Achse der Magnetröhre ausgerichtet ist, bzw. dass der Effekt der gekippten optischen Achse des Teleskops genau bekannt ist. Für die Analyse der CAST ^4He Phase II Daten, die Gegenstand dieser Arbeit ist, wurde die Position der Laserphotonenverteilung entsprechend der Referenzposition aus dem Jahre 2005 verwendet.

4.2 Röntgenfinger-Messungen

Die Ausrichtung der optischen Achse des Röntgenteleskops relativ zur theoretischen Magnetachse unter Verwendung des Lasersystems kann nur in Zeiträumen erfolgen, in denen kein Detektor auf der Westseite des Magneten installiert ist. Um die Stabilität der Ausrichtung des Teleskops relativ zum Magneten zu verifizieren, wird eine Messmethode benötigt, die auch während der regulären Datennahme durchführbar ist. Aus diesem Grunde wurde für den permanenten Gebrauch eine ≈ 70 MBq starke, pyroelektrische Röntgenquelle auf der dem Teleskop gegenüber liegenden Magnetseite montiert (siehe Abb. A.9). Die Quelle emittiert hauptsächlich 8 keV Photonen.

4.2.1 Vorgehensweise

Funktionsweise der Röntgenquelle

Als Röntgengenerator dient ein pyroelektrischer Kristall, der zyklisch für 2 bis 5 Minuten erwärmt, sowie abgekühlt wird und daher keinen konstanten Photonenfluss erzeugt [126]. Eine Temperaturänderung bewirkt eine Abstandsänderung der Gitterionen im Kristall, so dass sich die Kristallachse ausdehnen (Erwärmung) oder zusammenziehen kann (Abkühlung). Die Polarisationsrichtung ist durch die Richtung der Kristallachse definiert. Durch Änderung der Temperatur orientieren sich die Dipolmomente im Kristall um und erzeugen so ein elektrisches Feld. Bei einer bestimmten Kristallorientierung wird die Oberseite positiv geladen und zieht Elektronen des umgebenden Gases an, die bei Auftreffen auf die Kristalloberfläche charakteristische Röntgenstrahlung (Ta) und Bremsstrahlung erzeugen (siehe Abb. A.10 links). Durch anschließendes Abkühlen bewegen sich die Elektronen in Richtung eines Cu-Targets und charakteristische Cu-Röntgenphotonen sowie Bremsstrahlung werden erzeugt (siehe Abb. A.10 rechts). Die Transmission der Röntgenstrahlung erfolgt über ein dünnes Berylliumfenster. Der Photonenfluss variiert nicht nur während eines Zyklus, sondern kann auch von Zyklus zu Zyklus unterschiedlich sein.

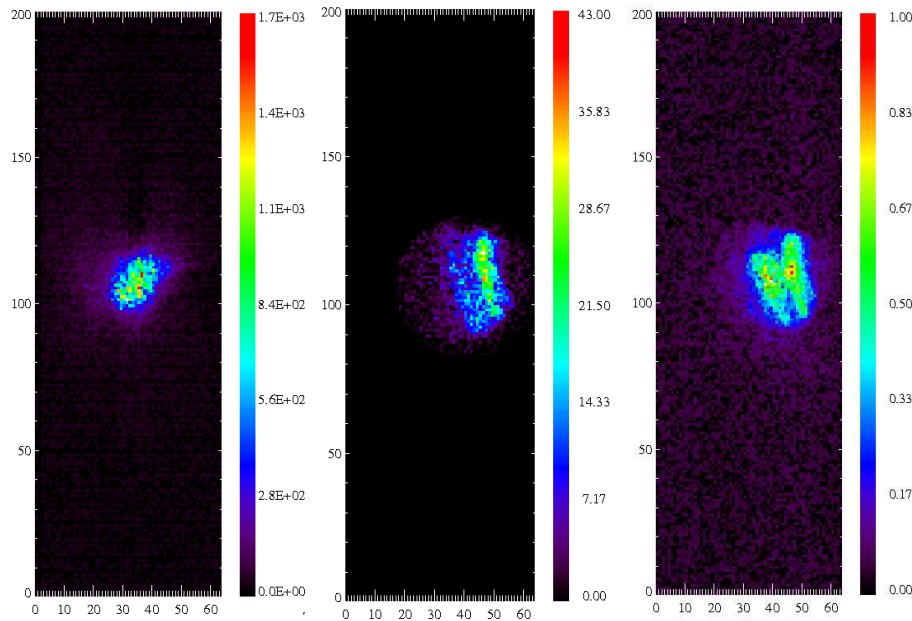


Abbildung 4.3: Links: Dargestellt ist die Intensitätsverteilung der Laser-Messung in 2005. Der Mittelpunkt der Verteilung liegt bei $x \approx 38$ Pixel und $y \approx 110$ Pixel. Mitte: Intensitätsverteilung der Röntgenphotonen mit Mittelpunkt bei $x \approx 46$ Pixel und $y \approx 108$ Pixel. Rechts: Normierte und übereinander gelegte Intensitätsverteilungen der Laser und Röntgenphotonen-Verteilungen mit Mittelpunkt bei $x \approx 40$ Pixel und $y \approx 108$ Pixel.

Das Spektrum der emittierten Röntgenphotonen ist außerdem je nach Modell der Quelle unterschiedlich. Die in CAST verwendete Quelle emittiert nicht alle der vom Hersteller angegebenen charakteristischen Röntgenlinien, sondern nur Cu-K_α und Cu-K_β , entsprechend des erwarteten Spektrums während des Kühlens. Das mit dem Röntgenteleskop gemessene Spektrum der in CAST verwendeten Quelle ist in Abb. 4.4, links gezeigt. Die Zählrate der Quelle als Funktion der Zeit ist in Abb. 4.4, rechts gezeigt. Charakteristiken der Quelle, wie der nicht uniforme Photonenfluss auf Grund der Aufwärm- und Abkühlphase, oder die Winkelabhängigkeit (Kristallorientierung) des Flusses sind im beobachteten Intensitätsverlauf erkennbar (siehe Abb. 4.3). Der Vorteil dieser Quelle ist, dass im ausgeschalteten Zustand und bei konstanter Umgebungstemperatur keine Photonen emittiert werden.

Bewegung der Röntgenquelle

Die Röntgenquelle ist auf einer beweglichen Halterung montiert (so genannter Röntgenfinger), der über einen computerkontrollierten Schrittmotor mit der Genauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$ in und aus dem Sichtfeld des Röntgenteleskops bewegt werden kann. Dazu werden ein bipolarer Schrittmotor und ein programmierbarer Impulszähler über eine Software (microLYNX¹) angesteuert. Zur Kalibration wird der Finger bis zum äußeren

¹Intelligent Motion System (IMS)

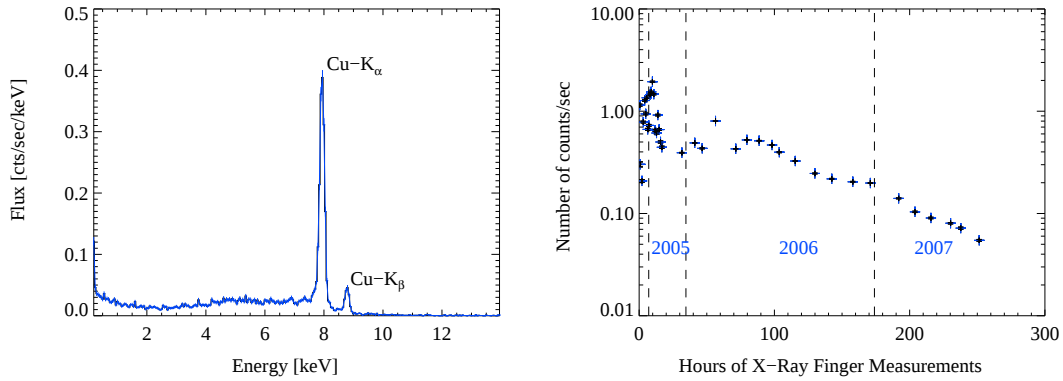


Abbildung 4.4: Links: Mit dem Röntgenteleskop gemessenes Spektrum der Röntgenquelle. Rechts: Zählrate der Röntgenphotonen, die von der Quelle emittiert werden. Zu erkennen ist die geringer werdende Intensität des Photonenflusses mit der Zeit.

Rand des ihn umgebenden Gehäuses bewegt, wobei die Geschwindigkeit und maximale Entfernung des Fingers zum Gehäuserand bekannt sind. Anschließend kann der Finger in die Messposition bewegt werden.

Messung

Vor dem Einschalten der Quelle wird die horizontale und vertikale Position des Röntgenfingers bezüglich der Position der Magnetröhre mit einer Genauigkeit von ± 0.2 mm bestimmt: als Referenz wird die Position einer an der Rückseite des Fingers befindlichen Nadel verwendet, deren absoluter Abstand zur Achse der Magnetröhre gemessen wird (siehe Abb. A.9).

Interpretation

Da es sich bei der Röntgenquelle nicht um eine Punktquelle handelt, werden die emittierten Röntgenphotonen auf eine Ebene, die ≈ 30 cm hinter dem Chip liegt, fokussiert. Das resultierende Intensitätsbild der Röntgenfingermessungen entspricht daher dem Abbild der durch die Quelle ausgeleuchteten Magnetröhre und ist somit deutlich ausgedehnter als der Fokalspot des parallelen Laserstrahls, der dem Abbild des potentiellen Axionsignals entspricht $(0.4 R_{\odot})^2$. Vergleiche dazu linke und mittlere Abbildung in 4.3.

4.2.2 Analyse der Röntgenfinger-Messungen

Die Bestimmung des Mittelpunkts der Photonenverteilung erfolgt in zwei Schritten: der Bestimmung des Schwerpunkts der Intensitätsverteilung, sowie der Einhüllenden der Intensitätsverteilung:

²Bei einer Fokallänge der Optik von $f = 1600$ mm, einer Magnetröhrenlänge von $l = 9260$ mm sowie einem Durchmesser der Röhre von $d = 43$ mm folgt für das Abbild der solaren Axionen am Ende der Röhre: $\text{FoV} = 2 \arctan(d/l) = 0.53^\circ$ oder $1908''$. Der Radius der Photonenverteilung des Röntgenfingers ist ~ 40 Pixel oder $\approx 774''$, wobei für einen Pixel gilt: $\text{FoV} = \arctan(p/f)$, mit $p = 0.15$ mm, der Seitenlänge eines Pixels.

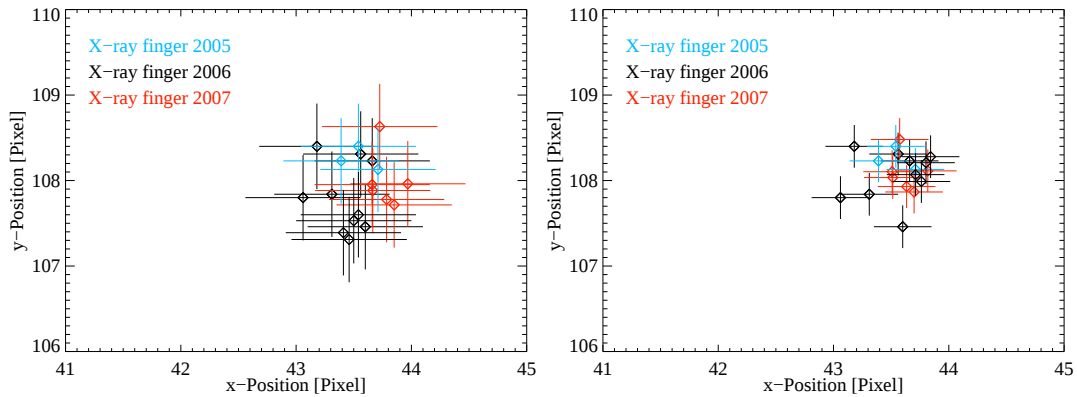


Abbildung 4.5: Links: Positionen der Axionsignalfäche, wie sie an Hand der Röntgenfinger-Messungen während 2005-2007 bestimmt wurden. Rechts: Die Positionen der Kreismittelpunkte sind um die gemessene Position des Röntgenfingers in x - und y -Richtung korrigiert. Insgesamt ergibt sich damit eine Abweichung vom Mittelwert in y -Richtung von ± 0.25 Pixel (korrigiert) anstatt ± 0.50 Pixel (unkorrigiert).

1. Der Schwerpunkt der Energieverteilung der Ereignisse wird im Energiebereich von 0.3-12 keV bestimmt. Es werden Ereignisse auf der gesamten Chipfläche betrachtet³. Die Anzahl der Ereignisse in diesem Energiebereich bezüglich der x Spalten und y Zeilen wird durch die Anpassung einer Gausskurve beschrieben, mit einem Maximum bei $(x_{\text{Fit}}, y_{\text{Fit}})$.
2. Das gesamte Sichtfeld des Teleskops wird ausgeleuchtet, so dass ein Abbild der Magnetröhre mit den beschriebenen Charakteristiken der Quelle auf dem Chip sichtbar ist (kreisförmige Verteilung). Mehr als 90% der Ereignisse liegen innerhalb eines Kreises mit Radius $r = 24$ Pixel. Der Mittelpunkt des Kreises ist durch $(x_{\text{Fit}}, y_{\text{Fit}})$ festgelegt und das Maximum der Intensitätsverteilung innerhalb des Kreises wird berechnet (Maximum bei: $x_{\text{Int}}, y_{\text{Int}}$). Außerdem werden die Maxima der Zeilen- und Spaltenverteilungen der Ereignisse über die Näherung mit einer Gausskurve berechnet ($x_{\text{Gauss}}, y_{\text{Gauss}}$).

Die verschiedenen experimentellen Bedingungen, unter denen die Röntgenfingermessungen im Zeitraum von 2005-2007 genommenen wurden, sind in Tabelle A.3 zusammengefasst (Magnetposition, Stärke des Magnetfeldes, gemessener ^4He Druck, sowie die jeweilige Messzeit). Es konnte kein Unterschied der Position der Photonenverteilungen unter den verschiedenen Bedingungen festgestellt werden.

Einbezug der Röntgenfingerposition in die Analyse

Im Jahre 2005 wurde der lineare Zusammenhang zwischen der Röntgenfingerposition und dem Mittelpunkt der Photonenverteilung untersucht (siehe Abb. A.8, links). Da

³mit Ausnahme von 'rauschenden' Pixeln und den äußeren Zeilen und Spalten des Chips

der Finger nur horizontal bewegt werden kann, kann sich der Mittelpunkt der Photonenverteilung auf dem Chip nur in y Richtung verschieben. Die Mittelpunktssposition der Photonenverteilung verschiebt sich zu kleineren y Werten, je größer der Abstand des Fingers relativ zu dessen Parkposition ist [125]. Da eine Versetzung der absoluten Fingerposition eine Verschiebung des Zentrums der Röntgenphotonenverteilung zur Folge hat, wurde, wenn möglich, die Absolutposition des Fingers vor der jeweiligen Messung bestimmt (siehe Abschnitt 4.2.1, Messung). Um so entstandene Abweichungen der Position der Photonenverteilung zu korrigieren, wurden die jeweiligen Fingerposition in dieser Arbeit in die Berechnungen der Verteilungsmaxima einbezogen⁴.

Ergebnisse

Die korrigierten, sowie nicht korrigierten Werte der Mittelpunktsspositionen sind in Tab. A.4 zusammengefasst. Für unkorrigierte Werte ergibt sich eine mittlere Mittelpunktssposition der Zeilen- und Spaltenverteilungen von $\bar{x} = 43.56 \pm 0.22$ und $\bar{y} = 107.88 \pm 0.43$; für korrigierte Werte folgt $\bar{x} = 43.57 \pm 0.21$ und $\bar{y} = 108.10 \pm 0.25$ (siehe Abb. 4.5). Der Unterschied der Werte in x -Richtung ist erwartungsgemäß gering, da sich die Abweichungen der Fingerposition gerade kompensieren (siehe Tab. A.2). Die Korrektur in y -Richtung bewirkt, dass die Genauigkeit der Mittelpunktssbestimmung von $\approx \pm 0.5$ Pixel auf $\approx \pm 0.25$ Pixel verbessert werden kann. Der Schwerpunkt der Energieverteilung in y und das Maximum der Zeilenverteilung zeigen durch die Korrektur eine geringere Abweichung voneinander.

Verifikation

Um das um die Fingerposition korrigierte Ergebnis zu verifizieren, kann anhand der (nicht korrigierten) Mittelpunkte der einzelnen Photonenverteilungen berechnet werden, wie groß entsprechend die Abweichung der Fingerposition zur Referenzposition sein muss. Die Ergebnisse dieser Berechnung wurden mit den von den Geometern gemessenen Werten der Fingerposition verglichen (siehe Tab. A.2). Innerhalb der systematischen und statistischen Fehler stimmen die Ergebnisse überein.

Probleme

Da im Juni 2006 zwei Messungen genommen wurden, bei denen die Photonenverteilung eine Abweichung in y -Richtung von $\Delta y = +9$ Pixel, sowie $\Delta y = +5$ Pixel zeigte (siehe linke Abb. A.8), wurde die Funktionalität des Manipulators, der die Quelle bewegt, getestet [128]. Es konnte sicher gestellt werden, dass die Quelle über den Manipulator genau positioniert wird, solange die Steuerungssoftware (IMS) während einer Messung nicht unterbrochen wird⁵ [128].

⁴Referenzwert für die Fingerposition ist der im Jahre 2005 bezüglich der Achse der Magnetröhre gemessene Wert.

⁵In diesem Falle muss ein Reset der IMS Software vorgenommen werden, um die Quelle an die richtige Position bewegen zu können.

4.3 Bestimmung des Mittelpunkts der Axionsignalfäche

Bisher wurden die Positionen der Laser- und Röntgenphotonenverteilungen einzeln bestimmt. Beide Messungen werden miteinander korreliert, um die Position der potentiellen Axionsignalfäche (Kreis) auf dem CCD Chip zu definieren. Die übereinander gelegten Intensitätsverteilungen sind in Abb. 4.3, rechts dargestellt. Im Falle einer idealen Ausrichtung der Optik an der theoretischen Achse der Magnetröhre, sowie einer idealen Ausrichtung des Lasersystems, und der Röntgenquelle, würde die Laserverteilung erwartungsgemäß genau im Zentrum der Röntgenphotonenverteilung liegen, denn die Messung mit der Röntgenquelle liefert ein Abbild der Magnetröhre, in dessen Zentrum sich das erwartete Axionsignal (Laserphotonenverteilung) befinden sollte.

Analyse

Zur Bestimmung der Mittelpunktspostion des Kreises (Signalfäche) werden die normierten Zeilen- und Spaltenverteilungen der Laser- und Röntgenphotonenverteilungen übereinander gelegt. Der Durchmesser des Kreises wird ausgehend von der Position auf dem CCD Chip definiert, bei der die Intensität auf $< 7\%$ des Maximums der Röntgenphotonenverteilung abfällt. Diese Koordinaten sind in Abb. A.11 (rechts) durch die äußeren blauen Linien gekennzeichnet.

Ergebnis und Interpretation

Der Mittelpunkt des Kreises konnte für die Phase II Daten zu $x_{\text{Signal}} = 40$, $y_{\text{Signal}} = 108$ Pixel bestimmt werden, wobei der Radius des Kreises $r = 19$ Pixel beträgt. Die Maxima der Zeilenverteilungen fallen zusammen, nicht jedoch die Maxima der Spaltenverteilungen (siehe Abb. A.11, rechts). Die Laserphotonenverteilung liegt also innerhalb der Röntgenphotonenverteilung, jedoch nicht genau in deren Zentrum. Das kann damit erklärt werden, dass die Position des Röntgenfingers relativ zur Achse der Magnetröhre in vertikaler Richtung um 0.2 mm versetzt ist [125].

4.4 Bestimmung des Radius der Axionsignalfäche

Der Radius des Kreises r_s , in dem das potentielle Axionsignal erwartet wird, wird über das Maximum des Signal zu Rausch-Verhältnisses (SNR⁶) bestimmt. Um das Maximum des SNR zu bestimmen, wurde das SNR in Abhängigkeit von r_s für verschiedene Werte der Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}$ bestimmt. Im Falle einer Poissonverteilung ergibt sich:

$$\text{SNR}(r_s) = \frac{s(r_s, g_{a\gamma\gamma})}{\sqrt{s(r_s, g_{a\gamma\gamma}) + b(r_s)}}, \quad (4.1)$$

mit den gemessenen Hintergrundereignissen $b(r_s)$ innerhalb des Signalkreises mit Radius r_s und den erwarteten Signalereignissen $s(r_s, g_{a\gamma\gamma})$. Details der Optimierung des

⁶Signal to Noise Ratio

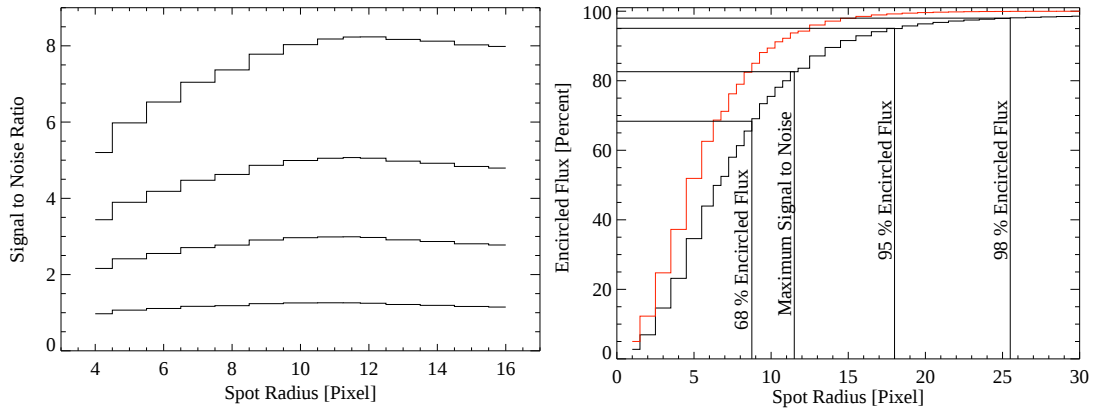


Abbildung 4.6: Links: Dargestellt ist das SNR in Abhängigkeit vom Radius des Kreises, in dem das potentielle Axionsignal erwartet wird. Der hier angenommene Wert für die Kopplungskonstante variiert zwischen $g_{a\gamma\gamma} = 2 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (untere Kurve) und $g_{a\gamma\gamma} = 5, 9, 16 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (von unten nach oben). Rechts: Axionfluss, der in der Axionsignalfäche erwartet wird relativ zum Axionfluss für einen Kreisradius, der der Größe der solaren Scheibe entspricht (so genannter eingeschlossener Fluss). Dies wurde einmal unter der Annahme einer idealen Optik (rot) und einmal unter der Annahme einer realistischen Optik, d.h. unter Einbezug der PBF der Spiegeloptik in CAST, berechnet (schwarz) [6].

SNR sind in [6] zusammen gefasst und werden hier nicht weiter beschrieben. Das Ergebnis dieser Berechnungen zeigt, dass das SNR bei einem Radius der potentiellen Signalfäche von 11.5 Pixel am größten ist (siehe Abb. 4.6).

4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die optische Justage des Röntgenteleskops relativ zur Achse der Magnetröhre detailliert beschrieben. Des Weiteren wurde die Vorgehensweise zur Bestimmung der Position und Ausdehnung der potentiellen Axionsignalfäche auf dem CCD Chip genau erläutert. Der Mittelpunkt der in Phase II verwendeten Signalfäche liegt bei $x_{\text{Signal}} = 40$, $y_{\text{Signal}} = 108$ Pixel mit einem Radius von $r = 11.5$ Pixel. Außerdem wurde die Langzeitstabilität der Position der Signalfäche mit einer Genauigkeit von ± 0.25 Pixel verifiziert. Aufgrund der in diesem Kapitel bestimmten Position und Ausdehnung der Axionsignalfäche ist es möglich, die in den nächsten Kapiteln beschriebene Datenanalyse und Berechnung einer oberen Schranke für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}$ durchzuführen.

Kapitel 5

Analyse der Teleskopdaten Phase II

In diesem Kapitel wird die Analyse der Daten, die mit dem Röntgenteleskop im Zeitraum von November 2005 bis Dezember 2006 genommen wurden (CAST Phase II), detailliert beschrieben. Während dieses Zeitraumes wurden die Magnetröhren schrittweise mit ^4He gefüllt (0.08-13.42 mbar), um im Axionmassenbereich 0.02-0.4 eV/c² sensitiv zu sein. Zur Bestimmung einer oberen Schranke der Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}$ in Abhängigkeit von der Axionmasse m_a , die in Kapitel 6 erläutert wird, müssen Hintergrundspektrum als auch das Spektrum der Daten solarer Beobachtungen entsprechend gewisser Selektionskriterien definiert werden. Dazu werden in diesem Kapitel die durchgeführten Hintergrundstudien erläutert. Des Weiteren werden zeitliche und räumliche Verteilungen der Ereignisse auf dem CCD Chip untersucht. Anschließend werden Simulationen zur räumlichen und spektralen Verteilung der Ereignisse auf dem CCD Chip vorgestellt. Aus der relativen Abweichung der Messungen von den theoretisch erwarteten Ergebnissen, die aus den Simulationen folgen, können Rückschlüsse über die räumlichen, als auch spektralen Verteilungen der Ereignisse gezogen werden.

5.1 Datennahme in Phase II

Das Röntgenteleskop wurde während der Datennahme in Phase II (^4He) in der gleichen Konfiguration betrieben wie in 2004 [12]. Vor jeder Messung wird eine Kalibrierung des CCD durchgeführt, bestehend aus einem 'Darkrun' zur Bestimmung des Offsets (200 Ausleserahmen entsprechend einer Messzeit von ≈ 15 s) und einer Kalibrierung mit einer ^{55}Fe Quelle (5000 Ausleserahmen entsprechend einer Messzeit ≈ 6 min). Die wissenschaftlichen Datensätze, d.h. Daten einer solaren Beobachtung oder Hintergrunddaten, bestehen jeweils aus 12550 Ausleserahmen (Messzeit ≈ 15 min). Folgende Definitionen werden in den nächsten Abschnitten verwendet:

- Solare Beobachtung: der Magnet wird der Sonnenbewegung während des Sonnenaufgangs nachgeführt.

- Hintergrunddaten: Daten, die genommen werden, während der Magnet nicht auf die Sonne ausgerichtet ist.
- Der Offset O_{ij} gibt den Dunkelstrom jedes einzelnen Pixels an ($0 \leq i \leq 199$ und $0 \leq j \leq 63$).
- Der Noise N_{ij} beschreibt die Standardabweichung des Dunkelstroms der einzelnen Pixel ($0 \leq i \leq 199$ und $0 \leq j \leq 63$).

Hat ein wissenschaftlicher Ausleserahmen keine Einträge, die überhalb einer Energie von $E_{\text{Grenzwert}} = 55.0 \text{ ADU} = 294.35 \text{ eV}$ liegen, so wird dieser verworfen. Unterhalb dieser Energieschranke kann lediglich Rauschen registriert werden. Die Softwareeffizienz bei der Prozessierung der Daten liegt bei 100%.

5.1.1 Datenselektion und Extraktion 'guter' Datensätze (GTIs)

Die prozessierten Daten werden entsprechend den Informationen des Slow Control Systems (siehe Kapitel 2.4) nach bestimmten Kriterien selektiert. Zu den Parametern, die für die Selektion verwendet werden, gehören:

- MABG gibt die Magnetfeldstärke an. Dieser Wert der Magnetfeldstärke wird jedoch wegen unzureichender Genauigkeit nicht zur Berechnung des Axionflusses verwendet.
- VT1/2/3/4OPEN liefert den Status der jeweiligen Vakuumventile an den 4 Enden der Magnetröhren. 0 bedeutet geschlossenes Ventil, 1 bedeutet geöffnetes Ventil.
- QUENCH ist der Indikator für einen Quench (siehe Kapitel 2.2). Daten, die während eines Quenches genommen werden, werden verworfen, da Druck und Temperatur nicht stabil sind.
- TIME dient der Bestimmung des zeitlichen Auftreffens eines Ereignisses.
- TRACK zeigt an, ob die Steuerungssoftware, die den Magneten bewegt, im 'Tracking' Modus ist, d.h. der Magnet wird der Sonne nachgeführt: 0 bedeutet AUS, 1 bedeutet AN. Die Information des Parameters 'TRACK' gibt zusammen mit den Werten von HMOTV, HPRECIS und VPRECIS an, ob eine solare Beobachtung stattfindet oder nicht.
- HMOTV liefert die Spannung (in Volt), die an dem Motor anliegt, der für die horizontale Bewegung zuständig ist.
- HPRECIS und VPRECIS geben an, mit welcher Genauigkeit der Magnet der Sonne tatsächlich nachgeführt wird.

Die Selektionskriterien dieser Parameter, die für die verschiedenen Datensätze herangezogen wurden, sind in Tabelle B.1 zusammengefasst.

Die Zeitintervalle, in denen die Selektionskriterien erfüllt sind, werden als 'Good Time Interval' (GTI) bezeichnet. In Abb. B.1 ist ein Beispiel der GTI's für Hintergrunddaten sowie für Daten solarer Beobachtungen des Zeitraumes vom 15.-21. Juli 2006 gezeigt. Außerdem werden Datensätze von Ereignissen innerhalb und außerhalb der Axionsignalfäche (siehe Kapitel 4), sowie von Ereignissen auf dem gesamten CCD Chip, erstellt. Zur Bestimmung des Flusses muss die geometrische Fläche des CCD Chips definiert werden (siehe nächstes Kapitel 5.1.2).

5.1.2 Anzahl der verwendeten Pixel für die Analyse

Nicht alle der $200 \times 64 = 12800$ Pixel können für die Analyse verwendet werden: die geometrische Fläche des CCD Chips, die für die Analyse verwendet wird, ergibt sich zu $A_{\text{Chip}} = (12800 - 400 - 124 - 4) \text{ Pixel} \times (150 \times 150) \mu\text{m}^2 = 12272 \text{ Pixel} \times (150 \times 150) \mu\text{m}^2$ und somit folgt $A_{\text{Chip}} = 2.7612 \text{ cm}^2$. Die äußeren Zeilen ($i = 0, i = 199$) und Spalten ($j = 0, j = 63$) werden nicht für die Analyse verwendet, da hier nicht alle möglichen Geometriemuster auftreten können. Des Weiteren werden vier rauschende Pixel vernachlässigt. Die Koordinaten der rauschenden Pixel sind in Tab. B.2 zusammengefasst. In Abb. B.2 sind die Zählraten und Spektren der beiden am stärksten rauschenden Pixel dargestellt. Die Pixel mit den Koordinaten ($j = 30, i = 83$) und ($j = 44, i = 156$) rauschen im für die Analyse wichtigen Energiebereich von 1-14 keV. Die Axionsignalfäche ist definiert als eine Kreisfläche mit Radius $r = 11.5 \text{ Pixel}$ und Mittelpunkt bei $i = 108$ und $j = 40 \text{ Pixel}$ (siehe Kapitel 4.4). Die Größe der Signalfäche ist $A_{\text{Signal}} = \pi(11.5 \text{ Pixel} \cdot 150 \mu\text{m})^2 = 9.348 \text{ mm}^2$. In dieser Fläche gibt es keine rauschenden Pixel.

5.1.3 Effektive Fläche des Röntgenteleskops

Aus der Multiplikation der effektiven Sammelfläche der Spiegeloptik mit der Quanteneffizienz des pn-CCD Detektors ergibt sich die effektive Fläche des Röntgenteleskops (siehe Abb. 5.1). Die effektive Fläche des Teleskops für Phase II wird außerdem um die im Folgenden beschriebenen Faktoren korrigiert:

1. Transmissionsverlust aufgrund des aus C_3H_6 Folie gefertigten Fensters, das am Ende der Magnetröhre auf der Teleskopseite installiert wurde (siehe Kapitel 2.5). Es können die Daten der Messung am PANTER verwendet werden (siehe Kapitel 2) oder es können Daten für den linearen Dämpfungskoeffizienten von der NIST Datenbank übernommen werden: μ in $[\text{cm}^{-1}]$ für C_3H_6 mit einer Dichte von $\rho_{\text{C}_3\text{H}_6} = 0.85 \text{ g/cm}^3$. Die Transmission wird mit: $I/I_0 = e^{-\mu dx}$, mit einer Schichtdicke $dx = 15 \mu\text{m}$ berechnet. Der (geometrische) Transmissionsverlust

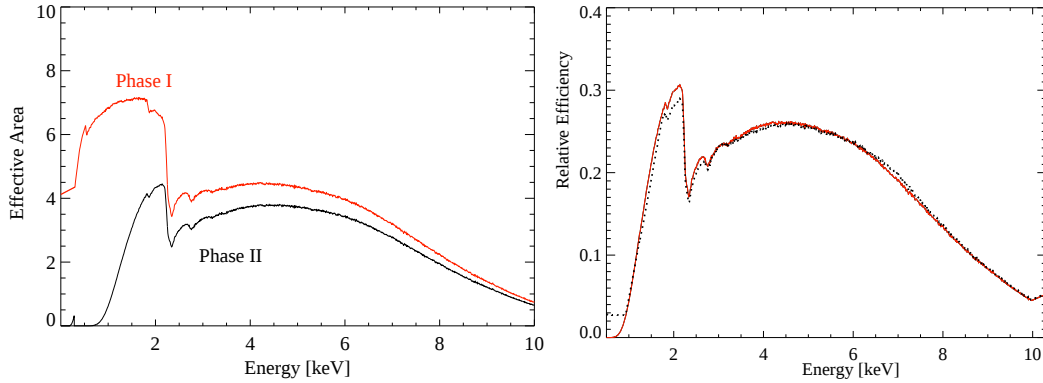


Abbildung 5.1: Links ist der Unterschied der effektiven Fläche in $[\text{cm}^2]$ des Röntgenteleskops zwischen Phase I und Phase II des CAST Experiments dargestellt (Verlustfaktoren siehe Text). Rechts ist die energieabhängige relative Effizienz des Röntgenteleskops in Phase II gezeigt. Der Unterschied beider Kurven liegt in den für die Berechnung der Transmission der $15 \mu\text{m}$ dicken PP Folie (Fenster) zu Grunde gelegten Daten. Rot: Daten der NIST³ Datenbank und schwarz: die am PANTER⁴ gemessene Transmission des Fensters [130].

durch das zugehörige Strongback des Fensters ist 12.6%. Der Unterschied in der effektiven Fläche unter Verwendung der beiden Datensätze ist in Abb. 5.1, rechts gezeigt und liegt bei $\approx 1.6\%$.

2. Das Kippen der optischen Achse des Teleskops um $2'$ relativ zur Achse der Magnettröhre (siehe Kapitel 3.1) führt zu einem Verlust an Effizienz von 10.72%.
3. Der vertikale Offset der Genauigkeit der Ausrichtung des Magnetsystems auf die Sonne, wie er durch die GRID Messungen bestimmt wurde, liegt bei $0.486'$. Das heisst, dass der Magnet der Sonne nicht exakt, sondern unterhalb des Zentrums der Sonne, nachgeführt wird. Dies kompensiert den Effekt des Kippens der optischen Achse des Teleskops teilweise (siehe Abb. A.2). Es ergibt sich ein Verlustfaktor von insgesamt 9.14% (Kippen und GRID Offset).

5.1.4 Überblick

Mit dem Röntgenteleskop wurden in Phase II 187 solare Beobachtungen mit einer durchschnittlichen Messzeit von je 5675.31 s, sowie 149 verschiedene ^4He Druckschritte im Bereich 0.08-13.42 mbar vervollständigt. Der beschriebene ^4He -Druckbereich entspricht einem untersuchten Axionmassenbereich von $0.02 \text{ eV} < m_{\text{axion}} < 0.39 \text{ eV}$. Die Schrittweite der einzelnen Druckintervalle ist $\approx 0.08 \text{ mbar}$. Die Schrittweite bei zwei der 149 Druckschritte beträgt $\approx 0.04 \text{ mbar}$. Es wurden insgesamt $\approx$

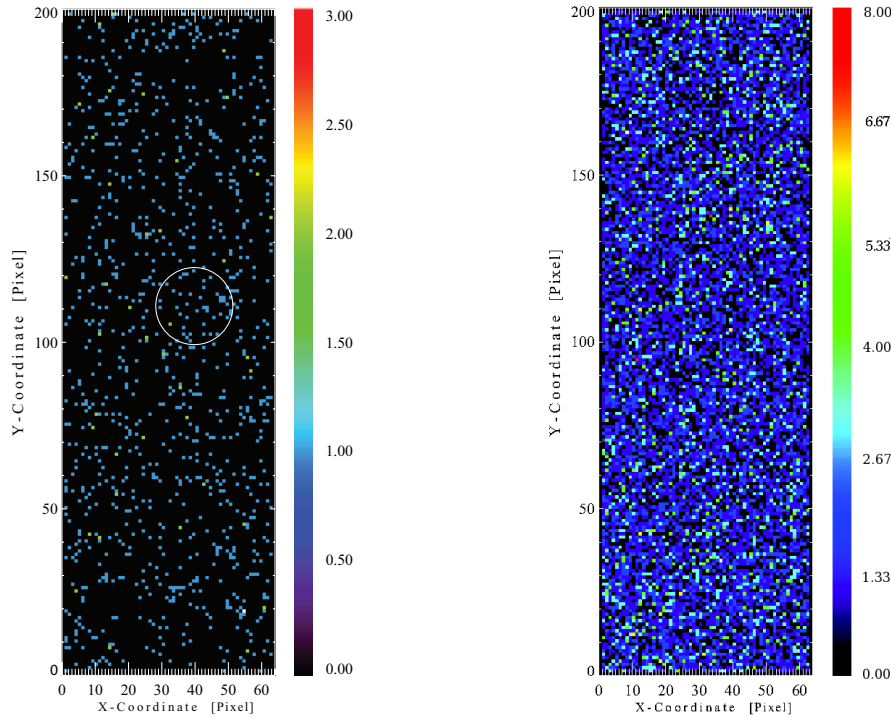


Abbildung 5.2: Intensitätsbilder für die Daten solarer Beobachtungen und Hintergrunddaten im Energiebereich 1-7 keV. Links: Räumliche Verteilung der Ereignisse, die unter axionsensitiven Bedingungen (Magnet ist auf die Sonne ausgerichtet) mit dem Röntgenteleskop in Phase II detektiert wurden. Die Intensität ist in Ereignissen pro Pixel angegeben, wobei über die gesamte Messzeit von ≈ 295 Stunden integriert wurde. Rechts: Räumliche Verteilung der Ereignisse, die während Hintergrundmessungen (Magnet ist nicht auf die Sonne ausgerichtet) mit dem Röntgenteleskop detektiert wurden. Die Intensität ist in Ereignissen pro Pixel angegeben, wobei über die gesamte Messzeit von ≈ 2758 Stunden integriert wurde.

295 Stunden an Daten unter axionsensitiven Konditionen und ≈ 2758 Stunden an Hintergrunddaten genommen. Die Hintergrunddaten wurden unter identischen Bedingungen genommen, wie die Daten der solaren Beobachtungen, d.h. die Bedingungen 'VT-4OPEN' und 'MAGB' > 8.9 T waren erfüllt. Während der Datennahme in Phase II wurden 45 Ereignisse unter axionsensitiven Konditionen und 430 Ereignisse während Hintergrundmessungen in der Signalfäche im Energiebereich 1-7 keV detektiert (siehe Tab. B.3). Die Intensitätsbilder der Daten solarer Beobachtungen und der Hintergrunddaten im Energiebereich 1-7 keV sind in Abb 5.2 dargestellt. Zugehörige Spektren der Hintergrunddaten als auch der Daten solarer Beobachtungen sind in Abb. B.4 gezeigt (Energiebereich 1-14 keV). Es kann keine signifikante Differenz zwischen den beiden Datensätzen festgestellt werden (d.h. es wurde kein Signal detektiert). Der mittlere Wert der Differenz liegt bei $\approx 10^{-4}$. Das Langzeitverhalten verschiedener Parameter wie z.B. die Ladungstransfer-Ineffizienz (CTI) oder der durchschnittliche Wert des

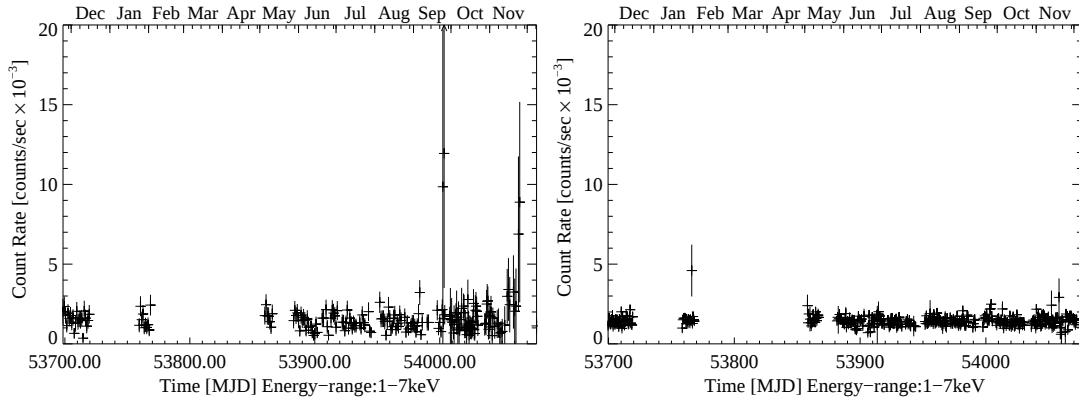


Abbildung 5.3: Dargestellt sind die Zählraten für Daten solarer Beobachtungen (links), sowie für Hintergrunddaten (rechts) im Energiebereich 1-7 keV. Beide Datensätze zeigen eine konstante Zählrate über den gesamten Zeitraum der Phase II.

Offsets und des Rauschens sind in Abb. B.3 zusammengefasst. Die durchschnittlichen Werte der einzelnen Parameter sind in Tab. B.4 aufgelistet.

5.2 Hintergrundstudien

Um eine obere Schranke für die Kopplungskonstante angeben zu können, müssen das Hintergrundspektrum, sowie zugehörige systematische und statistische Fehler bestimmt werden. Zur Bestimmung des Hintergrundspektrums werden identische Bedingungen herangezogen, wie für die solaren Beobachtungen (siehe Tab. B.1). Die systematischen und statistischen Abweichungen werden in den folgenden Abschnitten untersucht.

5.2.1 Abhängigkeit von Operationsbedingungen

Eine solare Beobachtung wird von Hintergrunddaten hauptsächlich dadurch unterschieden, dass die Bedingung TRACK=1 erfüllt ist (siehe Kapitel 5.1.1). Doch wurden auch Hintergrunddaten unter Bedingungen genommen, die von den Operationsbedingungen während einer solaren Beobachtung abweichen. Zum Beispiel wurden Daten genommen zu Zeiten, als das Magnetfeld ausgeschaltet war ($B = 0$ T). Daten, die unter folgenden Bedingungen genommen wurden, wurden bezüglich ihrer Unterschiede in der Zählrate untersucht: 1) $B > 8.9$ T und VT4 offen, 2) $B > 8.9$ T und VT4 zu, 3) $B = 0$ T und VT4 offen und 4) $B = 0$ T und VT4 zu. Eine Untersuchung dieser Daten ergibt eine Abschätzung des systematischen Fehlers im Hintergrundspektrum. Die zugehörigen Spektren sind in Abb. B.6 und B.7 gezeigt und Beispiele der Differenzspektren sind in Abb. B.5 abgebildet. Die Differenz zwischen

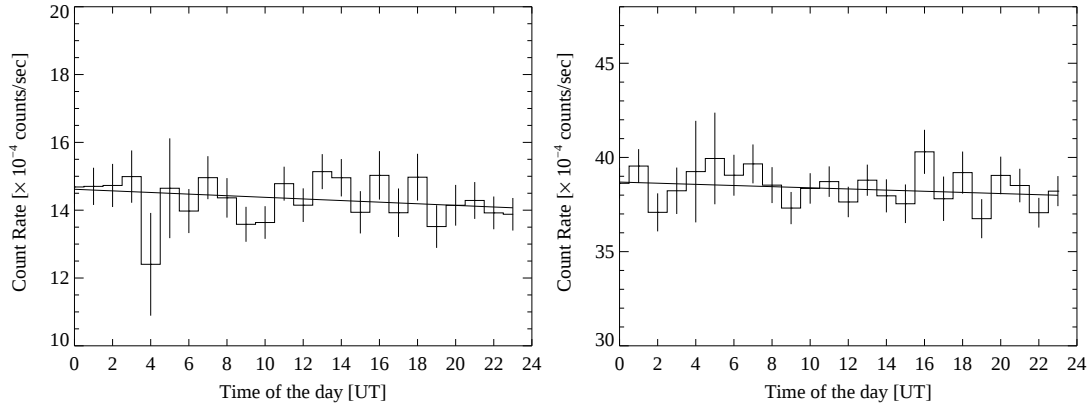


Abbildung 5.4: Mittlere tägliche Zählrate der Hintergrunddaten im Energiebereich 1-7 keV (links) und 1-14 keV (rechts). Die gemessene Zählrate, sowie die zugehörige Näherungsgerade ist jeweils für den Zeitraum von 24 Stunden gezeigt. Die im Vergleich größeren Schwankungen zwischen 4-7 Uhr treten auf, da zu dieser Zeit eine solare Beobachtung stattfindet und somit weniger Messungen zu dieser Tageszeit vorliegen. Nur in Zeiten, in denen keine regulären Daten genommen werden, können Hintergrunddaten zwischen 4-7 Uhr morgens gemessen werden.

$B = 0$ T und $B > 8.9$ T liegt bei 10^{-2} . Hintergrunddaten, die unter den Bedingungen 'VT4OPEN' und 'VT4CLOSE' genommen wurden, zeigen einen Unterschied von 10^{-2} . Zusammenfassend kann eine Korrelation der Hintergrunddaten bezüglich verschiedener Bedingungen, unter denen die Daten genommen wurden, ausgeschlossen werden. In den folgenden Abschnitten werden nur noch Hintergrunddaten, die unter den Bedingungen 'VT4OPEN' und 'MAGB' > 8.9 T genommen wurden, betrachtet.

5.2.2 Variation mit der Zeit

In Abb. 5.3 sind die Zählraten für Daten solarer Beobachtungen, sowie für Hintergrunddaten im Energiebereich 1-7 keV dargestellt. Beide Datensätze zeigen eine konstante Zählrate über den gesamten Zeitraum der Phase II von $14.21 \pm 0.37 \times 10^{-4}$ Ereignisse/s (solare Beobachtungen) und $14.35 \pm 0.12 \times 10^{-4}$ Ereignisse/s (Hintergrunddaten). Die Parameter einer linearen Näherung der Daten solarer Beobachtungen und der Hintergrunddaten in den Energiebereichen 1-7 keV und 1-14 keV sind in Tab. B.5 zusammengefasst. In den Monaten von Februar 2006 bis April 2006 wurden keine Daten genommen. Desweiteren wurde das tägliche Verhalten untersucht. Da aber täglich nur 1.5 Stunden solarer Beobachtungsdaten zur Verfügung stehen, werden nur die Hintergrunddaten betrachtet. Die mittlere Zählrate während 24 Stunden ist konstant mit $(14.305 \pm 0.652) \times 10^{-4}$ Ereignisse/s (1-7 keV) und mit $(38.463 \pm 0.948) \times 10^{-4}$ Ereignisse/s (1-14 keV). Diese Verteilungen sind in Abb. 5.4 dargestellt. Die Werte einer linearen Näherung sind in Tab. B.5 angegeben.

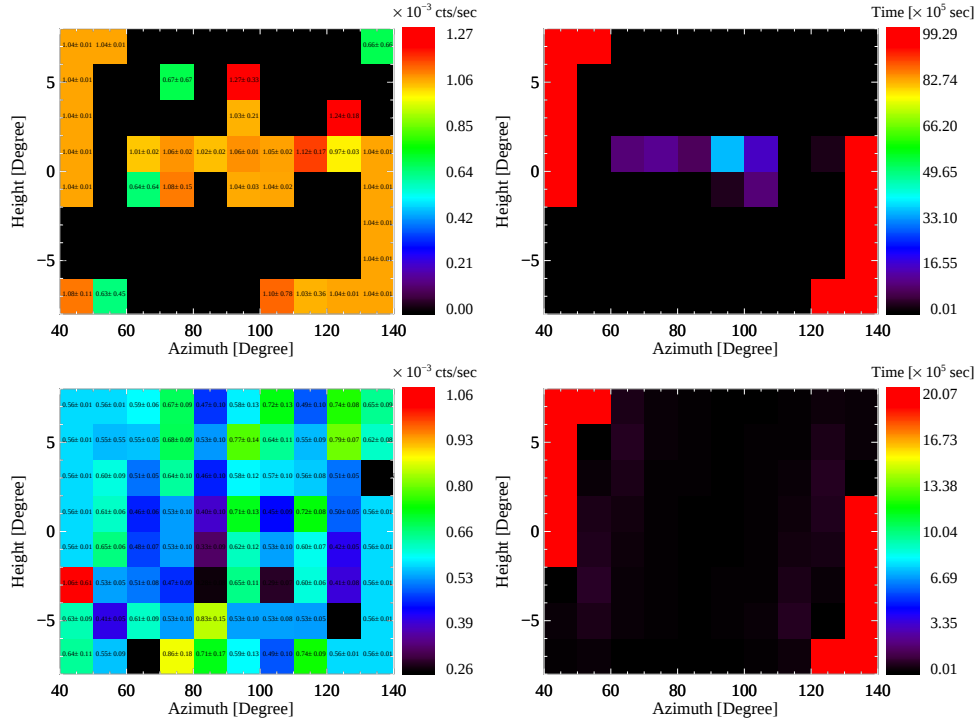


Abbildung 5.5: Links: Zählraten während Hintergrundmessungen in Phase II (oben) und während solarer Beobachtungen (unten) in Abhängigkeit von der Magnetposition (1-7 keV). Es sind 80 Positionen dargestellt (je 10° in Azimut und 1° in Höhe des Magneten). Rechts: Beobachtungsdauer der jeweiligen Magnetposition für Hintergrunddaten (oben) und Daten solarer Beobachtungen (unten).

5.2.3 Korrelation zwischen Zählrate und Magnetposition

In vorangegangenen Abschnitten konnte gezeigt werden, dass die Zählrate unabhängig von verschiedenen Operationsbedingungen wie z.B: dem Magnetfeld, ist. In diesem Abschnitt wird die Korrelation zwischen der Zählrate und dem Azimutwinkel, sowie der Höhe des Magneten, untersucht. Eine solche Untersuchung soll zeigen, dass die Bewegung des Magneten keinen signifikanten Einfluss auf die Zählrate hat. Mögliche Fluktuationen in der Ereignishäufigkeit während der Magnetbewegung würden unter anderem das Signal zu Rausch Verhältnis beeinflussen, da der systematische Fehler der erwarteten Hintergrundereignisse größer werden würde. Insgesamt wurden die Daten entsprechend 80 verschiedener Positionen des Magneten unterteilt. 1 Position entspricht hier 10° in Azimut und 1° in Höhe des Magneten. Die Bedingungen 'VT4OPEN' und 'MAGB' > 8.9 T waren jeweils erfüllt. Die Hintergrundmessungen wurden während des Großteils der Messzeit in einer bestimmten Magnetposition genommen. Das liegt daran, dass die Hintergrundmessungen meistens zu Zeiten, in denen Magnet nicht bewegt wird, genommen wurden. Somit wurden insgesamt nur in 31 der 80 möglichen Positionen Daten genommen. Daten während solarer Beobachtungen konnten in fast allen Positionen genommen werden (77 Positionen der 80 möglichen).

Da täglich maximal 1.5 Stunden lang die Sonne beobachtet werden kann, ist die Messzeit für solare Beobachtungen ≈ 10 Mal geringer als die der Hintergrunddaten. In Abb. 5.5 sind die Zählraten in Abhängigkeit von der Magnetposition, sowie die jeweilige Messzeit, gezeigt (1-7 keV). Die Zählraten der einzelnen Positionen sind in Form eines Histogramms in Abb. B.8 gezeigt (1-7 keV und 1-14 keV). Die Parameter einer linearen Näherung zur Anpassung an die Daten sind in Tab. 5.1 zusammengefasst. Insgesamt zeigen die Zählraten solarer Beobachtungen und der Hintergrunddaten keine signifikante Korrelation zur jeweiligen Magnetposition. Eine Berechnung der mittleren Zählrate in Abhängigkeit von der Magnetposition ergibt für die Daten solarer Beobachtungen $(5.646 \pm 4.364) \times 10^{-5}$ Ereignisse/s für 1-7 keV und $(1.055 \pm 1.069) \times 10^{-4}$ Ereignisse/s für 1-14 keV. Für die Hintergrunddaten folgt $(1.144 \pm 2.086) \times 10^{-4}$ Ereignisse/s für 1-7 keV und $(1.738 \pm 2.642) \times 10^{-4}$ Ereignisse/s für 1-14 keV.

Tabelle 5.1: Parameter für eine lineare Näherung an die Daten solarer Beobachtungen und an die Hintergrunddaten in Abhängigkeit von der Magnetposition ($y = a + bx$).

Datensatz	Parameter a	Parameter b	χ^2/DOF
Solar (1-7 keV)	$(2.57 \pm 0.04) \times 10^{-4}$	$(1.30 \pm 0.96) \times 10^{-7}$	132.91/77
Solar (1-14 keV)	$(7.40 \pm 0.07) \times 10^{-4}$	$(1.19 \pm 1.60) \times 10^{-7}$	146.42/78
Hintergrund (1-7 keV)	$(4.97 \pm 0.02) \times 10^{-4}$	$(-0.04 \pm 1.33) \times 10^{-7}$	11.59/31
Hintergrund (1-14 keV)	$(13.80 \pm 0.04) \times 10^{-4}$	$(0.15 \pm 2.16) \times 10^{-7}$	23.82/32

5.2.4 Einflüsse der Gasdichte

Da die Magnetröhren in Phase II mit ^4He gefüllt waren, werden die Hintergrunddaten und Daten solarer Beobachtungen auf Abhängigkeit der Zählrate von der Gasdichte untersucht. Das Verhalten der Ereignishäufigkeit bezüglich unterschiedlicher Gasdichten wurde getestet. Dazu wurden die Differenzspektren und Residuen einzelner Dichte-Intervalle im Energiebereich von 1-14 keV untersucht (siehe Abb. B.9). Der Datensatz der gesamten Phase II wurde in einzelne Intervalle, entsprechend verschiedener Gasdichten, geteilt. Um ausreichend Ereignisse innerhalb jedes Intervalls zu erhalten, wurden Daten aus 4 Druckbereichen betrachtet: 0.08-3.50 mbar, 3.50-6.66 mbar, 6.66-10.34 mbar und 10.34-13.42 mbar. Die normierten Differenzspektren in [Ereignisse/s/keV] der jeweiligen Intervalle zeigen einen Unterschied von $\pm 10^{-5}$. Das Verhältnis der Spektren liegt im Bereich von ± 1.0 (siehe Abb. B.10). Außerdem wurden andere Intervalle der Gasdichten untersucht. Es konnte insgesamt keine Abhängigkeit der Zählrate von der jeweiligen Gasdichte festgestellt werden. Mögliche Einflüsse des Heliums auf die Zählrate können für die Daten der solaren Beobachtungen als auch für die Hintergrunddaten ausgeschlossen werden.

5.3 Untersuchung der Ereignisverteilungen

Die Art der Ereignisverteilung auf dem gesamten CCD Chip, als auch innerhalb kleiner Bereiche, wie z.B. der Axionsignalfäche, ist ein wichtiger Indikator der Performance des pn-CCD Detektors. In diesem Abschnitt werden die zeitliche und räumliche Verteilung der Ereignisse untersucht und mit den theoretisch erwarteten Werten verglichen.

5.3.1 Zeitliche Abstände zwischen den Ereignissen

Es soll gezeigt werden, dass das zeitliche Auftreffverhalten der detektierten Photonen einem Poissonprozess mit dem theoretisch erwarteten Mittelwert entspricht. Dazu werden zwei Zeitintervalle betrachtet: Die Zeit T zwischen einem beliebigen Startwert und der ersten Detektion eines Photons und das Intervall τ der nachfolgend registrierten Photonen. Entspricht die zeitliche Photonen-Verteilung einer Poissonverteilung, so unterscheiden sich die Wahrscheinlichkeitsfunktionen von T und τ nicht. Die Wahrscheinlichkeitsfunktion zeigt in diesem Fall einen exponentiellen Verlauf (Cox und Lewis 1968 [131]). Die Wahrscheinlichkeitsfunktionen können über die momenterzeugende Funktion⁵ bestimmt werden [132]. $I(\vec{r}, t)$ sei die Lichtintensität in Photonen pro Sekunde bei einer Position $\vec{r}$ und zu einer Zeit t . Dann beschreibt $U(t) = \int_A I(\vec{r}, t) d^2\vec{r}$ die Integration über die Detektorfläche A . Im Falle stationären Lichtes ist der Erwartungswert von $U(t)$ von der Zeit t unabhängig und entspricht gerade der erwarteten Anzahl an Photonen pro Sekunde $\langle U(t) \rangle = \bar{n}$. Die momenterzeugende Funktion von $U(t)$ wird definiert als:

$$Q(s, T) = \left\langle \exp \left(s \int_0^T U(t) dt \right) \right\rangle. \quad (5.1)$$

Die Wahrscheinlichkeitsfunktionen $f_1(T)$ und $f_2(\tau)$ können über die MGF bestimmt werden [132]:

$$f_1(T) = -\frac{\partial}{\partial T} Q(1, T) \quad , \quad f_2(\tau) = \frac{1}{\bar{n}} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} Q(1, \tau) = -\frac{1}{\bar{n}} \frac{\partial}{\partial \tau} f_1(\tau). \quad (5.2)$$

Die Hintergrunddaten und Daten solarer Beobachtungen wurden bezüglich der zeitlichen Verteilungsfunktionen der Ereignisse untersucht. Die Parameterwerte für die Funktionen f_1 und f_2 ($f_1(T) = f_2(\tau) = e^{(-\bar{n}T)}$) sind für die Hintergrunddaten und für die Daten solarer Beobachtungen in Tab. 5.2 zusammengefasst. In Abb. 5.6 sind die Daten im Energiebereich 1-7 keV zusammen mit der Näherungsfunktion gezeigt. Des Weiteren ist jeweils der Verlauf, der theoretisch aus dem berechneten Photonenfluss erwartet wird, dargestellt. Die Hintergrunddaten wurden in zeitliche Intervalle unterteilt, die der Größe bzw. Länge der Messzeiten der solaren Beobachtungen entsprechen.

⁵MGF: moment generating function

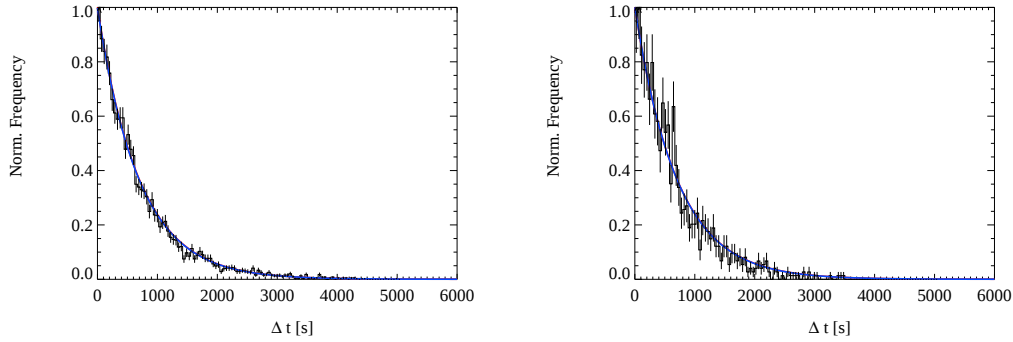


Abbildung 5.6: Links: Zeitliches Auftreffen der Ereignisse der Hintergrunddaten. Die zeitliche Verteilung der Ereignisse ist für einen Zeitraum von ≈ 6000 s, entsprechend der Dauer einer solaren Beobachtung, gezeigt (1-7 keV). In blau ist der exponentielle Verlauf gezeigt, der aufgrund des gemessenen mittleren differentiellen Flusses erwartet wird. In rot ist eine exponentielle Näherungskurve dargestellt. Rechts sind die Ergebnisse der zeitlichen Verteilung der Ereignisse während solarer Beobachtungen abgebildet.

Der Unterschied zwischen der genäherten Funktion $f_1(T)$ und dem gemessenen Photonenfluss liegt bei 10^{-6} (vergleiche mit Tab. B.3), d.h. das zeitliche Auftreffverhalten der detektierten Photonen verhält sich erwartungsgemäß wie ein Poisson-Prozess mit den in Tab. 5.2 gezeigten Werten.

Tabelle 5.2: Exponentielle Näherung der zeitlichen Verteilung der Ereignisse während solarer Beobachtungen und während entsprechender Zeitintervalle der Hintergrundmessungen ($\Delta t = 6000$ s). Die exponentielle Funktion wird mit $y = s \cdot e^{-\bar{n}\Delta t}$ beschrieben.

Datensatz	Konstante s	Steigung $\bar{n}$	χ^2/DOF
Hintergrunddaten	(0.997 ± 0.077)	$(14.39 \pm 0.144) \times 10^{-4}$	0.414/1.0
Solare Beobachtungen	(1.002 ± 0.071)	$(14.29 \pm 0.173) \times 10^{-4}$	0.407/1.0

5.3.2 Ereignisverteilung in Abhängigkeit der Zeilen und Spalten

In diesem Abschnitt wird die räumliche Ereignisverteilung auf dem gesamten CCD Chip bezüglich der Spalten und Zeilen untersucht. Das Auftreten der Ereignisse in Abhängigkeit der Zeilen- und Spaltenposition ist in Abb. 5.7 dargestellt (1-7 keV). Die Hintergrunddaten zeigen einen Abfall der Ereignisintensität zu höheren Zeilen hin ($i \geq 150$). Dieses Verhalten ist in den Daten solarer Beobachtung wegen der deutlich verringerten Statistik nicht zu erkennen. Die Ereignisse der Hintergrunddaten, sowie der Daten solarer Beobachtungen sind gleichmäßig über die Zeilen verteilt. In Tab. B.6

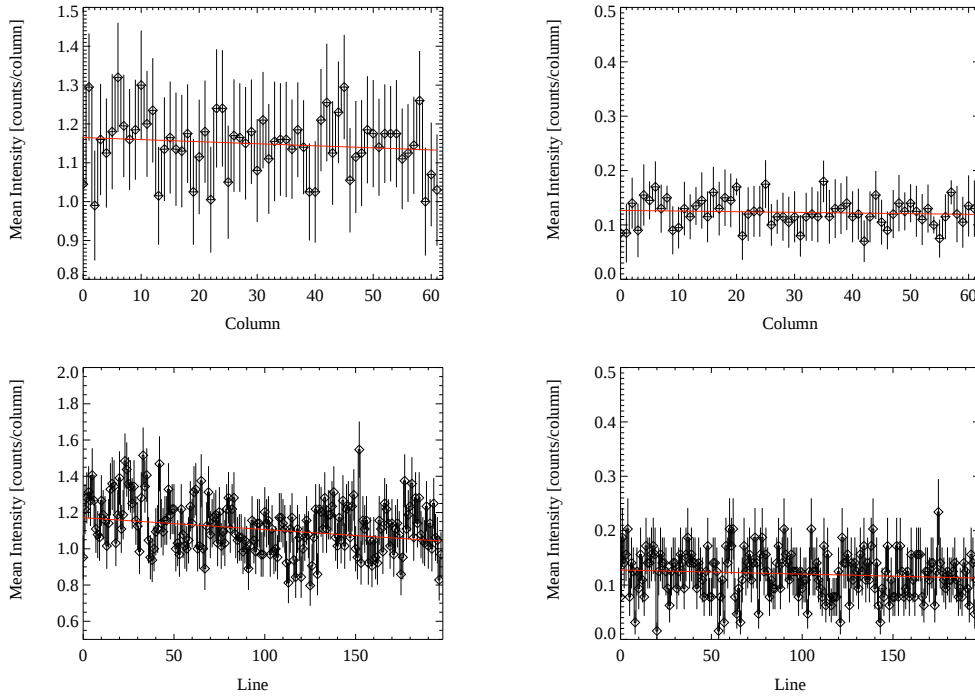


Abbildung 5.7: Ereignisverteilungen in Abhängigkeit der Spalten und Zeilenposition (1-7 keV). Oben: Spaltenverteilung der Ereignisse (links Hintergrund, rechts solare Beobachtung). Unten: Verteilung der Ereignisse in den Zeilen (links Hintergrund, rechts solare Beobachtung).

sind die Parameter einer linearen Näherung an die Daten angegeben. Die Steigung der jeweiligen Geraden ist konsistent mit Null, d.h. die Verteilungen sind unabhängig von der Zeilen- und Spaltennummer.

5.3.3 Räumliche Ereignisverteilung auf dem CCD Chip

Aus dem mittleren differentiellen Photonenfluss der solaren Beobachtungen im Energiebereich 1-7 keV von $8.58 \pm 0.17 \times 10^{-5}$ Ereignisse/cm²/s/keV ergibt sich die durchschnittliche Anzahl von 8.07 ± 0.21 Ereignissen pro solarer Beobachtung auf dem gesamten CCD Chip (bei einer durchschnittlichen Zeit von 5675.31 s pro solarer Beobachtung). Es resultiert ein Erwartungswert von 0.27 ± 0.01 Ereignissen pro solarer Beobachtung in der Axionsignalfäche. Die Ereignisverteilung innerhalb der Axionsignalfäche sollte einer Poissonverteilung:

$$P_{\mu}(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (5.3)$$

mit dem Erwartungswert $\mu = 0.27 \pm 0.01$ und n den gemessenen Ereignissen entsprechen. Aus dem mittleren differentiellen Photonenfluss der Hintergrunddaten im

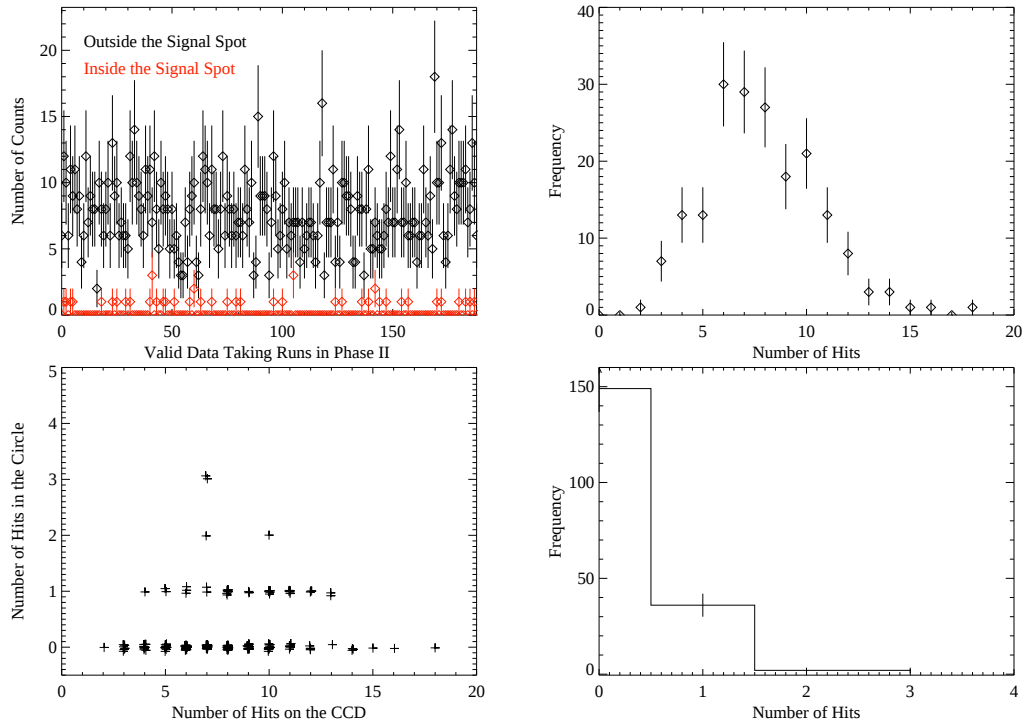


Abbildung 5.8: Korrelationen der Ereignisverteilungen innerhalb und außerhalb der Axionsignalfäche während axion-sensitiver Bedingungen (Magnet wird der Sonne nachgeführt). Details siehe Text.

Energiebereich 1-7 keV von $8.66 \pm 0.06 \times 10^{-5}$ Ereignisse/cm²/s/keV ergibt sich die durchschnittliche Anzahl von 8.14 ± 0.07 Ereignissen pro solarer Beobachtung auf dem gesamten CCD Chip. Aus den Hintergrunddaten resultiert ein Erwartungswert von 0.28 ± 0.00 Ereignissen pro solarer Beobachtung in der Axionsignalfäche. Die Verteilungen auf dem gesamten Chip und innerhalb der Signalfäche entsprechen einer Poissonverteilung mit den genannten Mittelwerten. In Abb. 5.8 (links oben) ist die Anzahl der Ereignisse, die unter axionsensitiven Bedingungen innerhalb (rot) und außerhalb der Signalfäche (schwarz) im Energiebereich 1-7 keV detektiert wurden, dargestellt. Insgesamt wurden 45 Ereignisse in der Signalfäche und 1508 Ereignisse auf dem gesamten CCD Chip detektiert. Rechts oben in Abb. 5.8 ist die Häufigkeit der Ereignisse außerhalb der Signalfäche, die während der solaren Beobachtungen registriert wurden, als Histogramm dargestellt. Das Maximum dieser Verteilung liegt bei 6 Ereignissen. Links unten in Abb. 5.8 ist die Korrelation zwischen Ereignissen innerhalb und außerhalb der Signalfäche gezeigt. Es kam zweimal vor, dass 3 Ereignisse innerhalb der Signalfäche während einer solaren Beobachtung detektiert wurden. In beiden Fällen wurden 7 Ereignisse außerhalb der Signalfäche gemessen. Rechts unten in Abb. 5.8 ist die Häufigkeit der Ereignisse innerhalb der Signalfäche dargestellt. Im nächsten Abschnitt wird die Simulation der Anzahl der Ereignisse in der Axionsignalfäche beschrieben.

5.4 Untersuchung der räumlichen und spektralen Ereignisverteilung

Von grundlegender Bedeutung ist, wie erwähnt, die Kenntnis der räumlichen, sowie spektralen Verteilung der Ereignisse auf der gesamten Chipfläche, als auch innerhalb eines Kreises mit Radius $r = 11.5$ Pixel.

5.4.1 Simulation

Die räumliche Verteilung innerhalb eines Kreises kann getestet werden, indem die simulierte Ereignishäufigkeitsverteilung innerhalb eines Kreises mit Radius $r = 11.5$ Pixel mit der gemessenen Verteilung verglichen wird. Dies wird im Folgenden ausführlicher beschrieben.

Mit Hilfe von Monte Carlo Methoden kann die räumliche sowie die spektrale Verteilung der Ereignisse auf dem CCD Chip simuliert werden. Monte Carlo Methoden basieren auf numerisch generierten Pseudozufallszahlen. Gleichverteilte Zufallszahlen u_j im Intervall $[0,1]$ können mit einem linear kongruenten Generator erzeugt werden. Für einen linear kongruenten Generator mit: $n_{j+1} = (an_j + c) \bmod(m)$ und $u_j = n_j/m$ werden 3 ganzzahlige Konstanten benötigt (Multiplikator a , Summand c , Modul m). Ist $c = 0$, so handelt es sich um einen multiplikativ linear kongruenten Generator. Die Folge wiederholt sich nach maximal m Zahlen und ein Maximum der Periode kann durch die richtige Wahl der 3 Konstanten erreicht werden. Pseudozufallszahlen sollten idealerweise eine große Periode haben, gleichförmig verteilt sein und keine Korrelationen untereinander aufzeigen. Wichtig bei der Erzeugung von Pseudozufallszahlen ist außerdem der Startwert oder die Saat⁶ n_1 , der garantiert, dass entweder die gleichen oder gesicherte verschiedene Ausgangsbedingungen einer Simulation gegeben sind. In dieser Arbeit wurde der Startwert bei jeder Wiederholung geändert.

Für die Simulation der spektralen Verteilung der Ereignisse wurde als Ausgangsspektrum das Hintergrundspektrum (gesamter CCD Chip) im Energiebereich 1-7 keV verwendet. Es müssen Zufallszahlen für eine bestimmte Wahrscheinlichkeitsdichte (probability density function PDF) $f(x)$ erzeugt werden. Eine Möglichkeit ist es, im Intervall $[0,1]$ gleichverteilte Zufallszahlen entsprechend der PDF zu transformieren. Aus der Wahrscheinlichkeit $g(u)du = f(x)dx$ folgt für die integrierte Wahrscheinlichkeitsdichte:

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(t)dt = \int_{-\infty}^u g(v)dv = \int_0^u 1dv = u. \quad (5.4)$$

Dann kann die Gleichung $F(x) = u$ über die Umkehrfunktion $x = F^{(-1)}(u)$ gelöst werden. Sind die Zufallszahlen u_j im Intervall $[0,1]$ gleichverteilt, folgen diese der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f(x)$:

$$x_j = F^{(-1)}(u_j). \quad (5.5)$$

⁶engl.:seed

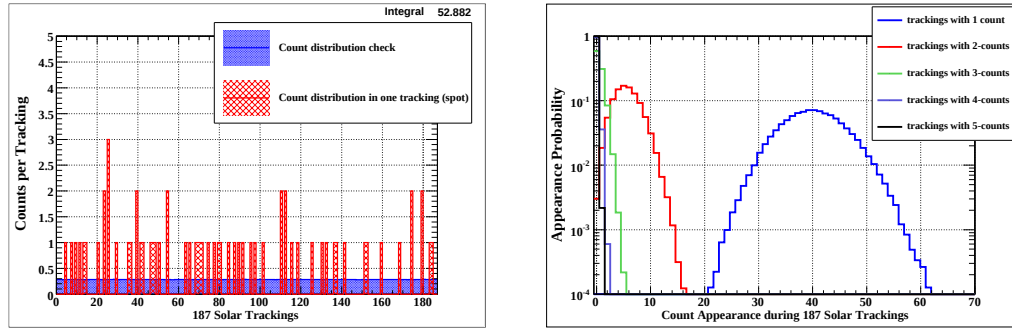


Abbildung 5.9: Links: Ergebnis für 1 simuliertes Experiment: Ereignisverteilung nach 187 solaren Beobachtungen. Rechts: Simulierte Ereignisverteilung für das Auftreten von 1,2,3,4,5 oder 6 Ereignissen während 187 solarer Beobachtungen. Die Monte Carlo Simulation wurde für 10^6 Experimente durchgeführt.

Die spektrale Verteilung der Hintergrundereignisse folgt keiner eindeutig bestimm-
baren Funktion. Die Umkehrfunktion $F^{(-1)}$ kann nicht explizit berechnet werden. In
diesem Falle ist es möglich, das 'Hit and Miss' Verfahren anzuwenden:

- $f(x)$ sei eine im Intervall $[a,b]$ definierte PDF mit einem Maximum bei f_m .
- Erzeuge eine im Intervall $[a,b]$ gleichverteilte Zufallszahl x_j .
- Diese wird akzeptiert, falls eine zweite im Intervall $[0, f_m]$ gleichverteilte Zufallszahl y_j kleiner als $f(x_j)$ ist.
- Ansonsten wird x_j verworfen.

Dieser Algorithmus kann optimiert werden, indem eine Funktion $f'(x) \geq f(x)$ gesucht wird, zu der die umgekehrte integrierte Funktion gebildet wird $F'(u)$. Dann wird die Zufallszahl x_j nach $f'(x)$ erzeugt und akzeptiert, falls die zweite Zufallszahl y_j die Bedingung $y_j \leq f(x_j)/f'(x_j)$ erfüllt. Der Fehler der Näherung hängt von der Varianz der Verteilung der $g(x_i)$ ab und die Varianz der Näherung nimmt mit $1/n$ bei n Wiederholungen ab, bzw. der Fehler nimmt mit $1/\sqrt{n}$ ab. Die Studien der Hintergrunddaten haben gezeigt, dass der mittlere differentielle Fluss unabhängig vom gemessenen ^4He Druck in den Magnetröhren ist. Deswegen wurde bei der Simulation angenommen, dass es sich um 187 unabhängige solare Beobachtungen handelt. Ein Experiment entspricht 187 einzelnen solaren Beobachtungen mit einer mittleren Anzahl von 8.07 ± 0.21 Ereignissen/solarer Beobachtung und einer durchschnittlichen Dauer von 5675.31 s. Die Experimente wurden ausreichend oft wiederholt (mindestens 10^6 Mal). Mit dem Röntgenteleskop wurden insgesamt 45 Ereignisse in der Axionsignalfäche detektiert. Das Ergebnis der Simulationen zeigt, dass ~ 52.88 Ereignisse in der Signalfäche erwartet werden. Die simulierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Detektion von 1 bis 6 Ereignissen innerhalb der Axionsignalfäche sind in Abb. 5.9 (rechts) dargestellt. Das Auftreten von 5 oder mehr Ereignissen in der Si-

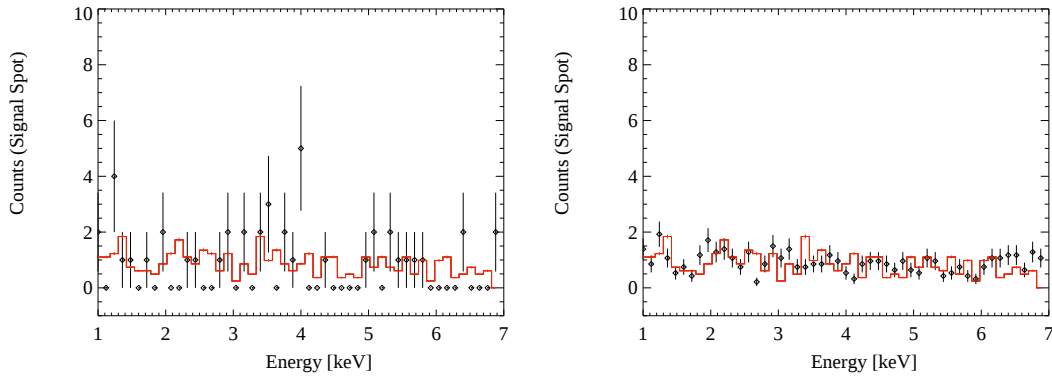


Abbildung 5.10: Simulierte Spektren inner- und außerhalb der Signalfäche im Vergleich mit den Daten (Details siehe Text).

gnalfäche während einer solaren Beobachtung konnte nicht festgestellt werden, weder in den Simulationen noch in den Messungen. Die simulierten und gemessenen Ereignishäufigkeiten sind in Tab. 5.3 zusammengefasst und die Verteilungen der 1-, 2-, 3- und 4-Ereignisverteilungen während 187 solarer Beobachtungen sind in Abb. B.12 gezeigt. Aufgrund der gemessenen Daten wird erwartet, dass die Ereignisverteilung einer Poissonverteilung mit dem Erwartungswert $\mu = 0.27 \pm 0.01$ Ereignisse/solarer Beobachtung entspricht (siehe Kap. 5.3.3). Die Simulationen ergeben einen Erwartungswert von $\mu = 0.283 \pm 0.04$. Der Vergleich zur Messung zeigt, dass die simulierte und die gemessene Häufigkeitsverteilung der Ereignisse innerhalb der statistischen Abweichungen konsistent miteinander sind.

Die Energieabhängigkeit der Ereignisse innerhalb der Signalfäche wurde, wie erwähnt, ausgehend vom Spektrum der Hintergrundereignisse auf dem gesamten CCD Chip im Energiebereich 1-7 keV simuliert. Aus dem Vergleich zwischen dem simulierten Spektrum innerhalb der Signalfäche mit dem gemessenen Spektrum können Rückschlüsse über die spektrale Verteilung innerhalb einer Ausschnittsfläche des CCD Chips gezogen werden. Stimmen diese beiden Spektren innerhalb der statistischen Abweichungen miteinander überein, bedeutet das, dass die spektrale Ereignisverteilung unabhängig von der untersuchten Ausschnittsposition ist. Zur Simulation der Spektren wurde das beschriebene 'Hit and Miss' Verfahren angewandt. In Abb. 5.10 sind die simulierten und gemessenen Spektren innerhalb der Axionsignalfäche dargestellt. Links ist der Vergleich des simulierten Spektrums mit dem Spektrum solarer Beobachtungen innerhalb der Signalfäche zu sehen. Rechts in Abb. 5.10 ist das simulierte Spektrum verglichen mit dem auf die Zeit der solarer Beobachtungen normierten Hintergrundspektrum innerhalb dieser Fläche. Die zeitliche Normierung wurde vorgenommen, da die Simulationen für den Zeitraum der solarer Beobachtungen durchgeführt wurden. Der Unterschied in den Hintergrundspektren ist vernachlässigbar. Die Daten solarer Beobachtungen hingegen zeigen eine Abweichung im Vergleich zur Simulation. Dies kann damit erklärt werden, dass die Statistik hier deutlich geringer ist als für die Hin-

Tabelle 5.3: Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Auftreten von Ereignissen in der Axionsignalfäche während 187 solarer Beobachtungen.

Ereignis	Messung	Mittelwert	Standardabweichung
1	35	40.140 ± 5.643	5.641 ± 3.990
2	2	5.683 ± 2.350	2.350 ± 1.662
3	2	0.534 ± 0.735	0.735 ± 0.520
4	0	0.041 ± 0.193	0.193 ± 0.137
5	0	0.006 ± 0.033	0.047 ± 0.033
6	0	0.000 ± 0.010	0.010 ± 0.007

tergrunddaten (10 Mal größere Messzeit der Hintergrunddaten).

5.4.2 'Sliding Cell Detection' und 'Maximum Likelihood' Methode

Zur Untersuchung der räumlichen Ereignisverteilung auf dem CCD Chip kann die im Folgenden beschriebene 'Sliding Cell Detection' Methode herangezogen werden. Diese wurde erstmals für die Analyse der Messungen, die mit dem EINSTEIN Observatorium genommen wurden, angewandt (EMSS-Gioia et al. 1990): Das Röntgenphotonenbild (Photonenverteilung auf dem CCD Chip) wird folgendermaßen auf ein Signal hin untersucht: eine Ausschnittfläche (Zelle) wird über den Chip bewegt und wenn das SNR innerhalb der Zelle größer ist als ein gegebener Grenzwert, dann wird das Objekt als signalgebende Quelle markiert. Zur Berechnung des SNR wird das Signal über die Pixelwerte innerhalb der Zelle definiert und der Hintergrund über die Werte der Nachbapixel der Zelle. Eine der wichtigsten Erweiterungen dieser Methode ist die zusätzliche Berechnung der 'Maximum Likelihood', die erstmals in der Analyse der ROSAT Messungen angewandt wurde (Cruddace et al. 1988, 1991; Hasinger et al. 1993). Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [133, 134], hier sei nur eine kurze Zusammenfassung der Anwendung dieser Methode zur Untersuchung der räumlichen Ereignisverteilung der Hintergrunddaten und Daten solarer Beobachtungen, gegeben. Die Ereignisintensitäten einzelner kreisförmiger Ausschnittbereiche, deren Größe ähnlich derer der Axionsignalfäche ist, werden miteinander verglichen. Dazu werden eine Signalfäche A_s und eine Hintergrundfläche A_b definiert. Die Wahrscheinlichkeit p_s , dass ein Ereignis innerhalb einer Fläche A_s detektiert wird, ist gegeben durch:

$$p_s = \frac{A_s}{A_s + A_b}. \quad (5.6)$$

Die Wahrscheinlichkeit p_b , dass ein Ereignis in der Hintergrundfläche A_b detektiert wird, ist:

$$p_b = 1 - p_s. \quad (5.7)$$

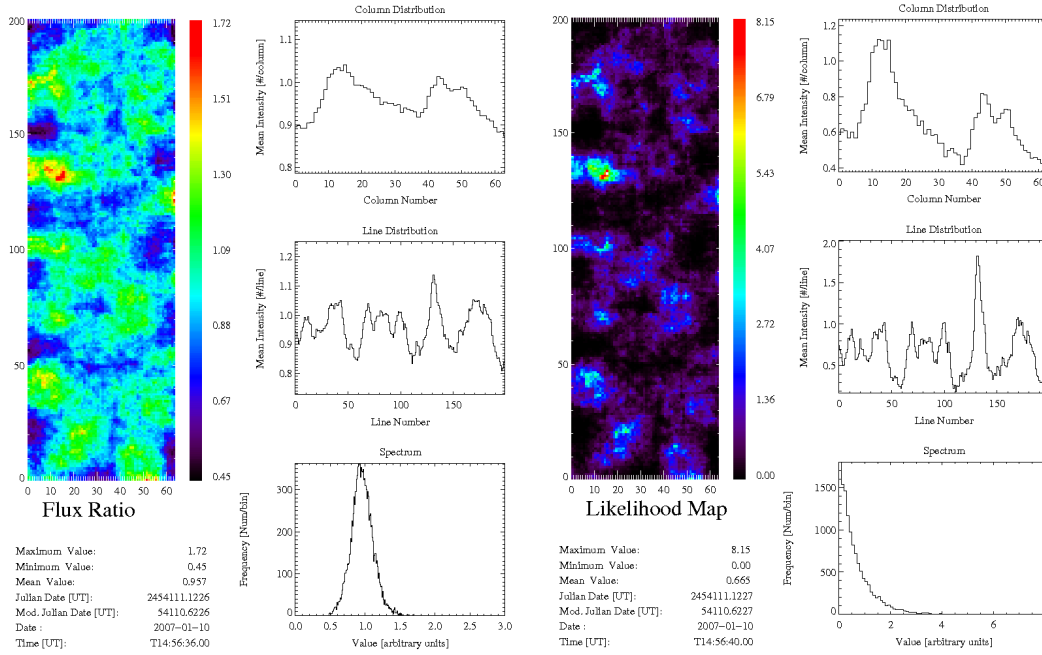


Abbildung 5.11: Links ist das Verhältnis des Flusses in der Fläche A_s zu A_b im Falle der Daten solarer Beobachtungen der Phase II dargestellt (Details siehe Text) und rechts ist die zugehörige Verteilung der Likelihoodfunktionen dieses Datensatzes gezeigt.

Da es sich bei der Ereignishäufigkeit um einen statistischen Poissonprozess handelt, ist die Wahrscheinlichkeit, dass genau n_s Photonen in der Fläche A_s registriert werden:

$$p(n_s|n) = \frac{n!}{n_s!(n - n_s)!} p_s^{n_s} (1 - p_s)^{n - n_s}. \quad (5.8)$$

Die Wahrscheinlichkeit, mindestens n_s Photonen in der Fläche A_s zu detektieren, ergibt sich dann zu:

$$p(x, y) = \sum_{i=n_s}^n p(i|n) \quad \text{mit } n = n_s + n_b. \quad (5.9)$$

Der mittlere Erwartungswert der Hintergrundereignisse n_b sei bekannt. Daraus kann die Likelihoodfunktion über:

$$L(x|y) = -\ln(p(x|y)) \quad (5.10)$$

bestimmt werden. In den Abb. 5.11 und 5.12 sind die Likelihoodfunktionen und die Verhältnisse der Flächen A_b/A_s für die Daten solarer Beobachtungen und für Hintergrunddaten im Energiebereich 1-7 keV gezeigt. Folgende Werte sind verwendet worden: $A_s = \pi(11.5)^2 \text{ Pixel}^2$, $A_b = \pi(24.0)^2 \text{ Pixel}^2$. Das Ergebnis zeigt, dass die Ereignisverteilung über den gesamten Chip kompatibel mit einer Poissonverteilung sind

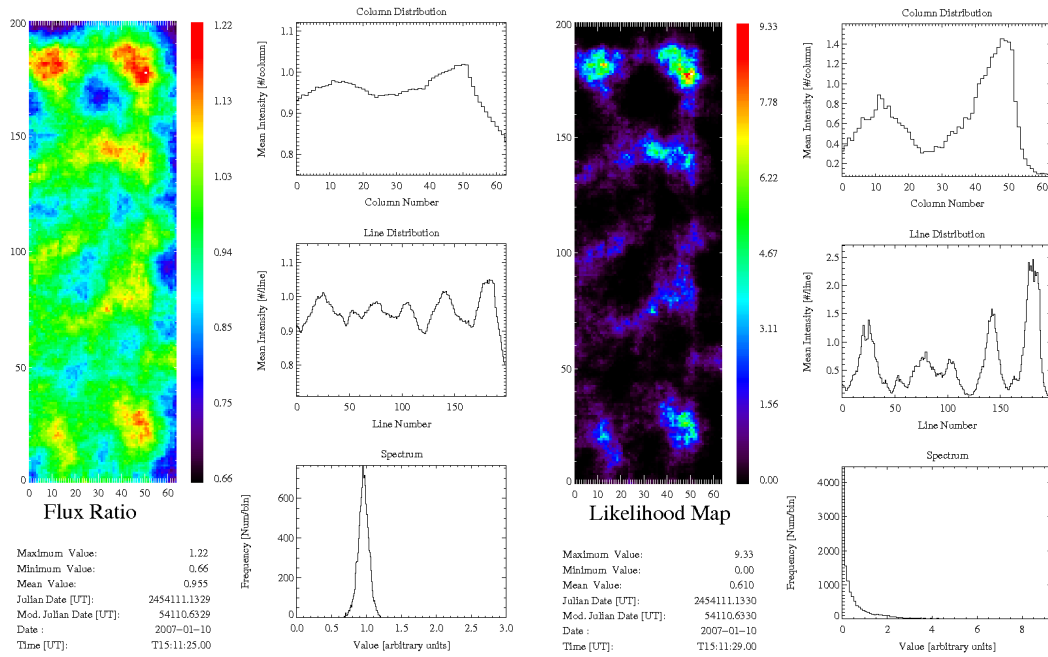


Abbildung 5.12: Links ist das Verhältnis des Flusses in der Fläche A_s zu A_b im Falle der Hintergrunddaten der Phase II dargestellt (Details siehe Text) und rechts ist die zugehörige Verteilung der Likelihoodfunktionen dieses Datensatzes gezeigt.

(mit $p = e^{-\langle L \rangle}$, wobei $\langle L \rangle$ den Mittelwerten der Likelihoodfunktionen entspricht). Der mittlere Wert der Likelihoodfunktion für die Daten solarer Beobachtungen liegt bei 0.665 (mit Maximum bei 8.15); für die Hintergrunddaten liegt der Mittelwert bei 0.610 und das Maximum der Likelihoodfunktion bei 9.33. Das Verhältnis der Likelihoodwerte der Flächen A_b/A_s ist im Falle der Daten solarer Beobachtungen: 0.957 und bei den Hintergrunddaten 0.955 (gleichverteilt). Die einzelnen Zeilen- und Spaltenverteilungen sind jeweils neben den Likelihood-Abbildungen gezeigt.

5.4.3 Scannen des CCD Chips

Neben der 'Sliding Cell' Methode wurde die Ereignisverteilung der solaren Beobachtungsdaten innerhalb eines Kreises der Größe der Axionsignalfäche ($r = 11.5$ Pixel) untersucht. Dazu wird der Mittelpunkt der Kreisfläche pixelweise über den gesamten Chip geschoben. Die Ereignisse innerhalb des Kreises werden gezählt und entsprechend ihrer Anzahl in 1-, 2-, 3-, oder 4 Event-Cluster (oder Ereignis-Haufen) eingeteilt. Das Ergebnis dieses Tests für die Daten solarer Beobachtungen im Energiebereich von 1-7 keV ist in Abb. 5.13 dargestellt. Innerhalb eines Kreises mit einem

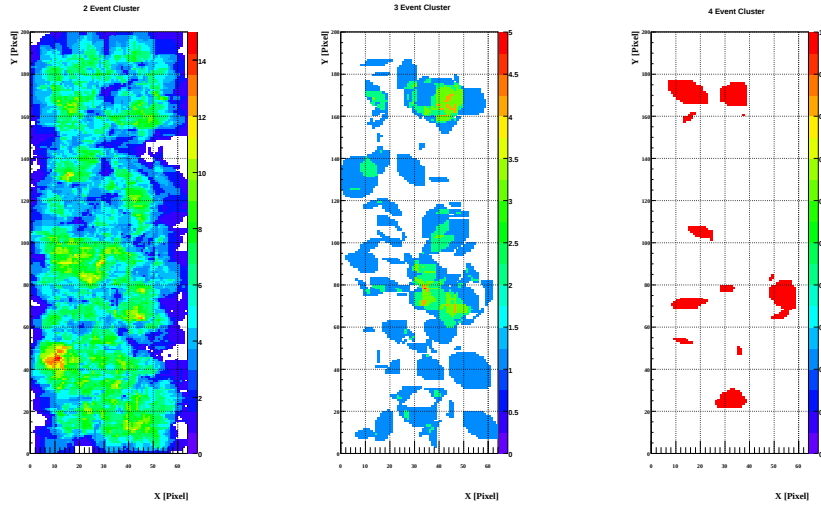


Abbildung 5.13: Verteilung der 2,3 und 4 Ereignis-Haufen auf dem gesamten CCD Chip. Es wurden die Daten solarer Beobachtungen untersucht.

Radius $r = 11.5$ Pixel sind keine Cluster mit > 4 Ereignissen aufgetreten. Durch Vergleich dieser Ergebnisse mit den Simulationen kann geschlussfolgert werden, dass die räumliche Verteilung der 1-,2- und 3-Event-Cluster auf dem gesamten CCD Chip einer Poissonverteilung mit den in Abschnitt 5.4.1 angegebenen Erwartungswerten entspricht (siehe Abb. 5.14).

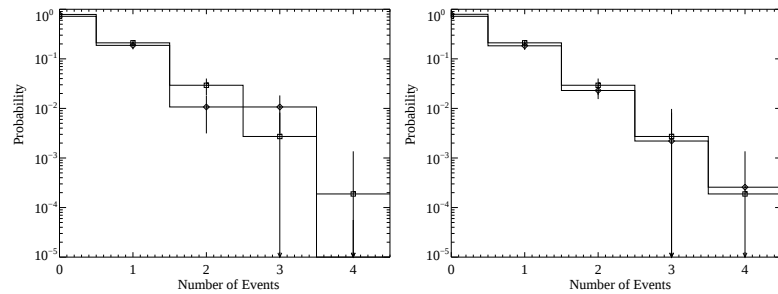


Abbildung 5.14: Links: Simulierte (Vierecke) und gemessene (Rauten) Ereignisverteilung innerhalb der Axionsignalfäche (solare Beobachtungen). Rechts: Gemessene (Rauten) und simulierte (Vierecke) Ereignisverteilungen innerhalb aller möglichen Kreismittelpunktpositionen (solare Beobachtungen).

5.4.4 Abhängigkeit der Ereignis-Cluster von der Gasdichte

Nach der Untersuchung der Abhängigkeit der Zählrate von der jeweiligen Gasdichte, wurde die Abhängigkeit der Event-Cluster von der Gasdichte untersucht. Es konnte erwartungsgemäß keine Korrelation festgestellt werden. In Abb. B.11 ist das Auftreten der während der solaren Beobachtungen detektierten Ereignis-Cluster, bei entsprechendem Gasdruck gezeigt.

Kapitel 6

Bestimmung der Kopplungskonstante

In diesem Kapitel wird die Berechnung der oberen Grenze für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}$ in Abhängigkeit von der Axionmasse m_a erläutert. Dazu wird das erwartete Axionsignal $s = s_k(g_{a\gamma\gamma}, m_a)$ der $k = 149$ verschiedenen ^4He -Dichten berechnet. Das erwartete Axionsignal ist am größten, wenn Axion und Photon in Phase schwingen, d.h. m_a und die durch das ^4He Gas induzierte Photonenmasse $m_k^2 = 4\pi\alpha N_{e_k}/m_e$ (siehe 1.33) sind gerade gleich, wobei N_{e_k} die Elektronendichte des ^4He Gases bei gegebenem Druck k beschreibt. Für jeden Druckschritt wird eine Likelihoodfunktion, basierend auf der Poisson-Wahrscheinlichkeitsverteilung berechnet. Das für die Analyse und Berechnung der Kopplungskonstante verwendete Hintergrundspektrum wurde analysiert und hinsichtlich verschiedener Korrelationen, z.B. Abhängigkeit der Zählrate von der Magnetposition, in Kapitel 5 untersucht. Die Anzahl erwarteter Hintergrundereignisse im Falle des Röntgenteleskops liegt bei 0.27 ± 0.01 Ereignissen pro solarer Beobachtung innerhalb der Axionsignalfäche. In den folgenden Abschnitten wird die Berechnung der Konversionswahrscheinlichkeit beschrieben, sowie die Berechnung der Likelihoodfunktionen. Der Einfluss benachbarter Druckschritte und die daraus resultierende Verstärkung des Signals kann mittels Addition der Spektren (Methode I) oder über Multiplikation der Likelihoodfunktionen (Methode II) erfolgen. Auch der Einfluss der betrachteten Anzahl benachbarter Druckschritte wurde untersucht. Es wurden Monte Carlo Simulationen bezüglich der Methode I, II und in Bezug auf die Anzahl benachbarter Druckschritte durchgeführt. Abschließend werden die systematischen und statistischen Abweichungen der berechneten oberen Grenze an $g_{a\gamma\gamma}$ angegeben. Der Axionruhemassenbereich, der in dieser Arbeit untersucht wurde, wird durch die theoretischen Axionmodelle (siehe Kapitel 1) favorisiert. Die Angabe einer oberen Schranke für die Kopplungskonstante solarer Axionen $g_{a\gamma\gamma}$ in diesem Ruhemassenbereich war bisher nicht mit dieser Sensitivität möglich. Das TOKYO Experiment hat eine mittlere obere Schranke an die Kopplungskonstante von $g_{a\gamma\gamma} < 6.8\text{-}10.9 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ im Axionruhemassenbereich von $(0.05\text{-}0.27) \text{ eV}/c^2$ (95%C.L.) angeben können [135]. In dieser Arbeit kann eine mittlere obere Schranke von $g_{a\gamma\gamma} < 1.6\text{-}6.0 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ für $(0.02\text{-}0.4) \text{ eV}/c^2$ (95%C.L.) angegeben werden.

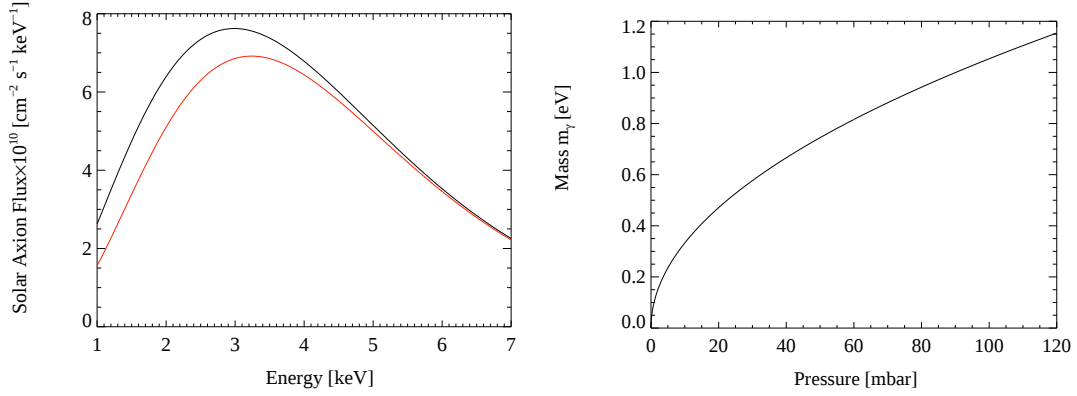


Abbildung 6.1: Links: Vergleich zwischen dem solaren Axionfluss im Falle einer geometrischen Axion-Nachweisfläche von $\approx 9 \text{ mm}^2$, die sich in 1.6 m Entfernung vom Konversionsvolumen befindet (in rot) und dem solaren Axionfluss im Falle eines Detektorsystems, das direkt hinter dem Konversionsvolumen installiert ist (in schwarz). Rechts: Effektive Photonenmasse in Abhängigkeit des ^4He -Druckes ($0 \text{ mbar} < p < 120 \text{ mbar}$).

6.1 Berechnung des erwarteten Photonenflusses

Die Berechnung der im Magnetfeld konvertierten Röntgenphotonen erfolgt über Glg.-1.36 (Kapitel 1). Der differentielle solare Axionfluss $d\Phi_a/dE$, der im Detektor nachgewiesen wird, kann über Glg. 1.21 berechnet werden. Im Falle des Röntgenteleskops wird der Axionfluss innerhalb einer Fläche der Größe von $A_s = 9.4 \text{ mm}^2$, die deutlich kleiner ist, als die Querschnittsfläche der Magnetröhre, erwartet. Somit kann nicht der gesamte aus der Röhre austretende Photonenfluss nachgewiesen werden, sondern der Fluss, der aus den inneren $\approx 41\%$ der Sonne ¹ stammt (siehe Abb. 1.1, sowie Kapitel 4). Die Effizienz des Teleskops ist in diesen Berechnungen nicht mit einbezogen. Außerdem ist der erwartete Fluss reduziert, da die Ausdehnung der Axionsignalfäche (Radius $r = 11.5 \text{ Pixel}$) so gewählt ist, dass das SNR Verhältnis optimal ist (siehe Kapitel 4.4). Es können $\approx 82\%$ des erwarteten Axionflusses aus den $\approx 41\%$ des Sonneninneren nachgewiesen werden (siehe Abb. 4.6). Auch in diesem Fall wurde die Effizienz des Systems nicht berücksichtigt (siehe Abb. 6.1, links). Zur Berechnung der Axion-Photon Übergangswahrscheinlichkeit wird die Gleichung:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = 1.7018 \times 10^{-17} \left(\frac{BL}{9.0 \text{ T} \cdot 9.26 \text{ m}} \right)^2 \left(\frac{g_{a\gamma\gamma}}{10^{-10} \text{ GeV}^{-1}} \right)^2 \cdot |M_1|^2 \quad (6.1)$$

gelöst. Der hier auftretende Faktor 1.7018×10^{-17} folgt aus der Umrechnung in natürliche Einheiten.

¹entsprechend des Sichtfeldes (FoV) des Röntgenteleskops bei einer Magnetfeldlänge von 9.26 m und einem Abstand von 1.6 m des Teleskops von der Magnetröhre mit Durchmesser $d = 43 \text{ mm}$; das FoV direkt hinter der Röhre ist 0.53° und entspricht 100% des Sonnenabbildes.

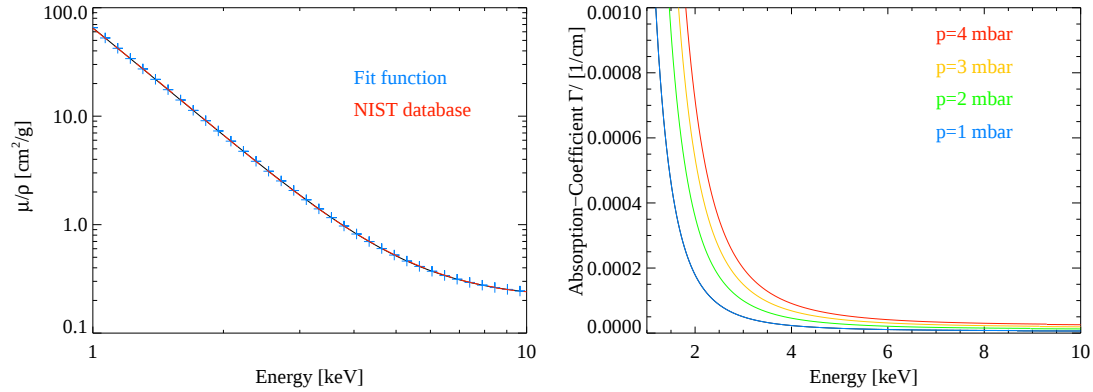


Abbildung 6.2: Links: Daten der NIST-Datenbank für den Koeffizienten der Massenabsorption im Vergleich zur Näherungsfunktion (Polynom 5. Grades). Rechts: Absorptionskoeffizient Γ für verschiedene Druckwerte unter Verwendung der Näherungsfunktion.

$$\left[\frac{BL}{2} \right]^2 \left[\frac{1}{M} \right]^2 = \left(\frac{0.98999523 \cdot 9.0 \cdot 9.26}{2} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{1 \times 10^{10}} \right)^2 = 1.7018 \times 10^{-17}, \quad (6.2)$$

bei einer Magnetfeldstärke $B = 9.0$ T und Magnetfeldlänge $L = 9.26$ m, sowie dem Umrechnungsfaktor $1\text{T} = 0.98999523 \frac{\text{GeV}}{\text{m}}$.

Für die Axion-Photon Konversion in einem Puffergas, hier ^4He , gilt [65]:

$$|M_1|^2 = \frac{1}{L^2 (q^2 + \Gamma^2/4)} [1 + e^{-\Gamma L} - 2e^{-\Gamma L/2} \cos(qL)], \quad (6.3)$$

mit dem Impulsübertrag $|\vec{q}|$ (siehe Glg. 1.31). In dieser Analyse wurde die effektive Photonenmasse über die Glg. 1.33 berechnet. In Abb. 6.1, rechts ist die effektive Photonenmasse in Abhängigkeit des ^4He -Druckes gezeigt. Mit der Gleichung:

$$N_e = \frac{2p N_A}{10000 R T} \left[\frac{\text{mbar} \cdot \text{mol}^{-1}}{\text{cm}^3 \cdot \text{mbar} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{K}} \right] \quad (6.4)$$

wird die Elektronendichte berechnet. Die Gaskonstante ist gegeben durch:

$R = 8.3144728 \text{ m}^3 \text{ Pa mol}^{-1} \text{ K}^{-1} = 8.3144728 \times 10^4 \text{ cm}^3 \text{ mbar mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [136]. Daraus folgt entsprechend für die Photonenmasse (in natürlichen Einheiten):

$$m_\gamma^2 = \frac{4\pi\alpha N_e \cdot (1.973269602 \times 10^{-5})^3}{m_e \cdot \text{keV}} [\text{eV}]^2. \quad (6.5)$$

Der Parameter Γ in Glg. 6.3 beschreibt den Dämpfungsfaktor bzw. den Absorptionskoeffizienten des Gases und ist über die inverse Absorptionslänge $\Gamma = 1/\lambda$ definiert.

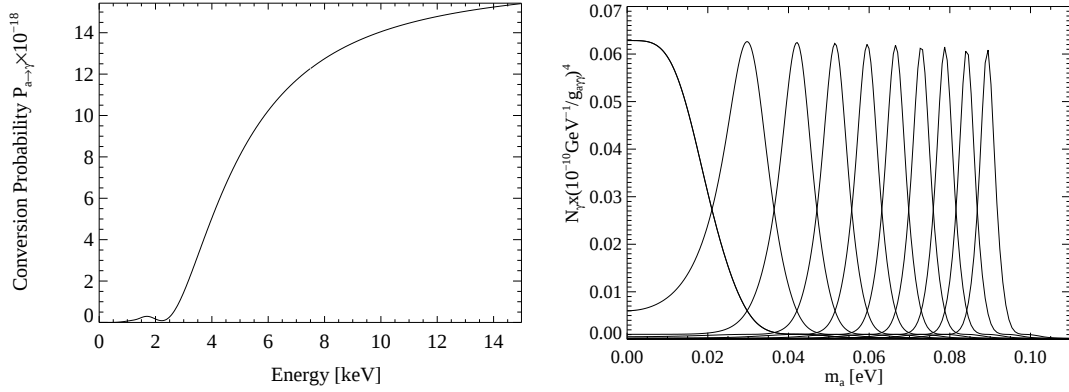


Abbildung 6.3: Links: Axion-Photon-Konversionswahrscheinlichkeit für einen ^4He -Druck von $p = 10$ mbar, einer Temperatur von 1.8 K, einem Magnetfeld der Stärke 9 T und einer Magnetfeldlänge von $L = 9.26$ m. Rechts: Erwartete Anzahl konvertierter Röntgenphotonen in Abhängigkeit der Axionmasse für das Teleskop, bei einer Messzeit von 3600 s und für den Energiebereich von 1-7 keV. Die dargestellten Kurven unterscheiden sich durch den angenommenen ^4He -Druck, wobei die hier angenommene Schrittweite 0.08 mbar beträgt (von 0.0-0.72 mbar).

Für die Absorptionslänge folgt $\lambda = 1/(\mu_a \rho)$, wobei μ_a die Summe der Wirkungsquerschnitte der atomaren Photoabsorption, der inelastischen Streuung als auch der Rayleigh Streuung ist. Für die Absorptionslänge ergibt sich:

$$\lambda_{\text{STP}} = \frac{1}{\Gamma_{\text{STP}}} = \frac{1}{\rho_{\text{STP}} \mu_a}, \quad (6.6)$$

mit der Dichte ρ_{STP} bei Standarddruck und Standardtemperatur ($T_{\text{STP}} = 273.15$ K, $P_{\text{STP}} = 101325$ Pa). Die Werte für ρ_{STP} wurden der NIST Datenbank [113] entnommen. Um die benötigten Werte des Absorptionskoeffizienten bei verschiedenen Temperaturen und Druckwerten berechnen zu können, wird Glg. 6.6 mit Hilfe der idealen Gasgleichung umgeformt zu:

$$\rho_{\text{STP}} = \frac{p_{\text{STP}} T}{T_{\text{STP}} p} \rho \quad \text{mit} \quad \rho = \frac{pM}{RT}. \quad (6.7)$$

Die atomare Masse ist durch $M = Am_u$ gegeben. Um $\mu_a(E)$ in $[\text{cm}^2/\text{g}]$ für beliebige Energien berechnen zu können, wurden die Daten mittels eines Polynoms 5.Grades angenähert:

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} = 10^{\mu_f} \quad (6.8)$$

und mit $x = \log(E)$ folgt [130]:

$$\mu_f = 1.8101 - 3.2108x - 0.007392x^2 - 1.8815x^3 + 4.8621x^4 - 2.1921x^5. \quad (6.9)$$

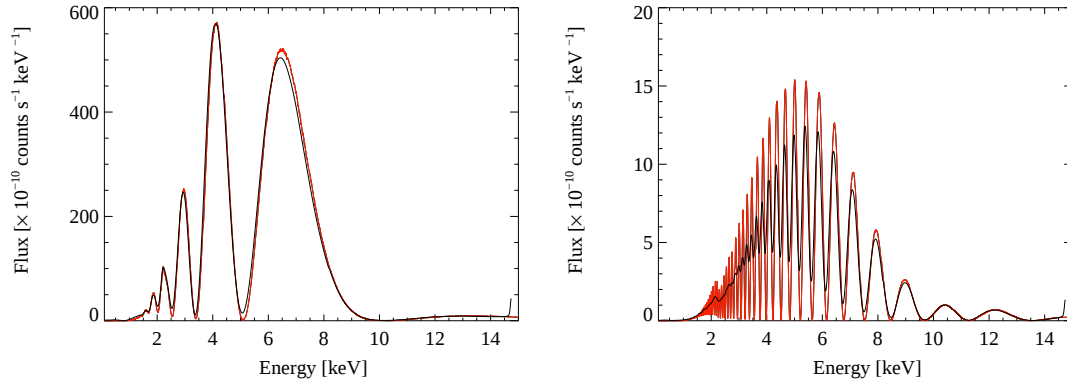


Abbildung 6.4: Spektren des durch Axion-Photon-Konversion erwarteten Photonenflusses. Axion und Photon schwingen nicht in Phase. Es wurde jeweils $p = 2$ mbar und eine Messzeit von 5675 s angenommen. Links: Spektrum mit $m_a^2 \neq m_\gamma^2$ bzw. $|m_a^2 - m_\gamma^2| \approx 0.00357 [\text{eV}^2]$. Rechts: Spektrum mit $|m_a^2 - m_\gamma^2| \approx 0.01898 [\text{eV}^2]$. Der Einfluss der Responsefunktion (in schwarz) zeigt sich erst, wenn $\Delta m^2 \sim 0.02 \text{ eV}$.

Die Abweichung zwischen der Näherungsformel und den Daten der NIST-Datenbank ist $< 0.1\%$ (siehe Abb. 6.2, links). Für den Absorptionskoeffizienten folgt bei gegebenem Druck und Temperatur [85]:

$$\Gamma = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{\text{STP}}} \frac{T_{\text{STP}} p}{P_{\text{STP}} T}. \quad (6.10)$$

In Abb. 6.2, rechts ist der Absorptionskoeffizient für verschiedene Druckwerte in [mbar] gezeigt. Mit steigendem ^4He -Druck nimmt die Absorption zu und die Konversionswahrscheinlichkeit wird geringer. In Abb. 6.3, links ist die Konversionswahrscheinlichkeit dargestellt. Wird über die Energie integriert, so ergibt sich die Anzahl erwarteter Photonen in Abhängigkeit von der Axionmasse (siehe Abb. 6.3, rechts). Die Anzahl erwarteter Photonen wird mit größer werdendem ^4He -Druck, aufgrund der zunehmenden Absorption durch das Gas, kleiner. Die Schrittweite wurde so gewählt, dass alle 160 verschiedenen Druckschritte von den einzelnen Detektorsystemen innerhalb eines Zeitraumes von ~ 12 Monaten gemessen werden konnten. Die Wahl der Schrittweite ermöglicht es, dass auch im Falle nicht gemessener Druckschritte eine obere Grenze angegeben werden kann, da das Signal benachbarter Druckschritte zum gesamten erwarteten Axionsignal beiträgt.

Des Weiteren wurde der Einfluss der Responsefunktion auf den erwarteten Photonenfluss untersucht. Jedoch ist deren Einfluss auf die erwartete Anzahl konvertierter Photonen vernachlässigbar. Schwingen Axion und Photon nicht mehr in Phase, so wird der Effekt der Responsefunktion sichtbar (siehe Kap. 1.8.1 und Abb. 6.4, rechts). Aus diesem Grunde wurde die Responsefunktion in den folgenden Rechnungen nicht berücksichtigt.

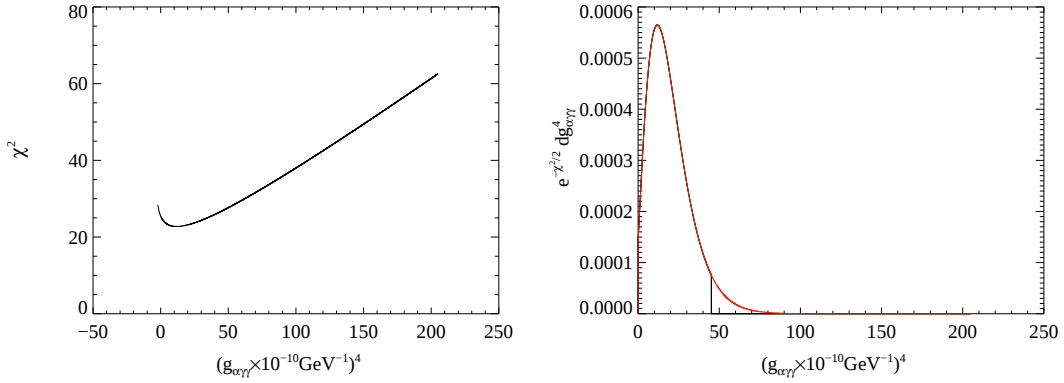


Abbildung 6.5: Links: Dargestellt ist die $\chi_k^2 = -2\ln L_k$ Funktion in Abhängigkeit von $g_{\alpha\gamma\gamma}^4$ für den Druck $p = 0.25$ mbar, entsprechend der Axionmasse $m_a = 0.20$ eV (Maximum Likelihood Methode). Es wurden zwei Ereignisse in der Axionsignalfläche detektiert. Rechts: Integrierte Bayesische Wahrscheinlichkeit (pdf) über den physikalischen Bereich (positive Werte) in rot, das 95% Konfidenzlevel ist in schwarz markiert.

6.1.1 Magnetfeld

Zur Berechnung der Kopplungskonstante muss der Wert des tatsächlich angelegten Magnetfeldes berechnet werden (bisher wurde ein Wert von 9.0 T angenommen). Ausgehend vom angelegten Strom wird die Stärke des Magnetfeldes für jedes einzelne Druckintervall bestimmt. In Phase II wurde während jeder solaren Beobachtung (als auch während der gesamten Hintergrundmessungen) ein Strom von 13000 A an den Magneten angelegt. Um das daraus resultierende Magnetfeld zu bestimmen, kann ein Polynom 1.Ordnung ($y = a + bx$) verwendet werden. In dieser Arbeit wurde eine Magnetfeldstärke von $B = 8.805 \pm 0.037$ T verwendet.

6.2 Maximum Likelihood Methode

Motivation

Bei der 'Maximum Likelihood Methode' wird das Ziel verfolgt, die unbekannten Parameter einer statistischen Verteilung so zu schätzen, daß eine möglichst genaue Anpassung der Modellcharakteristiken an die gemessenen Daten erreicht wird (so genanntes Prinzip der Parameterschätzung). Allgemein wird unter einer Parameterschätzung die bestmögliche Bestimmung physikalischer Parameter, sowie deren Unsicherheiten, aus einer Messung, die selbst mit Unsicherheiten (Fehlern) behaftet sind, verstanden. Der Estimator der 'Maximum Likelihood Methode' wird so definiert, dass die Wahrscheinlichkeit, dass der geschätzte Kennwert die in der Stichprobe beobachteten Ereignisse verursacht hat, maximiert wird. Folgende Annahmen werden gemacht: es liege eine Stichprobe aus z Messungen einer (oder mehrerer) Zufallsvariablen x vor und die

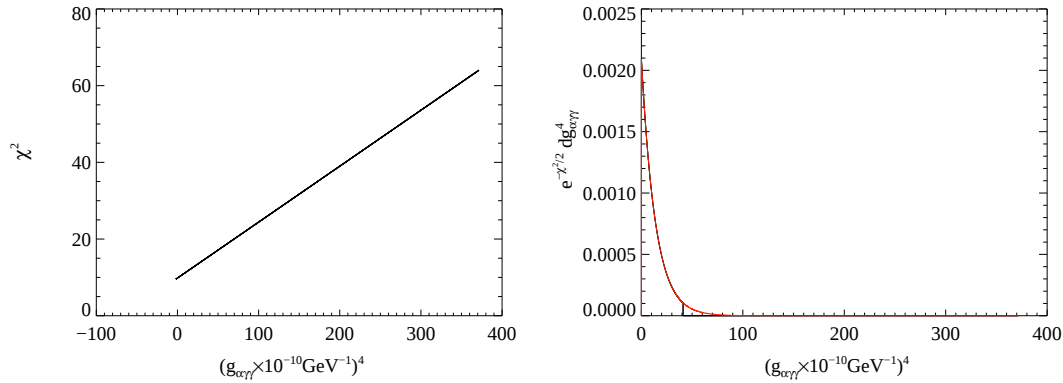


Abbildung 6.6: Links: Dargestellt ist die $\chi_k^2 = -2\ln L_k$ Funktion für die Näherung an die Beobachtungsdaten bei dem Druck $p = 3.4137$ mbar, entsprechend der Axionmasse $m_a = 0.052$ eV. Es wurde kein Ereignis in der Axionsignalfäche detektiert, daher entspricht die χ^2 Verteilung einer Geraden. Ein Minimum dieser Verteilung wird zu $g_{10}^4 = 0$ festgelegt. Rechts: Zugehörige integrierte Bayesische Wahrscheinlichkeit (pdf) über den physikalischen Bereich (positive Werte) in rot, das 95% Konfidenzlevel ist in schwarz markiert.

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (pdf) der Zufallsvariablen, die von einem (oder mehreren) unbekannten Parametern a abhängt, sei bekannt [138]. Im Gegensatz zur Auswertung der pdf für einen festen (unbekannten) Parameter a , kann die pdf für beobachtete (und somit feste Realisationen) als Funktion von a betrachtet werden: $f(x, a)$. Die Likelihoodfunktion ist definiert als die gemeinsame Dichte der Zufallsvariablen x_i :

$$L(a) = \prod_{i=1}^z f(x_i; a). \quad (6.11)$$

Der Maximum Likelihood-Estimator entspricht dem Wert, bei dem die Likelihoodfunktion ihr Maximum besitzt, d.h. es wird der Wert von a gesucht, bei dem die Stichprobenwerte die größte Dichte- bzw. Wahrscheinlichkeitsfunktion besitzen. Die Maximierung erfolgt durch Nullsetzen der ersten Ableitung nach a . Das kann bei komplizierten Dichtefunktionen aufwendig werden, so dass die logarithmierte Likelihoodfunktion verwendet wird. Diese besitzt an derselben Stelle wie die nicht-logarithmierte Dichtefunktion ein Maximum:

$$l(a) = -\ln L(a) = \ln \prod_{i=1}^z f(x_i; a) = - \sum_{i=1}^z \ln f(x_i; a). \quad (6.12)$$

Anwendung

Aufgrund der kleinen Anzahl erwarteter Ereignisse (Hintergrund und Axionsignal) kann in dieser Analyse die Poissonstatistik zugrunde gelegt werden. Dies wurde in Kapitel 5 bezüglich der Hintergrunddaten ausführlich diskutiert und es konnte ein

(Poisson) Erwartungswert von 0.27 ± 0.01 Ereignissen pro solarer Beobachtung innerhalb der Signalfläche bestimmt werden. Die Annahme, dass kein Signal gemessen wurde, wird anhand des Verhaltens des besten Estimators $(g_{10})_{\text{bestfit}}^4 = (g_{a\gamma\gamma})_{\text{bestfit}}^4 / (10^{-10} \text{ GeV}^{-1})$ bezüglich der Likelihoodfunktion für die Summe aus Hintergrundereignissen und erwarteten Signalereignissen, getestet (siehe Glg. 6.15). Dazu wurde in dieser Analyse die gebinnte Likelihood Methode angewandt, die im Folgenden beschrieben wird. Vor- und Nachteile dieser Anwendung wurden in [6, 137] untersucht und werden hier nicht weiter diskutiert.

Für jedes einzelne Druckintervall wird eine Likelihoodfunktion entsprechend der Glg.-6.13 berechnet. Durch Maximierung dieser Likelihoodfunktion kann der beste Estimator für $(g_{10})_{\text{bestfit}}^4$ bestimmt werden. Im Folgenden stehen die Indizes k, i für ein diskretes Druckintervall und Energieintervall. Insgesamt wurden $k = 1500$ verschiedene Druckintervalle mit einer Schrittweite von 0.01 mbar im Bereich $p = 0.0\text{-}15.0$ mbar gewählt, sowie $i = 20$ diskrete Energieschritte mit einer Schrittweite von 0.3 keV im Bereich von 1-7 keV. Die Anzahl gemessener Ereignisse, d.h. Ereignisse, die in der Axionsignalfläche detektiert wurden, pro Energieintervall i im jeweiligen Druckintervall k ist durch n_{ik} gegeben. Die Anzahl an Hintergrundereignissen ist entsprechend b_{ik} und s_{ik} entspricht den Signalereignissen, die aufgrund von Axion-Photon Konversion erwartet werden.

Für die Likelihoodfunktion eines einzelnen Druckschrittes gilt unter Anwendung der Poissonstatistik [138]:

$$L_k = \frac{1}{L_{0k}} \prod_i e^{-\mu_{ik}} \frac{\mu_{ik}^{n_{ik}}}{n_{ik}!}, \quad (6.13)$$

mit dem Normierungsfaktor:

$$L_{0k} = \prod_i e^{-n_{ik}} \frac{n_{ik}^{n_{ik}}}{n_{ik}!}. \quad (6.14)$$

Dabei sind:

$$\mu_{ik} = b_{ik} + s_{ik}((g_{10})^4, m_a) \quad (6.15)$$

und s_{ik} die Anzahl der erwarteten Signalereignisse:

$$s_{ik} = \int_{E'_i}^{E'_i + \Delta E'} dE' \int_0^\infty R(E', E) A(E) \frac{d\phi_a}{dE} P_{a \rightarrow \gamma} \Delta t_k dE. \quad (6.16)$$

Die Maximierung der Likelihoodfunktion erfolgt über die logarithmierte Likelihoodfunktion [138]:

$$\chi_k^2 = -2 \ln L_k. \quad (6.17)$$

Eine χ^2 -Verteilung ergibt sich durch Berechnung der χ^2 -Werte für verschiedene Werte von $(g_{10})^4$. Daraus kann mittels Integration über die Bayesische Wahrscheinlichkeitsfunktion von $(g_{10})^4$ über den physikalischen Bereich, d.h. positive Werte von $(g_{10})^4$,

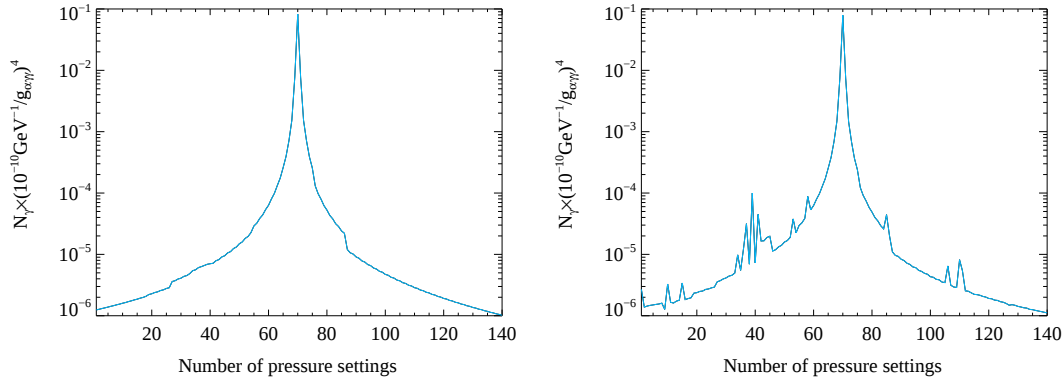


Abbildung 6.7: Links: Anzahl erwarteter Photonen aufgrund von Axion-Photon-Konversion im Falle der gemessenen Druckschritte, bei einer angenommenen konstanten Messzeit von $t = 5700$ s für den Fall, dass Druckschritt 70 untersucht wird. Rechts ist die Anzahl erwarteter Photonen aufgrund von Axion-Photon-Konversion für den Druckschritt 70 gezeigt, jedoch unter Verwendung der tatsächlich gemessenen Messzeit der Druckschritte. Wurde ein Druckschritt während mehr als einer solaren Beobachtung gemessen, so ergibt sich ein Anstieg der erwarteten Signalphotonen.

bis zum gewünschten Konfidenzintervall eine obere Grenze für $(g_{10})^4$ bzw. für die Kopplungskonstante $g_{\alpha\gamma\gamma}$ berechnet werden:

$$\int_0^{95\%} \exp^{-\chi_k^2 (g_{10})^4 / 2} d(g_{10})^4. \quad (6.18)$$

Aufgrund der Tatsache, dass im Falle des Röntgenteleskops größtenteils keine Ereignisse in der Axionsignalfäche detektiert wurden, also $n_{ik} = 0$ ist, entspricht die Likelihoodfunktion einem Polynom 1. Grades und ein Maximum von L_k , bzw. ein Minimum der χ^2 -Funktion wurde in diesen Fällen an der Stelle $(g_{10})^4 = 0$ festgelegt, da der Bereich $(g_{10})^4 > 0$ dem physikalisch sinnvollem Bereich entspricht.

6.3 Einfluss benachbarter Druckschritte

Die Schrittweite der gemessenen Druckintervalle wurde so gewählt, dass sich die einzelnen Kurven der erwarteten konvertierten Photonen überlappen (siehe Kapitel 1.8.1). Aus diesem Grunde wird die Stärke des Signals, das für einen bestimmten Druckschritt erwartet wird, vom Signal der benachbarten Druckschritte beeinflusst. Der Beitrag an konvertierten Photonen aufgrund der benachbarten Druckintervalle ist in Abb. 6.7 dargestellt. Um den Einfluss der benachbarten Druckschritte in die Berechnung einer oberen Grenze für $g_{\alpha\gamma\gamma}$ einzubeziehen, können verschiedene Methoden angewandt werden. In dieser Arbeit wurden zwei Methoden untersucht: zum einen können die Hintergrundspektren und die Spektren der solaren Beobachtungen der benachbarten

Druckschritte aufaddiert werden, um aus der Summe dieser Spektren eine einzelne Likelihoodfunktion zu berechnen (Methode I), zum anderen können die einzelnen Likelihoodfunktionen der benachbarten Druckschritte multipliziert werden (Methode II). Die beiden Methoden wurden mittels MC Simulationen, die im Folgenden genauer beschrieben werden, auf ihre Sensitivität hin untersucht. Als Ergebnis wird erwartet, dass die Sensitivität unter Verwendung der Methode I nicht ausreichend ist, im Gegensatz zur Methode II.

6.3.1 Simulation bezüglich des Einflusses benachbarter Druckschritte auf $g_{a\gamma\gamma}$

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Simulationen wurden inhaltlich aus [137] übernommen und sollen zeigen, dass die Sensitivität bezüglich der Kopplungskonstante unter Berücksichtigung des erwarteten Signals benachbarter Druckschritte im Falle einer Multiplikation der einzelnen Likelihoodfunktionen der betrachteten Druckschritte verbessert ist. Die Methode, bei der die einzelnen Spektren addiert werden, ist weniger sensitiv. Nach Erklärung der Vorgehensweise werden die beiden Methoden genauer erklärt, sowie die Ergebnisse interpretiert und mit den analysierten Daten verglichen. Im letzten Teil dieses Abschnitts werden Simulationen vorgestellt, die der Untersuchung der Anzahl der berücksichtigten benachbarten Druckschritte im Falle der Anwendung der Methode II dienen sollen. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden abschließend mit den analysierten Daten verglichen.

Vorgehensweise

Jede der Simulationen entspricht 10000 Experimenten, wobei 1 Experiment die Messungen 149 verschiedener Druckschritte enthält. Um die Ergebnisse der Simulationen direkt mit den Ergebnissen der analysierten Daten vergleichen zu können, wurden möglichst identische Bedingungen gewählt. Insgesamt wurden in Phase II 430 Ereignisse innerhalb der Axionsignalfäche während Hintergrundmessungen (Messzeit: $T_B = 9929245.04$ s) detektiert. Während einer solaren Beobachtung wurden ≈ 0.24 Ereignisse erwartet, bei einer Messzeit von ≈ 6000 s ($T_A = 6000$ s). Für jedes Experiment wurden 2 Datensätze generiert: ein Datensatz für Hintergrunddaten und ein Datensatz für Daten solarer Beobachtungen. Die Hintergrunddaten wurden entsprechend einer Poisson-Verteilung mit dem Mittelwert 430 generiert, d.h. $N_B \sim P(\mu = 430)$. Der Datensatz für die solaren Beobachtungen (N_A) besteht aus Hintergrundereignissen (n_b) sowie aus Signalereignissen (n_a). Die Anzahl der Hintergrundereignisse (n_b) im generierten Datensatz wird entsprechend einer Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert (μ_B) gewählt, der den erwarteten Hintergrundereignissen während einer solaren Beobachtung entspricht, d.h. $\mu_B = N_B \cdot \frac{T_A}{T_B}$. Die Signalereignisse (n_a) wurden unter Verwendung einer Poisson-Verteilung mit dem Mittelwert μ_A generiert, wobei μ_A den theoretisch erwarteten Ereignissen entspricht, die von einer Axion-Photon-

Konversion stammen (siehe Glg. 6.16):

$$\mu_A = T_A \cdot \int_1^7 A(E) \frac{d\Phi_a(E, (g_{10})^4)}{dE} P_{a \rightarrow \gamma} dE. \quad (6.19)$$

Die statistischen Eigenschaften der beiden zu untersuchenden Methoden werden anhand der Verteilungsfunktion des Estimators $(g_{10})^4$, unter Verwendung der Maximum Likelihood Methode, demonstriert. Der Mittelwert dieser Verteilung sollte dem wahren Wert der Kopplungskonstante $\{(g_{10})^4\}_0$ entsprechen und die Breite der Verteilung beschreibt die Genauigkeit (der Methode), mit der der wahre Wert abgeschätzt werden kann.

Sei $k = 20$ die Anzahl der Energieintervalle und b_i die Anzahl der Ereignisse im i -ten Intervall während Hintergrundmessungen ($\sum_{i=1}^k b_i = N_B$), sowie n_i sei die Anzahl der Ereignisse im i -ten Intervall während einer solaren Beobachtung ($\sum_{i=1}^k n_i = N_A$). Wenn m_i^b die Anzahl erwarteter Ereignisse im i -ten Intervall während Hintergrundmessungen ist, dann entspricht

$$\mu_i^B = m_i^b \frac{T_A}{T_B} \quad (6.20)$$

den erwarteten Hintergrundereignissen während einer solaren Beobachtung. Die Anzahl an Signalereignissen im i -ten Energieintervall, die aufgrund von Axion-Photon-Konversion erwartet werden, folgt aus:

$$f_i = T_A \cdot \int_{\Delta E_i} A(E) \frac{d\Phi_a(E, (g_{10})^4)}{dE} P_{a \rightarrow \gamma} dE. \quad (6.21)$$

Dann ist die erwartete Anzahl an Ereignissen pro Energieintervall für eine solare Beobachtung $\mu_i = f_i + \mu_i^B$ und die Likelihoodfunktion lautet:

$$L = \prod_{i=1}^K e^{-\mu_i} \frac{\mu_i^{n_i}}{n_i!} = \prod_{i=1}^K e^{-(f_i + \mu_i^B)} \frac{(f_i + \mu_i^B)^{n_i}}{n_i!} = \prod_{i=1}^K e^{-(f_i + m_i \frac{T_A}{T_B})} \frac{(f_i + m_i \frac{T_A}{T_B})^{n_i}}{n_i!}. \quad (6.22)$$

Da b_i klein ist ($b_i \approx 20$), muss die Likelihoodfunktion mit der Wahrscheinlichkeit $P(m_i; b_i)$ multipliziert und anschließend über alle m_i integriert werden. Die Wahrscheinlichkeit $P(m_i; b_i)$ bedeutet, dass die erwartete Anzahl an Hintergrundereignissen pro Energieintervall m_i entspricht, wenn b_i Ereignisse gemessen wurden:

$$L = \prod_{i=1}^K \int_0^\infty e^{-(f_i + m_i \frac{T_A}{T_B})} \frac{(f_i + m_i \frac{T_A}{T_B})^{n_i}}{n_i!} P(m_i; b_i) dm_i. \quad (6.23)$$

Da $P(m_i; b_i) = P(b_i; m_i)$ gilt, kann die Likelihoodfunktion umgeschrieben werden zu:

$$L = \prod_{i=1}^K \int_0^\infty e^{-(f_i + m_i \frac{T_A}{T_B})} \frac{(f_i + m_i \frac{T_A}{T_B})^{n_i}}{n_i!} \frac{1}{b_i!} m_i^{b_i} e^{-m_i} dm_i. \quad (6.24)$$

Unter Anwendung der richtigen Normierung $\int_0^\infty \frac{1}{n!} x^n e^{-x} dx = 1$ folgt:

$$L = \prod_{j=1}^K \sum_{i=0}^{n_j} \frac{f_j^i e^{-f_j} \left(\frac{T_A}{T_B}\right)^{n_j-i} \prod_{k=1}^{n_j-i} (b_j + k) \prod_{k=1}^{n_j-i} (n_j - k + 1)}{\left(\frac{T_A}{T_B} + 1\right)^{b_j+1+n_j-i} (n_j - i)! n_j!}. \quad (6.25)$$

Der Estimator des unbekannten Parameters $(g_{10})^4$ kann analytisch bestimmt werden, indem die erste Ableitung der Glg. 6.25 nach $(g_{10})^4$ zu Null gesetzt wird.

In den folgenden Simulationen wurde lediglich ein Druckschritt der 1500 in der Analyse verwendeten Druckschritte gewählt und untersucht: $p = 3.04$ mbar, entsprechend einer Axionmasse von $m_a = 0.183$ eV. Die Änderung in g_{10} für die restlichen 1499 Druckschritte bzw. Axionmassen ist äquivalent dem hier untersuchten Verhalten einer einzelnen Axionmasse. Außerdem wurden alle Zeiten $T_A = 6000$ s gewählt, d.h. der Einfluss nicht gemessener Druckschritte oder der Einfluss einer längeren Messzeit für einen Druckschritt wurde in den Simulationen nicht untersucht.

Methode I: Addition der Spektren benachbarter Druckschritte

Um den Einfluss benachbarter Druckschritte zu untersuchen, werden die Hintergrundspektren und die Spektren der solaren Beobachtungen während der betrachteten Druckschritte addiert. Das aufgrund von Axion-Photon-Konversion erwartete Signalspektrum entspricht der Summe der einzelnen Beiträge der betrachteten Druckschritte. Aus Abb. 6.7 wird deutlich, dass der Hauptbeitrag an Signalereignissen von den am nächsten liegenden Druckschritten kommt (10^{-2} Ereignisse); das Signal von weit entfernten Druckschritten liegt bei 10^{-6} Ereignissen. Nach der Addition der Spektren wird die zugehörige Likelihoodfunktion unter Verwendung der Glg. 6.25 berechnet. Um eine direkte Aussage über den Wert der Kopplungskonstante angeben zu können, wurde in diesem Falle die χ^2 -Funktion (siehe Glg. 6.17) aus der Likelihoodfunktion berechnet und anschließend integriert bis zum 95%-Konfidenzlevel (siehe Glg. 6.18). Die so bestimmten Werte von $(g_{10})^4$ und g_{10} sind in Tab. C.1 zusammen gefasst. Es wurden 3,5,7,9 und 15 Druckschritte betrachtet, d.h. zum Beispiel im Falle von 3 Druckschritten, dass die Spektren des betrachteten Druckes und der beiden Nachbarn links (nächst kleinerer Druck) und rechts (nächst größerer Druck) addiert wurden. Aufgrund der Tatsache, dass der Signalbeitrag der Nachbarschritte kleiner wird, jedoch die Hintergrundspektren und Spektren der solaren Beobachtungen keiner Gewichtung unterliegen, führt diese Methode zu einem Sensitivitätsverlust in g_{10} . Unter Gewichtung wird hier die Tatsache verstanden, dass die Messung eines Hintergrundspektrums des benachbarten Druckes der gleichen Wahrscheinlichkeit unterliegt, wie das Spektrum des zu untersuchenden Druckes. Deswegen wird der erwartete Wert der Kopplungskonstante umso größer, d.h. die Sensitivität nimmt ab, je mehr Nachbardrucke in die Rechnung eingehen.

Interpretation der Ergebnisse für Methode I

Durch die Addition der Spektren, die in der Berechnung berücksichtigt werden, liegt der Erwartungswert detektierter Ereignisse während einer solaren Beobachtung nicht mehr bei ≈ 0.27 Ereignissen, sondern bei $n \cdot 0.27$ Ereignissen, wobei n die Anzahl der

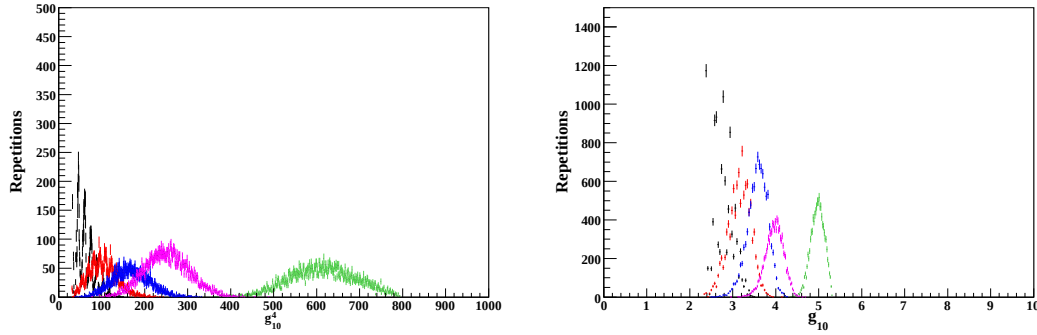


Abbildung 6.8: Links: Simulierte Verteilungen des Estimators $(g_{10})^4$ (Methode I). Es wurde jeweils eine unterschiedliche Anzahl an benachbarten Druckschritten untersucht: 3 (schwarz), 5 (rot), 7 (blau), 9 (lila) und 15 (grün) Druckschritte. Je größer die Anzahl der Nachbarschritte ist, desto mehr verschiebt sich die Verteilung zu höheren Werten des Estimators $(g_{10})^4$. Rechts: Zugehörige Verteilungen für g_{10} . Diese Verteilungen verschieben sich entsprechend der steigenden Anzahl betrachteter Nachbarschritte, zu höheren Werten in g_{10} .

benachbarten Druckschritte sei; entsprechend gilt dies für die erwarteten Hintergrundereignisse. Aufgrund der größeren Statistik folgt eine Gaussverteilung der Werte für g_{10} , unter der Annahme, dass mehr als 3 Druckschritte berücksichtigt werden. Im Falle von 3 betrachteten Druckschritten fluktuiert die Verteilung sehr stark (siehe Abb. 6.8) und ein Mittelwert (gauss-verteilt) kann nicht angegeben werden. Die Ergebnisse einer Näherung mittels einer Gaussverteilung sind in Tab. C.1 aufgelistet. Die Werte für $(g_{10})^4$ können hingegen nicht mit einer Gausskurve angenähert werden, doch ist anhand der Abb. 6.8 erkennbar, dass sich der Mittelwert dieser Verteilung zu höheren Werten hin verschiebt, je mehr benachbarte Druckschritte in die Rechnung eingehen, was dazu führt, dass der Wert der Kopplungskonstante g_{10} größer wird und die Sensitivität für g_{10} abnimmt. Diese Methode wird daher in dieser Arbeit nicht angewandt, um die Konturlinie für g_{10} zu berechnen.

Methode II: Multiplikation der Likelihoodfunktionen benachbarter Druckschritte

Eine andere Methode zur Berechnung des Einflusses benachbarter Druckschritte basiert auf der Multiplikation der Likelihoodfunktionen, die für jeden einzelnen Druckschritt berechnet werden. Um den Einfluss benachbarter Druckschritte in die Berechnung zu integrieren, werden die Likelihoodfunktionen für jeden Druckschritt k bei einer spezifischen Axionmasse m_a einzeln berechnet und dann miteinander multipliziert. Die Likelihoodfunktionen der einzelnen Druckschritte werden multipliziert, bevor die χ^2 Funktion in Abhängigkeit der 4. Potenz der Kopplungskonstante $(g_{10})^4$ berechnet wird. In Abb. 6.9, links ist ein Beispiel zur Multiplikation von drei benachbarten Druckschritten gezeigt. Aufgrund der Multiplikation ändert sich die Steigung der gemeinsamen χ^2 -Funktion; die Steigung wird umso größer, je mehr Likelihoodfunktionen in die Berechnung eingehen. Dadurch fällt die integrierte pdf schneller ab,

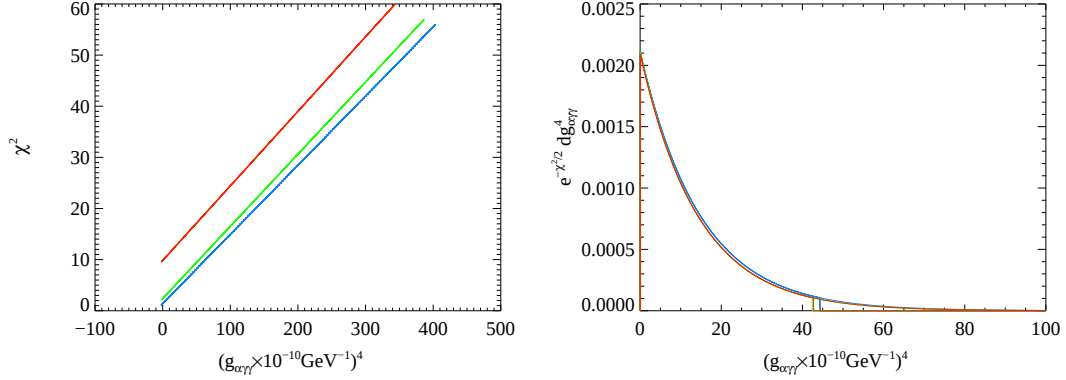


Abbildung 6.9: Links: Multiplizierte Likelihoodfunktionen für drei verschiedene Fälle: die unterste Gerade entspricht der Multiplikation aus 3 Druckschritten (blau), die mittlere aus 5 Schritten (grün) und die oberste beschreibt die Gerade, die durch Multiplikation von 7 Druckschritten (rot) entsteht. Die Steigung der Geraden nimmt mit steigender Anzahl betrachteter Nachbarn zu. Rechts sind die zugehörigen integrierten χ^2 -Verteilungen (pdf's) gezeigt. Das 95% Konfidenzlevel ist in den entsprechenden Farben als Gerade dargestellt. Es ist erkennbar, dass das Erreichen des Konfidenzlevels im Falle von 7 betrachteten Druckschritten bei einem kleineren Wert stattfindet als im Falle von 3 betrachteten Druckschritten.

bzw. deren Steigung wird negativer, so dass das 95% Konfidenzlevel für kleinere Werte von $(g_{10})^4$ erreicht wird (siehe Abb. 6.9, rechts). Mit dieser Methode ergibt sich im Vergleich zu Methode I kein Verlust, sondern ein Gewinn an Sensitivität bezüglich der Kopplungskonstante g_{10} . Werden die Likelihoodfunktionen multipliziert, stammt der Hauptbeitrag vom betrachteten Druckschritt und die Beiträge der Nachbarn werden umso kleiner, je weiter der Nachbarschritt entfernt ist.

Interpretation der Ergebnisse für Methode II

Die Simulationen bestätigen eine erhöhte Sensitivität unter Anwendung der Methode II. Die Ergebnisse für $(g_{10})^4$ und g_{10} sind in Abb. 6.10 zusammen gefasst. Der Einfluss von 3,5,7,9 und 15 benachbarten Druckschritten wurde in der gleichen Weise und unter gleichen Voraussetzungen simuliert, wie in Methode I beschrieben, d.h. die χ^2 -Kurven wurden über $(g_{10})^4$ integriert bis zum 95% Konfidenzlevel. Aufgrund der sehr geringen Statistik der einzelnen Druckschritte (hauptsächlich Null Ereignisse während einer solaren Beobachtung) ergibt sich keine Gaussverteilung für g_{10} , wie im Falle der Methode I. Die Maxima der Verteilungen sind in Tab. 6.1 aufgelistet. Deutlich erkennbar ist, dass die Verteilungen für g_{10} bzw. $(g_{10})^4$ bei zunehmender Anzahl der Nachbarschritte, im Gegensatz zu Methode I, keinen Fluktuationen oder Verschiebungen zu höheren Werten hin unterliegen. Die Werte der Maxima liegen bei $(g_{10})^4 \sim 38 \times 10^{-40}$ und für $g_{10} \sim 2.5 \times 10^{-10}$. Die Verteilungen zeigen ein weiteres lokales Maximum, das damit erklärt werden kann, dass ein Ereignis während einer solaren Beobachtung detektiert (bzw. simuliert) wurde. Der Hauptbeitrag stammt jedoch von Null detektierten (simulierten) Ereignissen in der Axionsignalfäche.

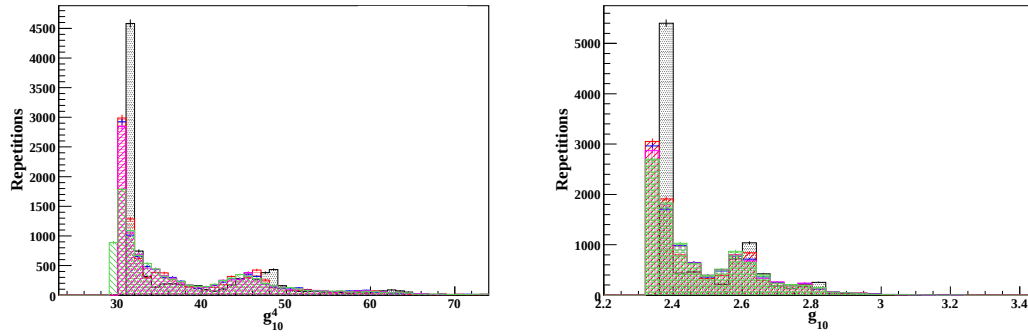


Abbildung 6.10: Links sind die simulierten Verteilungen für den Estimator $(g_{10})^4$ unter Verwendung der Methode II dargestellt. Es wurde der Einfluss von 3 (schwarz), 5 (rot), 7 (blau), 9 (lila) und 15 (grün) benachbarten Druckschritten untersucht. Die einzelnen Verteilungen zeigen keinen signifikanten Unterschied, jedoch eine leichte Verschiebung zu kleineren Werten für den Estimator $(g_{10})^4$ mit zunehmender Anzahl betrachteter Druckschritte. Das Minimum liegt bei der Verteilung für 15 benachbarte Druckschritte. Rechts sind die zugehörigen Verteilungen für die Kopplungskonstante g_{10} dargestellt.

Des Weiteren ist erkennbar, dass die Sensitivität mit zunehmender Anzahl an Nachbarschritten zunimmt, also der Wert der Kopplungskonstante kleiner wird. Somit kann ein größerer Bereich in der $g_{a\gamma\gamma}-m_a$ Ebene ausgeschlossen werden. Im Folgenden wird in der Datenanalyse die Methode II zur Bestimmung der oberen Grenze an $g_{10}(m_a)$ angewandt.

6.3.2 Anzahl benachbarter Druckschritte

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Anzahl der benachbarten Druckschritte, die in die Berechnung unter Anwendung der Methode II, eingehen, untersucht. Dazu wurde das Maximum der Likelihoodfunktion, bzw. das Minimum der ersten Ableitung der

Tabelle 6.1: Ergebnisse für g_{10} und $(g_{10})^4$ Methode II

Drucknachbarn	Mittelwert g_{10}	Mittelwert $(g_{10})^4$
3	2.482 ± 0.141	38.75 ± 9.72
5	2.473 ± 0.141	38.20 ± 9.60
7	2.475 ± 0.144	38.32 ± 9.84
9	2.475 ± 0.145	38.30 ± 9.85
15	2.476 ± 0.145	38.41 ± 9.88

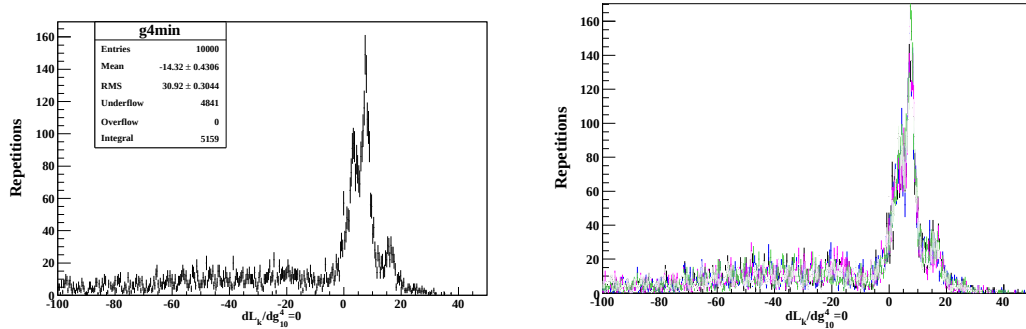


Abbildung 6.11: Links ist die Simulation für 33 benachbarte Druckschritte gezeigt. Es wurde die Gleichung $dL_k/dg_{10}^4 = 0$ gelöst, wobei L_k über die Glg. 6.25 gegeben ist. Aufgetragen sind die Werte für $(g_{10})^4$. Rechts sind die Verteilungen aller Simulationen für Nachbardschrittzahlen von 3, 5, 9, 11, 13, 15 sowie 33 benachbarte Druckschritte gezeigt. Diese Verteilungen zeigen keinen signifikanten Unterschied untereinander.

Likelihoodfunktion bezüglich $(g_{10})^4$ bestimmt; d.h. $dL_k/dg_{10}^4 = 0$, wobei L_k über die Glg. 6.25 gegeben ist. In den Abb. 6.11 sind die zugehörigen Verteilungen dargestellt. Die Mittelwerte der Verteilungen sind Tab. 6.2 zusammengefasst.

Ergebnis

Aus den Simulationen kann geschlussfolgert werden, dass für > 4 benachbarte Schritte ein Minimum bei 14 Nachbarschritten liegt; in Tab. 6.2 entspricht das den Werten für 15 Schritte (also die 7 nächst kleineren und die 7 nächst größeren, sowie der betrachtete Druckschritt). Jedoch sind die Unterschiede zu den anderen Mittelwerten gering; auch die Verteilungen weisen keine signifikanten Unterschiede auf (siehe Abb. 6.11, rechts). Die Abweichungen der Mittelwerte bei Nachbarschritten < 4 kann damit erklärt werden, dass die Statistik sehr gering ist, d.h. die Anzahl erwarteter Ereignisse in der Signalfäche, die detektiert werden können, liegt bei ≈ 1 . Es kann keine eindeutige Aussage anhand dieser Werte gemacht werden.

6.3.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Simulationen haben gezeigt, dass die Multiplikation der Likelihoodfunktionen benachbarter Druckschritte zu einer erhöhten Sensitivität führt. Die folgende Analyse der Daten des Röntgenteleskops (Phase II) bezüglich der Kopplungskonstante wird daher unter Verwendung dieser Methode durchgeführt. Des Weiteren haben die Simulationen gezeigt, dass die Sensitivität unter Betrachtung von 14 benachbarten Druckschritten am größten ist.

6.3.4 Berechnung der oberen Grenze für alle Axionmassen

Unter Verwendung der Methode II wird in diesem Abschnitt die obere Grenze für $g_{a\gamma\gamma}(m_a)$ der mit dem Röntgenteleskop in Phase II genommenen Daten, berechnet.

Tabelle 6.2: Ergebnisse für $dL_k/d(g_{10})^4 = 0$, wobei der Mittelwert $\langle (g_{10})^4 \times 10^{-40} \rangle_{\min}$ im Falle der Methode II angegeben ist.

Drucknachbarn	$\langle (g_{10}^4)_{\min} \rangle$
3	0.62 ± 15.58
5	-11.59 ± 28.55
9	-13.55 ± 30.57
11	-13.44 ± 30.05
13	-13.97 ± 30.16
15	-13.19 ± 30.39
33	-14.32 ± 30.92

Das für die folgenden Berechnungen zugrunde gelegte Hintergrundspektrum entspricht dem Hintergrundspektrum in der Axionsignalfäche. Für jeden berechneten Druckschritt wurde das Spektrum entsprechend der Messzeit des Druckschrittes normiert. So kann gewährleistet werden, dass systematische Fehlerquellen reduziert werden. In Abb. 6.13 sind die oberen Grenzen für $g_{a\gamma\gamma} \times 10^{-40} \text{ GeV}^{-4}$ (links), sowie für $g_{a\gamma\gamma} \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (rechts) in Abhängigkeit von der Axionmasse m_a dargestellt. Lokale Extrema der Konturlinie entstehen z.B. durch eine längere Messzeit während eines Druckschrittes (Minima), dadurch, dass während eines Druckschrittes keine Daten genommen wurden (lokale Maxima 1. Ordnung), oder dadurch, dass > 1 Ereignisse (für 1.5 h) während 1 Druckschrittes nachgewiesen wurden (lokale Maxima 2. Ordnung). Insgesamt konnten während 13 verschiedener Druckschritte keine Daten mit dem Teleskop genommen werden. Zur Maximierung der Sensitivität in diesen nicht gemessenen Druckschritten, ist die Berechnung des Einflusses aller Druckschritte von Vorteil. Das heißt, dass zur Berechnung der dargestellten oberen Grenze der Einfluss aller Druckschritte und nicht nur jeweils der von 14 Drucknachbarn betrachtet wurde (siehe Simulationen). So kann eine höhere Sensitivität der Kopplungskonstante in diesen Axionruhemassen erzielt werden. Der Unterschied des Mittelwertes aller Werte der Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}$ im Falle, dass alle Drucknachbarn betrachtet werden zu dem Fall, dass jeweils nur die nächsten 14 Nachbarn betrachtet werden, liegt bei $3 \times 10^{-3} \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$, kann also vernachlässigt werden (siehe Tab. C.2). Jedoch liegt der Unterschied in $g_{a\gamma\gamma}$ für Massen, bei denen keine Daten vorliegen bei ~ 0.1 , d.h. dass der Wert der Kopplungskonstante unter Betrachtung aller Druckschritte um 0.1 kleiner ist, als im Falle 14 betrachteter Drucknachbarn (siehe Abb. 6.12). Dies begründet die Berechnung der Konturlinie unter Betrachtung des Einflusses aller Druckschritte auf die jeweils zu berechnende Axionmasse bzw. den zu berechnenden Druckschritt. Des Weiteren wurde der Einfluss der Anzahl benachbarter Druckschritte, die in die Berechnung des Wertes der Kopplungskonstante eingehen, genauer untersucht, um die Ergebnisse der Simulationen zu überprüfen. Dazu wurden die

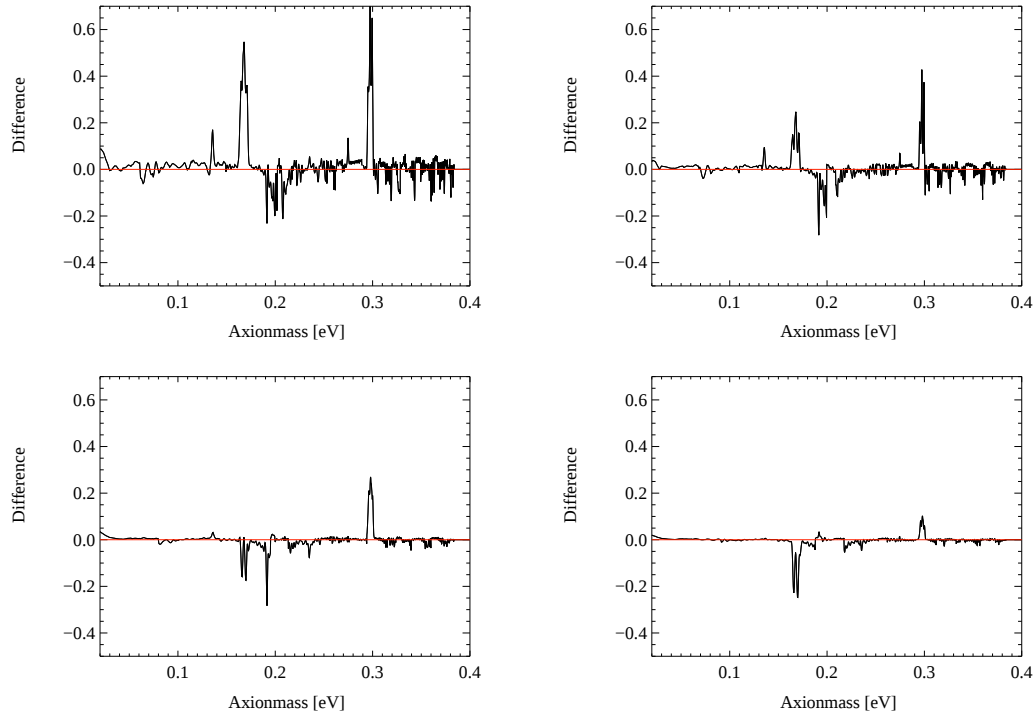


Abbildung 6.12: Differenzen in den Konturlinien für $g_{a\gamma\gamma}(m_a)$ im Axionmassenbereich 0.02-0.39 eV. Oben links ist die Differenz zwischen den Konturlinien dargestellt, die unter Betrachtung von 5 benachbarten Druckschritten und der Konturlinie unter Betrachtung des Einflusses durch alle gemessenen Druckschritte auf die jeweils zu berechnende Axionmasse, gezeigt. Oben rechts handelt es sich um die Differenz zwischen 7 und allen Druckschritten; unten links zwischen 11 und allen, sowie unten rechts zwischen 15 und allen Druckschritten.

oberen Schranken aller Axionmassen für 5, 7, 11 und 15 benachbarte Druckschritte, die in die Berechnung einer einzelnen Axionmasse eingehen, berechnet. Die Differenzen bezüglich der Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}(m_a)$ sind in Abb. 6.12 dargestellt. Es wurde jeweils die gesamte Konturlinie für alle 1500 Druckschritte, entsprechend 1500 verschiedener Axionmassen berechnet. Die Differenz wurde bezüglich des Wertes berechnet, der sich unter Einbezug aller benachbarten Druckschritte ergibt, d.h. zum Beispiel: $(g_{a\gamma\gamma})_{5 \text{ Schritte}} - (g_{a\gamma\gamma})_{\text{alle Schritte}}$. Die Mittelwerte der Differenzen, sowie die Mittelwerte für $g_{a\gamma\gamma}$ (alle Axionmassen) sind in Tab. C.2 aufgelistet. Der mittlere Wert der Kopplungskonstante der Simulationen unter Betrachtung von 14 Nachbardruckschritten ergab $g_{a\gamma\gamma} = (2.475 \pm 0.145) \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ für $m_a = 0.183 \text{ eV}$; im Falle der Datenanalyse ergibt sich für diese Masse, sowie 14 Nachbardruckschritte ein Wert von $g_{a\gamma\gamma} = (2.394) \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$. Die Vorhersage durch die Simulationen stimmt innerhalb der statistischen Abweichungen mit dem Wert der Datenanalyse überein.

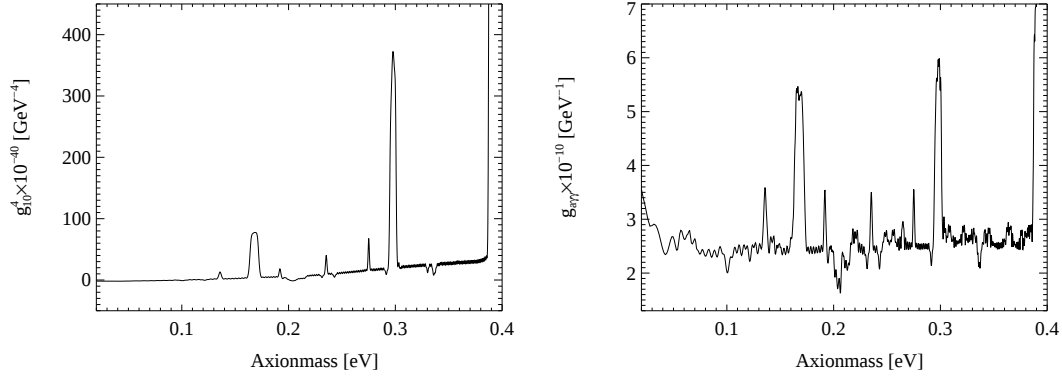


Abbildung 6.13: Links ist die berechnete Verteilung für $g_{a\gamma\gamma}^4 \times 10^{-40} \text{ GeV}^{-4}$ in Abhängigkeit der Axionmasse m_a für die Daten der Phase II dargestellt und rechts ist die zugehörige berechnete Verteilung für $g_{a\gamma\gamma} \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ gezeigt. In dieser Berechnung wurde der Einfluss aller benachbarten Druckschritte berücksichtigt. Die auftretenden Maxima entstehen dadurch, dass in diesem Massenbereich, bzw. für diesen Druckschritt (oder mehrere Druckschritte) aufgrund technischer Probleme keine Daten genommen werden konnten. Dadurch entsteht ein Verlust an Sensitivität in $g_{a\gamma\gamma}$. Die lokalen Minima der Konturlinie entstehen durch eine längere Messzeit während eines Druckschrittes (Details siehe Text).

6.4 Statistische Abweichungen

Anhand von Abb. 6.14 werden zwei Fälle der Likelihoodfunktionen diskutiert:

1. $n_k = 0$: Die $\chi^2 = -2\ln L_k$ -Funktion entspricht einem Polynom 1. Ordnung. Die 1σ -Abweichung wird in dieser Arbeit für diese Fälle über $\chi_{1\sigma}^2 = \chi^2(0) + 1$ berechnet, da der Bereich $g_{a\gamma\gamma}^4 > 0$ dem physikalischen Bereich der Kopplungskonstante entspricht (d.h. physikalisch gesprochen gibt es kein negatives Signal).
2. $n_k > 0$: Die $\chi^2 = -2\ln L_k$ -Funktion entspricht einem Polynom 11. Grades und die $\pm 1\sigma$ -Abweichung wird über $\chi_{1\sigma}^2 = \chi_{min}^2 + 1$, entsprechend zweier Schnittpunkten, berechnet [138].

Die Ergebnisse der gebinnten Maximum Likelihood Methode zeigen, dass die untersuchten Daten mit der Annahme kompatibel sind, dass kein Axionsignal in Phase II mit dem Röntgenteleskop nachgewiesen werden konnte. Im Folgenden werden jeweils 3 Werte der Mittelwerte der 'Best Fit' Werte der Likelihoodfunktionen angegeben: I) $n_k > 0$, II) $n_k = 0$ III) $n_k \geq 0$. Der mittlere Wert des 'Best Fits' aller Likelihoodfunktionen $(g_{a\gamma\gamma}^4)_{\text{bestfit}}$ lautet:

$$+10.037 \pm 10.268 \text{ (I)}, +0.0349 \pm 0.440 \text{ (II)}, +2.481 \pm 6.661 \text{ (III)} \times 10^{-40} \text{ GeV}^{-4}, \quad (6.26)$$

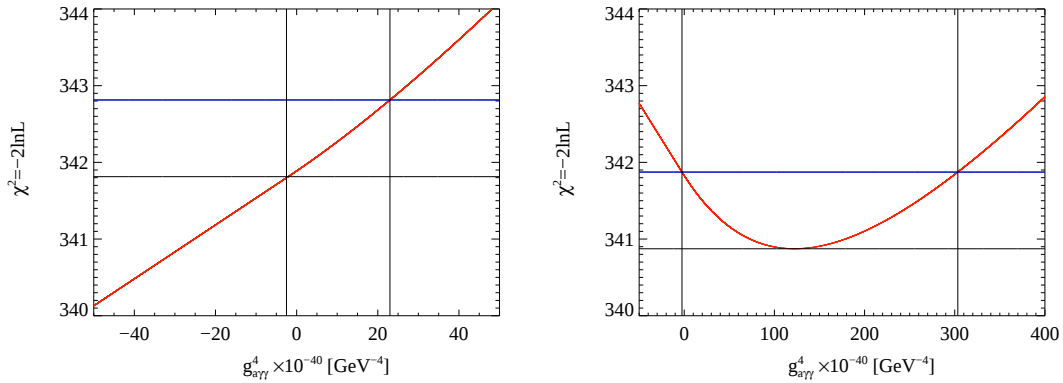


Abbildung 6.14: Beispiele zur Berechnung von $\chi^2_{\pm 1\sigma}$ (statistische Abweichungen). Im Falle einer linearen χ^2 -Funktion, d.h. $n_k = 0$ (siehe links) wird lediglich die positive 1σ -Abweichung angegeben, wobei $\Delta g_{a\gamma\gamma}^4 = (\chi^2(g_{a\gamma\gamma} = 0.0) + 1) - (\chi^2(g_{a\gamma\gamma} = 0.0))$ gilt. Im Falle $n_k > 0$ werden die negativen und positiven 1σ Abweichungen berechnet (siehe rechte Darstellung).

die $+1\sigma$ Abweichungen ergeben folgende Werte:

$$+23.535 \pm 53.345 \text{ (I)}, +16.693 \pm 42.590 \text{ (II)}, +18.367 \pm 45.530 \text{ (III)} \times 10^{-40} \text{ GeV}^{-4}, \quad (6.27)$$

und die -1σ Abweichungen lauten:

$$-2.911 \pm 58.406 \text{ (I)}, +0.00 \pm 0.000 \text{ (II)}, -0.712 \pm 28.878 \text{ (III)} \times 10^{-40} \text{ GeV}^{-4}. \quad (6.28)$$

6.5 Systematische Abweichungen

In diesem Abschnitt werden die systematischen Abweichungen bezüglich der Kopplungskonstante untersucht. Dazu werden verschiedene Hintergrunddefinitionen herangezogen, sowie Abweichungen des Wertes für die Magnetfeldstärke und dessen Länge. Des Weiteren wird untersucht, welche systematischen Abweichungen sich für Ungenauigkeiten der NIST Daten für den Absorptionskoeffizienten für ^4He ergeben und welche Auswirkungen die Ungenauigkeit in der Ausrichtung des Magneten auf die Sonne haben. Ebenso werden die Unsicherheiten der PANTER Messdaten für das Fenster analysiert.

6.5.1 Definition des Hintergrundspektrums

Das Hintergrundspektrum, das bisher für die Analyse verwendet wurde, entsprach dem zeitnormierten Spektrum der Hintergrundereignisse, die während Hintergrund-

Tabelle 6.3: Hintergrundselektion: Systematische Abweichungen in $g_{a\gamma\gamma}$

Typ	$(g_{\text{bestfit}})^4 \pm 1\sigma$ $\times 10^{-40} \text{ GeV}^{-4}$	$\Delta(g_{\text{bestfit}})^4$	$g_{a\gamma\gamma}$ $\times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$	$\Delta g_{a\gamma\gamma}$
Methode I	$(2.481 \pm 6.661)^{+18.367}_{-0.712}$	0.000	2.406 ± 1.025	0.000
Methode II	$(2.529 \pm 7.510)^{+17.987}_{-0.459}$	-0.048	2.679 ± 0.633	-0.273
Methode III	$(2.037 \pm 4.973)^{+17.086}_{-1.840}$	+0.444	2.685 ± 0.638	-0.279
Methode IV	$(202.365 \pm 154.197)^{+1.567}_{-13.000}$	-199.884	3.024 ± 0.685	-0.618

messungen in der Axionsignalfläche detektiert wurden. Es können weitere Definitionen des Hintergrundspektrums heran gezogen werden, die im Folgenden aufgelistet sind:

- Methode I: Hintergrundereignisse in der Signalfläche (gesamte Messzeit), normiert auf die jeweilige Zeit eines Druckschrittes
- Methode II: Hintergrundereignisse auf dem gesamten Chip (gesamte Messzeit), normiert auf die Fläche der Signalfläche und die jeweilige Zeit eines Druckschrittes
- Methode III: Ereignisse während einer solaren Beobachtung außerhalb der Signalfläche, normiert auf die Fläche der Signalfläche
- Methode IV: Ereignisse der solaren Beobachtungen (gesamte Messzeit) außerhalb der Signalfläche, normiert auf die Fläche der Signalfläche und die jeweilige Zeit eines Druckschrittes

In Abb. C.1 und C.2 sind die Differenzen in der Konturlinie bezüglich der Definition des Hintergrundes gezeigt: (Methode I-Methode II), (Methode I-Methode III) und (Methode I-Methode IV). Der größte Unterschied ergibt sich durch Anwendung der Methode IV. Der Hintergrund, der während eines Druckschrittes außerhalb der Axionsignalfläche gemessen wurde, unterliegt großen Fluktuationen; es handelt sich um eine Poissonverteilung mit einem mittleren Erwartungswert von ~ 8 Ereignissen. Eine Zusammenfassung der Differenzwerte der verschiedenen Hintergrunddefinitionen bezüglich der Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}$ ist in Tab. 6.3 gegeben.

6.5.2 Andere systematische Fehlerquellen

Zur Untersuchung weiterer systematischer Fehler der Werte für die Kopplungskonstante wurden folgende Annahmen gemacht:

Tabelle 6.4: Systematische Abweichungen in $g_{a\gamma\gamma}$

Typ	$(g_{\text{bestfit}})^4 \pm 1\sigma$ $\times 10^{-40} \text{ GeV}^{-4}$	$\Delta(g_{\text{bestfit}})^4$	$g_{a\gamma\gamma}$ $\times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$	$\Delta g_{a\gamma\gamma}$
Referenz	$(2.481 \pm 6.661)^{+18.367}_{-0.712}$	0.000	2.406 ± 1.025	0.000
$B = 8.805 + 0.037 \text{ T}$	$(2.463 \pm 6.783)^{+17.907}_{-0.595}$	0.018	2.401 ± 1.023	+0.005
$B = 8.805 - 0.037 \text{ T}$	$(2.520 \pm 6.916)^{+18.240}_{-0.656}$	-0.039	2.412 ± 1.028	-0.006
$L = 9.26 + 0.05 \text{ m}$	$(2.508 \pm 6.876)^{+18.022}_{-1.469}$	-0.027	2.404 ± 1.025	+0.002
$L = 9.26 - 0.05 \text{ m}$	$(2.549 \pm 6.929)^{+18.520}_{-0.745}$	-0.068	2.409 ± 1.026	-0.003
NIST Daten für $\Gamma_{^4\text{He}} + 5\%$	$(2.562 \pm 6.865)^{+18.175}_{-0.747}$	-0.081	2.409 ± 1.026	-0.003
NIST Daten für $\Gamma_{^4\text{He}} - 5\%$	$(2.509 \pm 6.843)^{+18.058}_{-0.642}$	-0.028	2.404 ± 1.025	+0.002
Magnetausrichtung $+0.01^\circ$	$(42.158 \pm 186.938)^{+17.753}_{-1.933}$	-39.677	2.379 ± 1.014	+0.027
Magnetausrichtung -0.01°	$(2.791 \pm 7.616)^{+20.130}_{-1.021}$	-0.310	2.470 ± 1.053	-0.064
PANTER Fenster $+0.21\%$	$(2.497 \pm 6.794)^{+17.946}_{-0.655}$	-0.016	2.401 ± 1.023	+0.005
PANTER Fenster -0.21%	$(2.543 \pm 6.914)^{+18.284}_{-0.786}$	-0.062	2.412 ± 1.028	-0.006
Energie 1-10 keV	$(2.420 \pm 5.095)^{+16.361}_{-2.696}$	+0.061	2.365 ± 0.996	+0.036

- Abweichung von $\pm 5\%$ in den Daten der NIST Datenbank im Falle des Absorptionskoeffizienten des ^4He -Gases
- Genauigkeit, mit der der Magnet der Sonne nachgeführt werden kann (0.01°) (siehe Kapitel 2)
- Ungenauigkeit in den PANTER Messdaten bezüglich des Fensters, (siehe Kapitel 2)
- Ungenauigkeit im Wert, der für das Magnetfeld angenommen wird: $B = 8.805 \pm 0.037 \text{ T}$
- Ungenauigkeit in der Länge der Magnetröhre von $L = 9.26 \pm 0.05 \text{ m}$

Abb. C.3 und C.4 zeigen die einzelnen Differenzen und in Tab. 6.4 sind die mittleren Abweichungen in $(g_{\text{bestfit}})^4 \pm 1\sigma$ und $g_{a\gamma\gamma} \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ zusammen gefasst. Den größten Einfluss hat die Abweichung in der Ausrichtung des Magneten auf das Zentrum der Sonne. Zusammenfassend ergibt sich damit folgender systematischer Fehler:

$$\Delta(g_{a\gamma\gamma}^4)_{\text{bestfit}} = 203.785 \times 10^{-40} \text{ GeV}^{-4}. \quad (6.29)$$

$$(g_{a\gamma\gamma}^4)_{\text{bestfit}} = ((2.481)^{+18.367}_{-0.712}(\text{stat}) \pm 203.785(\text{syst})) \times 10^{-40} \text{ GeV}^{-4}, \quad (6.30)$$

und für die Kopplungskonstante folgt:

$$g_{a\gamma\gamma} = ((2.406)^{+18.367}_{-0.712}(\text{stat}) \pm 203.785(\text{syst})) \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}. \quad (6.31)$$

6.5.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine obere Schranke für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma} \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ in Abhängigkeit von der Axionruhemasse bestimmt. Dazu wurden Simulationen vorgestellt, die gezeigt haben, dass der Einfluss des Signals benachbarter Druckschritte auf den jeweils betrachteten Druckschritt die Sensitivität erhöht.

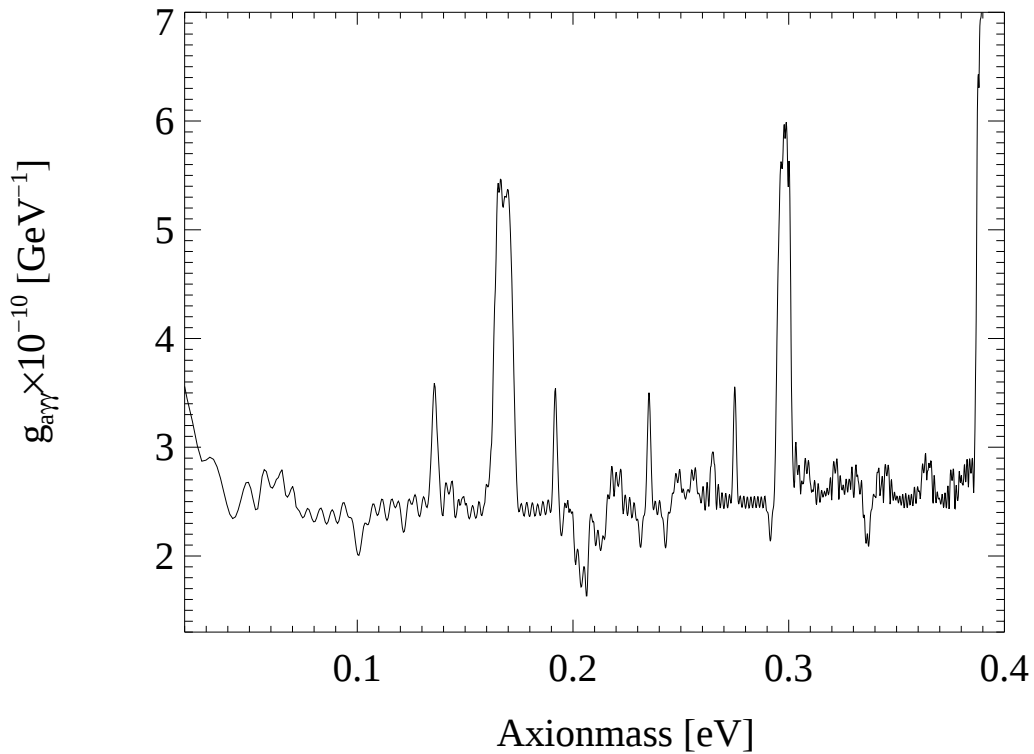


Abbildung 6.15: Obere Grenze an die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma} \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ in Abhängigkeit der Axionruhemasse m_a in einem Bereich von 0.02-0.4 eV für die Daten, die mit dem Röntgenteleskop in Phase II genommen wurden. Die Magnetröhren wurden in Phase II schrittweise mit ^4He gefüllt in einem Bereich von 0.08-13.42 mbar. In dieser Arbeit konnte eine mittlere obere Schranke für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}$ von $1.6\text{-}6.0 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ im genannten Axionmassenbereich berechnet werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorgelegten Arbeit wurde das CERN Axion Solar Telescope (CAST) Experiment, das nach solaren Axionen sucht, detailliert beschrieben. Axionen können im Inneren von Sternen erzeugt werden und innerhalb eines transversalen Magnetfeldes auf der Erde in Röntgenphotonen der Energie 0.3-10 keV konvertieren. Es wurden theoretische Grundlagen, die experimentelle Realisierung eines Helioskops in CAST, sowie die Datenanalyse des sensitivsten Detektorsystems des CAST Experiments, dem Röntgenteleskop, erläutert.

Das Röntgenteleskop besteht aus einer Spiegeloptik vom Typ Wolter I, in dessen Fokalebene sich ein hochempfindlicher pn-CCD Detektor mit einer Quanteneffizienz von $> 95\%$ befindet. Dieses fokussierende System erlaubt eine Reduzierung des Signal zu Rausch Verhältnisses von ~ 150 (unter Betrachtung der Flächenverhältnisse $A_{\text{Magnetquerschnitt}}/A_{\text{Brennpunkt}}$) und weist für CAST ein sehr großes Entdeckungspotential auf. In der CAST Phase II wurden zur Erhöhung der Sensitivität in Bezug auf Axionmassen $m_a > 0.02 \text{ eV}$ die Magnetröhren des LHC Dipoltestmagneten schrittweise mit ^4He eines Druckes von 0.08-13.42 mbar gefüllt. So gelang es CAST erstmals, den durch theoretische Überlegungen favorisierten Axionmassenbereich ($0.02 \text{ eV} < m_a < 0.4 \text{ eV}$), auf ein Axionsignal hin zu untersuchen. Der Unterschied zu CAST Phase I, bei der die Magnetröhren evakuiert waren, besteht darin, dass das Entdeckungspotential für jeden einzelnen Druckschritt neu gegeben ist, da jedes Druckintervall einer spezifischen Axionmasse entspricht. Das Röntgenteleskop eignet sich hervorragend für eine solche Anwendung, da durch das sehr gute Signal zu Rausch Verhältnis gewährleistet werden kann, dass ein Signal eindeutig vom Hintergrund unterschieden wird. Es bedarf keiner Langzeitmessung, um ein Signal nachweisen zu können (es werden ~ 0.24 Ereignisse während 1.5 h erwartet). Das Ziel dieser Arbeit war es, eine obere Schranke für die Kopplungsstärke der Axionen an Photonen im Axionmassenbereich $0.02 \text{ eV} < m_a < 0.4 \text{ eV}$ zu berechnen.

Die Daten des Röntgenteleskops der CAST Phase II, die im Zeitraum von November 2005 bis Dezember 2006 genommen wurden, wurden diesbezüglich detailliert analysiert.

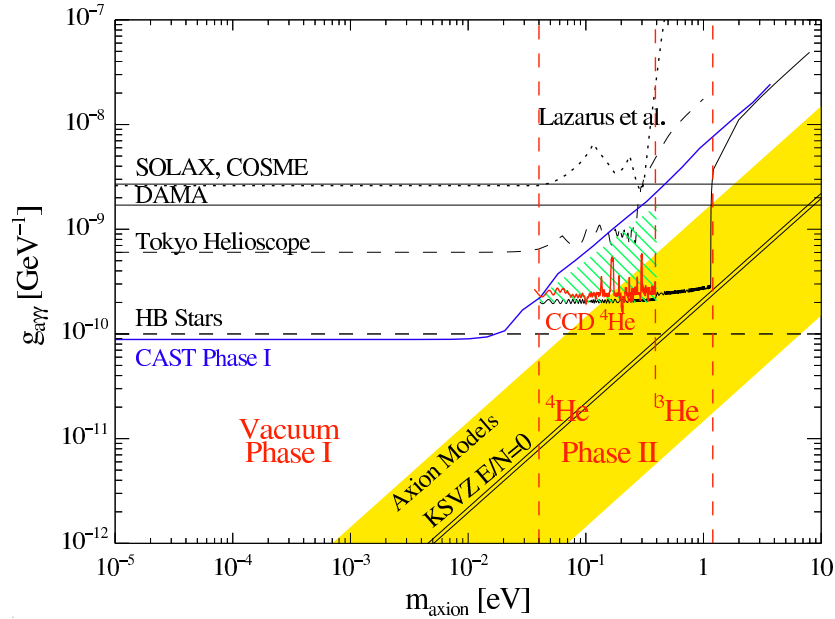


Abbildung 7.1: Vergleich der Ergebnisse verschiedener Experimente bezüglich der oberen Schranken an die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma} \text{ GeV}^{-1}$. Das weltweit sensitivste Helioskop ist das CAST Experiment, das in Phase II zum ersten Mal in den durch theoretische Modelle favorisierten Axionmassenbereich vordringen konnte. Das sensitivste Detektorsystem des CAST Experiments ist das Röntgenteleskop, das daher den Wert der oberen Schranke dominiert.

Mit dem Röntgenteleskop konnte während ≈ 300 h bei 149 verschiedenen Druckschritten im Bereich von 0.08-13.42 mbar nach einem Signal gesucht werden. Die in dieser Arbeit vorgelegte und genau beschriebene Datenanalyse zeigt, dass ein Signal im gesamten gemessenen Axionmassenbereich ausgeschlossen werden kann. Jedoch konnte eine bisher nicht in dieser Größenordnung angegebene obere Schranke an die Kopplungskonstante $g_{a\gamma\gamma}(m_a)$ berechnet werden (siehe Abb. 7.1):

$$g_{a\gamma\gamma} < 1.6 - 6.0 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad \text{für } m_a = 0.02 - 0.4 \text{ eV}. \quad (7.1)$$

Des Weiteren wurden verschiedene Simulationen zur Ereignisverteilung, sowie zur Determination der Kopplungskonstante durchgeführt, die die hervorragende Performance des Teleskops bestätigen. Seit März 2008 wird mit dem CAST Experiment ein Axionmassenbereich von 0.4-1.05 eV untersucht. Dies stellt eine große technische Herausforderung dar, da ein spezielles Gassystem konstruiert werden muss. Der Sättigungsdruck von ^4He liegt bei ≈ 16 mbar, entsprechend $m_a = 0.42$ eV, weswegen ein anderes Gas, nämlich ^3He , verwendet wird. Um den gesamten Bereich bis hin zu 1.05 eV oder ~ 120 mbar absuchen zu können, werden täglich 3 verschiedene Druckschritte einer Schrittweite von je ~ 0.1 mbar gemessen; die Messzeit ist also im Vergleich zur ^4He Phase verringert. Dadurch wird ein mittlerer Wert für die Kopplungskonstante von $g_{a\gamma\gamma} < \sim 3.3 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (95% C.L.) im Falle des Röntgenteleskops

erwartet. Diese Messungen werden voraussichtlich im Jahre 2010 beendet werden. Eine eigentlich exotische Anwendung von CAST ist die Suche nach den so genannten niederenergetischen solaren Axionen. Diese entstehen hauptsächlich nicht im Inneren der heißen Sonne, sondern eher in äußeren Bereichen. Doch ist der erwartete Axionfluss sehr viel kleiner [139]. Solche Axionen (d.h. solare Axionen mit niedriger Energie und/oder relativ hoher Ruhemasse) bzw. deren Existenz, könnte zum Teil das solare Korona Problem erklären [15]. Die solare Korona entspricht dem Bereich, der die Sonne umgibt, Röntgenstrahlung emittiert und sich um $> 1 \times 10^6$ km ausgehend von der Oberfläche ausdehnt. Die solaren Magnetfelder weisen eine quadratische Abhängigkeit der Intensität der emittierten Röntgenstrahlung von der Stärke des Magnetfeldes auf [8]. Im Gegensatz zur Sonnenoberfläche ($T \sim 6 \times 10^3$ K) besitzt die Korona eine Temperatur von mehr als $1\text{-}2 \times 10^6$ K. Diese Temperatur erfordert einen permanent ablaufenden Heizmechanismus, denn sonst würde das solare Koronaplasma innerhalb ~ 1 h abkühlen. Es gibt bisher keine andere befriedigende Erklärung des Zustandekommens eines solchen solaren Korona-Heizmechanismus und die Daten von SOHO¹ und TRACE² haben gezeigt, dass auf der Sonnenoberfläche sehr viele kleine 'Flecken' (Magnetfelder) existieren, die die ganze Sonne bedecken. Deswegen ist die behauptete Annahme nicht-stationärer Emission von Röntgenstrahlung aus solchen magnetischen Bereichen immer noch interessant und aktuell [140, 141, 142]. Im Gegensatz zu den hellen großen Magnetschleifen, treten die kleinen Bereiche zufällig auf und verschwinden innerhalb weniger Stunden wieder. Eine Überlagerung zweier solcher Magnetfeldlinien kann theoretisch nicht stattfinden, so dass bei Annäherung eine Neuausrichtung der Feldlinien ('Reconnection') erwartet wird. So könnten auch Axionen aufgrund der sich ständig ändernden (transversalen) Magnetfelder, sowie der sich ändernden Plasmafrequenzen, erzeugt werden und/oder zurück in Photonen konvertieren [141]. Der bisher nicht verstandene Heizmechanismus der Korona könnte also zumindest zum Teil durch kontinuierliche Axion-Photon-Konversion in den solaren Magnetfeldern erklärt werden [8]. Allerdings liegt der Energiebereich der durch Axion-Photon Konversion erwarteten Photonen in diesem Falle bei ungefähr 0.4-4 keV und schließt 'konventionelle' Axionen quasi aus. Um niederenergetische solare Axionen nachzuweisen, kann der CAST Magnet auf die äußeren Bereiche der Sonne, aus dem die eigentlichen niederenergetischen Axionen erwartet werden, ausgerichtet werden. Dies wird zur Zeit optimiert und in der nächsten Messreihe (nach dem Jahr 2009) untersucht werden.

Der direkte Nachweis der Axionen, z.B. mit CAST, ist nicht nur eine experimentelle Herausforderung, sondern weist generell auch den Weg für eine neue Physik und insbesondere für eine neue Solarphysik. All das ist die Motivation hinter der andauernden Axionaktivität.

dem die eigentlichen niederenergetischen Axionen erwartet werden, ausgerichtet werden. Dies wird zur Zeit optimiert und in der nächsten Messreihe (nach dem Jahr

¹Solar and Heliospheric Observatory

²Transition Region And Coronal Explorer

2009) untersucht werden.

Der direkte Nachweis der Axionen, z.B. mit CAST, ist nicht nur eine experimentelle Herausforderung, sondern weist generell auch den Weg für eine neue Physik und insbesondere für eine neue Solarphysik. All das ist die Motivation hinter der andauernden Axionaktivität.

Anhang A

CAST und das Röntgenteleskop

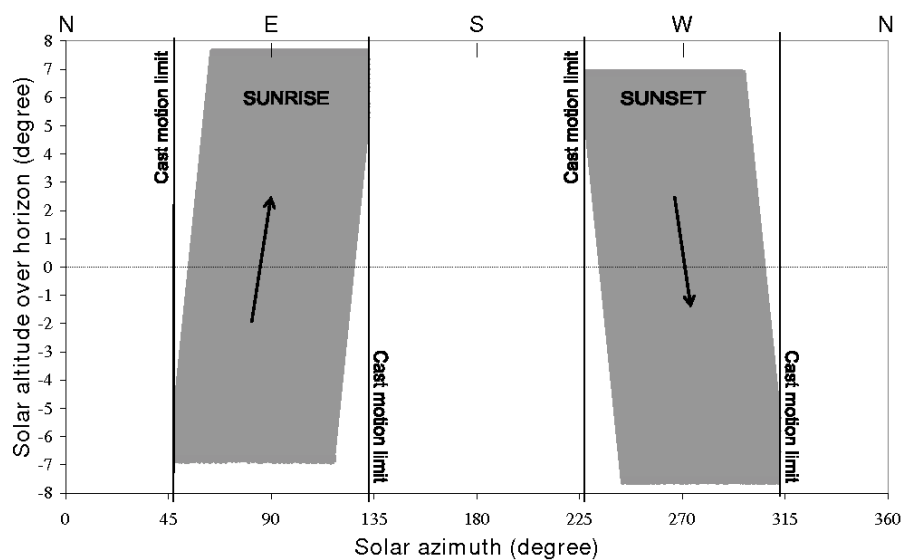


Abbildung A.1: Azimutale und vertikale Bewegung des CAST Magneten während des Sonnenaufgangs und Sonnenuntergangs innerhalb eines Jahreszyklus [107].

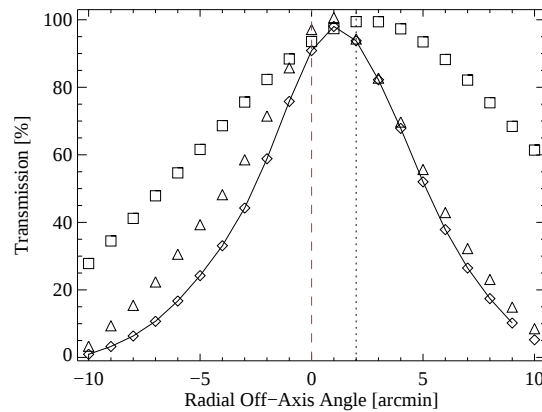


Abbildung A.2: Effektive Fläche der Spiegeloptik unter Einbezug des GRID Offsets, wodurch der Verlust aufgrund der gekippten optischen Achse des Teleskops relativ zur theoretischen Achse des Magneten, teilweise kompensiert wird (Details siehe Text).

Tabelle A.1: Zusammenfassung der systematischen Fehlerquellen, die bei der Ausrichtung des Magneten auf das Zentrum der Sonne auftreten und in der Analyse berücksichtigt werden

Quelle	Syst. Fehler	Max. syst. Fehler
Astronomische Berechnungen	0.002°	0.006°
Grid Messungen (Genauigkeit ± 0.2 mm)	0.001°	
CERN Koordinaten	$\sim 0.001^\circ$	
Interpolation der Grid Messungen	0.002°	$< 0.01^\circ$
Winkelkodierer-Position (horizontal)	$\sim 0.0014^\circ$	
Winkelkodierer-Position (vertikal)	$\sim 0.0003^\circ$	
Linearität der Motorenbewegung	$< 0.002^\circ$	
Zeit	$\sim 0.0^\circ$	
Gesamt	$< 0.01^\circ$	

Tabelle A.2: Position in x und y des Röntgenfingers entsprechend den Geometer Messungen in Korrelation mit den Verteilungen der Röntgenphotonen auf dem CCD Chip. Die Abweichungen des Kreismittelpunktes der Röntgenphotonen-Verteilung auf dem CCD Chip wurden in Fingerpositionen umgerechnet und mit den gemessenen Abweichungen der Fingerposition verglichen.

Periode	Abweichung in Y Röntgenfinger	Abweichung in Y Signalverteilung	Abweichung in X Röntgenfinger	Abweichung in X Signalverteilung
Jan-Okt 2006	0.0 ± 0.2 mm	0.32 ± 0.48 mm	0.0 ± 0.2 mm	0.20 ± 0.33 mm
Dezember 2006	$+0.9 \pm 0.2$ mm	$+1.05 \pm 0.18$ mm	$+0.4 \pm 0.2$ mm	$+0.09 \pm 0.07$ mm
September 2007	$+0.2 \pm 0.2$ mm	$+0.35 \pm 0.44$ mm	-0.2 ± 0.2 mm	-0.30 ± 0.16 mm

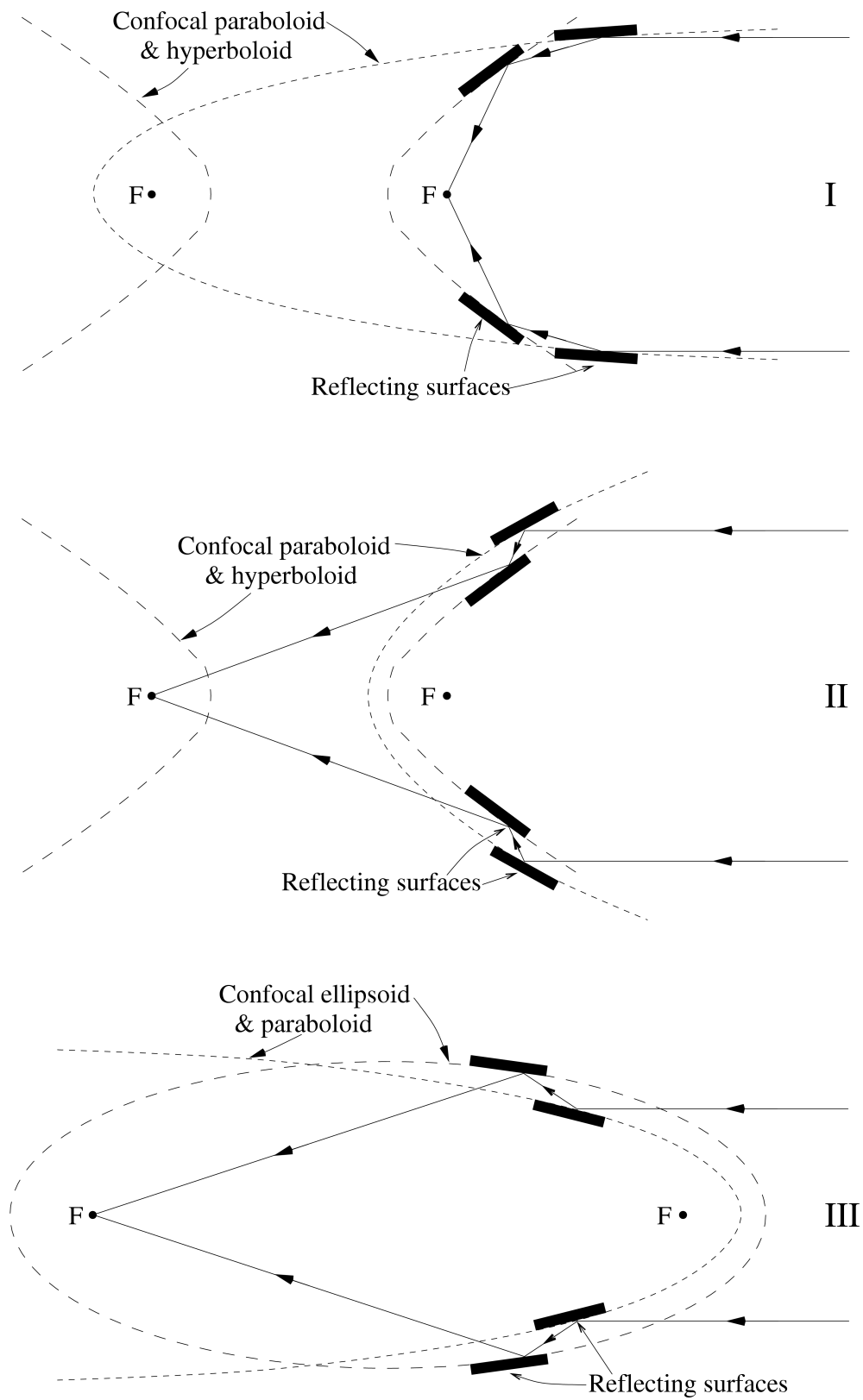


Abbildung A.3: Strahlengang der Wolter Optiken vom Typ I, II und III. Die ABRIXAS Spiegeloptik entspricht einer Wolter Optik vom Typ I.

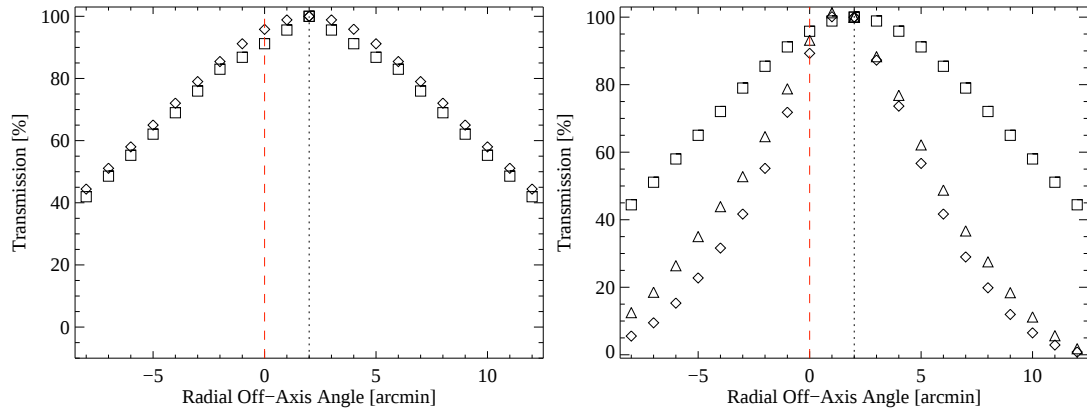


Abbildung A.4: Verlust an Effizienz durch Vignettierung bei einer Photonenenergie von 1.5 keV. Die Vierecke zeigen den Effekt der Vignettierung durch die Geometrie der Magnetronröhre unter der Annahme einer ausgedehnten Axionquelle. Dreiecke zeigen Effekte aufgrund der Vignettierung durch die Geometrie der Spiegeloptik. Der aus beiden Effekten kombinierte Verlust aufgrund von Vignettierung ist in Form von Rauten dargestellt. Des Weiteren ist der Verlust an effektiver Sammelfläche gezeigt, für den Fall, dass die Spiegeloptik um $2''$ relativ zur optischen Achse gekippt ist (schwarze Linie). Aufgrund des Kippens ergibt sich ein Verlust von $\approx 10\%$ [12].

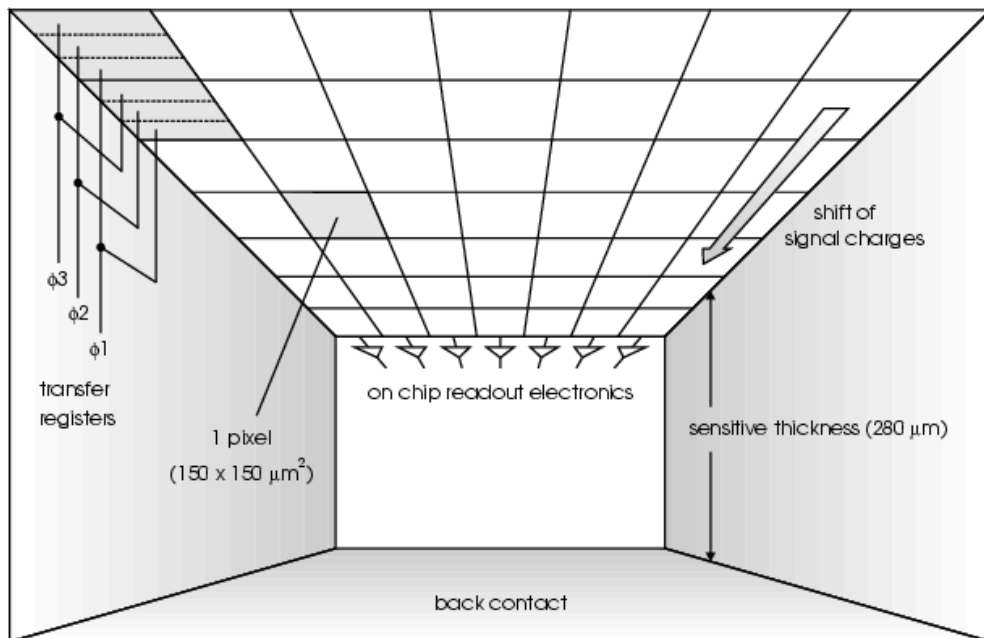


Abbildung A.5: Dargestellt ist der schematische Aufbau und die Funktionsweise des pn-CCD Detektors [120].

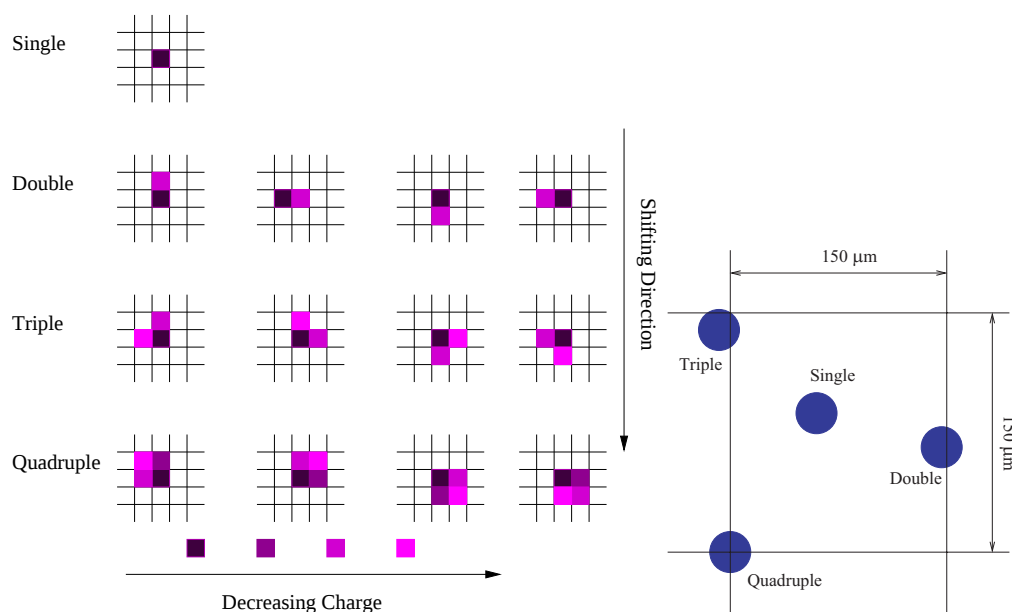


Abbildung A.6: Gezeigt sind die verschiedenen Geometriemuster unter denen Split-Ereignisse auftreten können. Insgesamt gibt es vier Geometrien, die von einer Photonenwechselwirkung stammen. Diese Geometriemuster können in weitere 13 Kategorien eingeteilt werden.

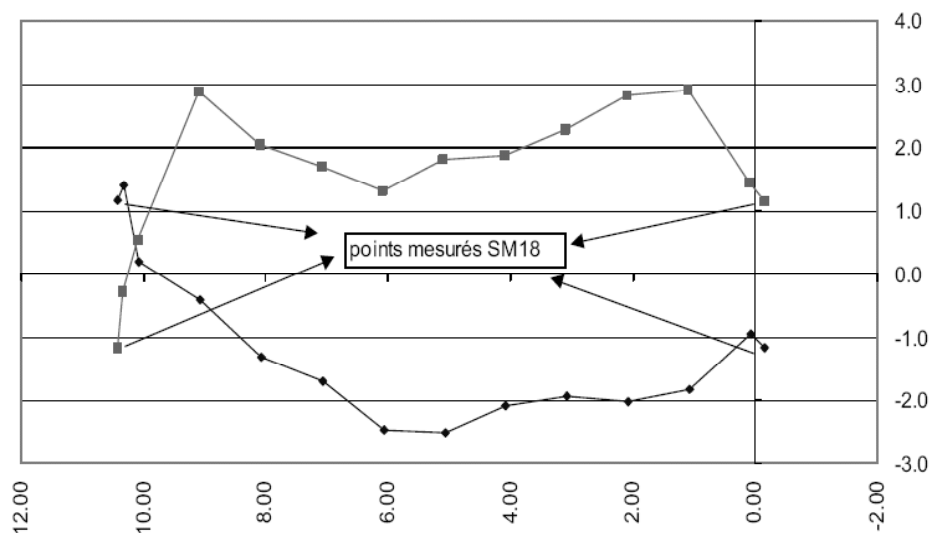


Abbildung A.7: Gezeigt ist das Profil der beiden Magnetröhren in Abhängigkeit von der Länge des Magneten. Die Röhren sind leicht gebogen.

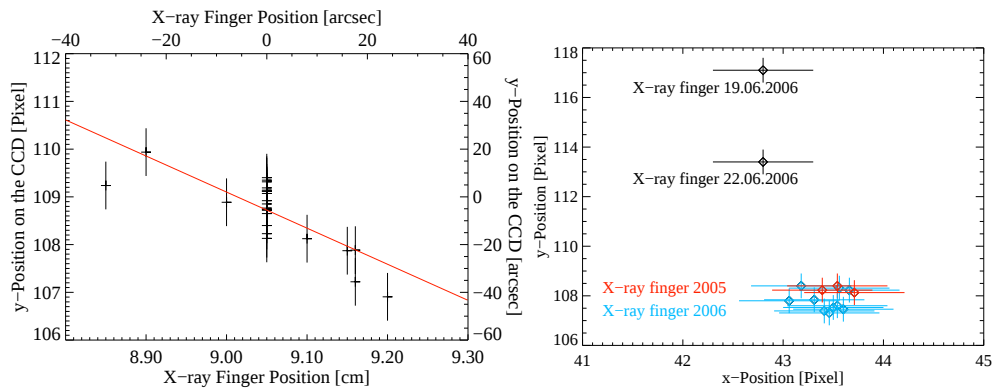


Abbildung A.8: Links: Position des Mittelpunkts der Photonenverteilung auf dem CCD Chip in Abhängigkeit der Röntgenfingerposition. Rechts: Vergleich der Röntgenfingermessungen der Jahre 2005 und 2006. Erkennbar sind die Abweichungen in y -Richtung der Messungen im Juni 2006 (Erklärung siehe Text).

Tabelle A.3: Zusammenfassung der Bedingungen, unter denen die Röntgenfinger-Messungen während des Zeitraums 2005-2007 genommen wurden.

Datum	Horizontal	Vertikal	Magnetfeld	^4He Druck [mbar]	Messzeit [s]
060130	18995	26492	on	2.33	34229
060202	18995	26492	on	nicht stabil	19834
060425	18996	26492	off	2.33	53871
060619	7000	26492	off	3.66	30626
060622	7000	25000	on	3.66	32794
060705	7000	26492	on	3.75	34220
061004	17673	27767	on	9.16	19394
061016	15000	26492	on	9.99	42445
061208	18995	26464	on	13.42	52235
061209	18995	26464	on	13.42	44979
061209	18995	26464	on	13.42	55857
061210	18995	26464	on	13.42	46894
070905	18995	26464	off	0.00	75245
070906	18995	26464	off	0.00	43496
070907	18995	26464	off	0.00	72245
070914	18995	26464	off	0.00	52234
070915	18995	26464	off	0.00	27148
070916	18995	26464	off	0.00	49150

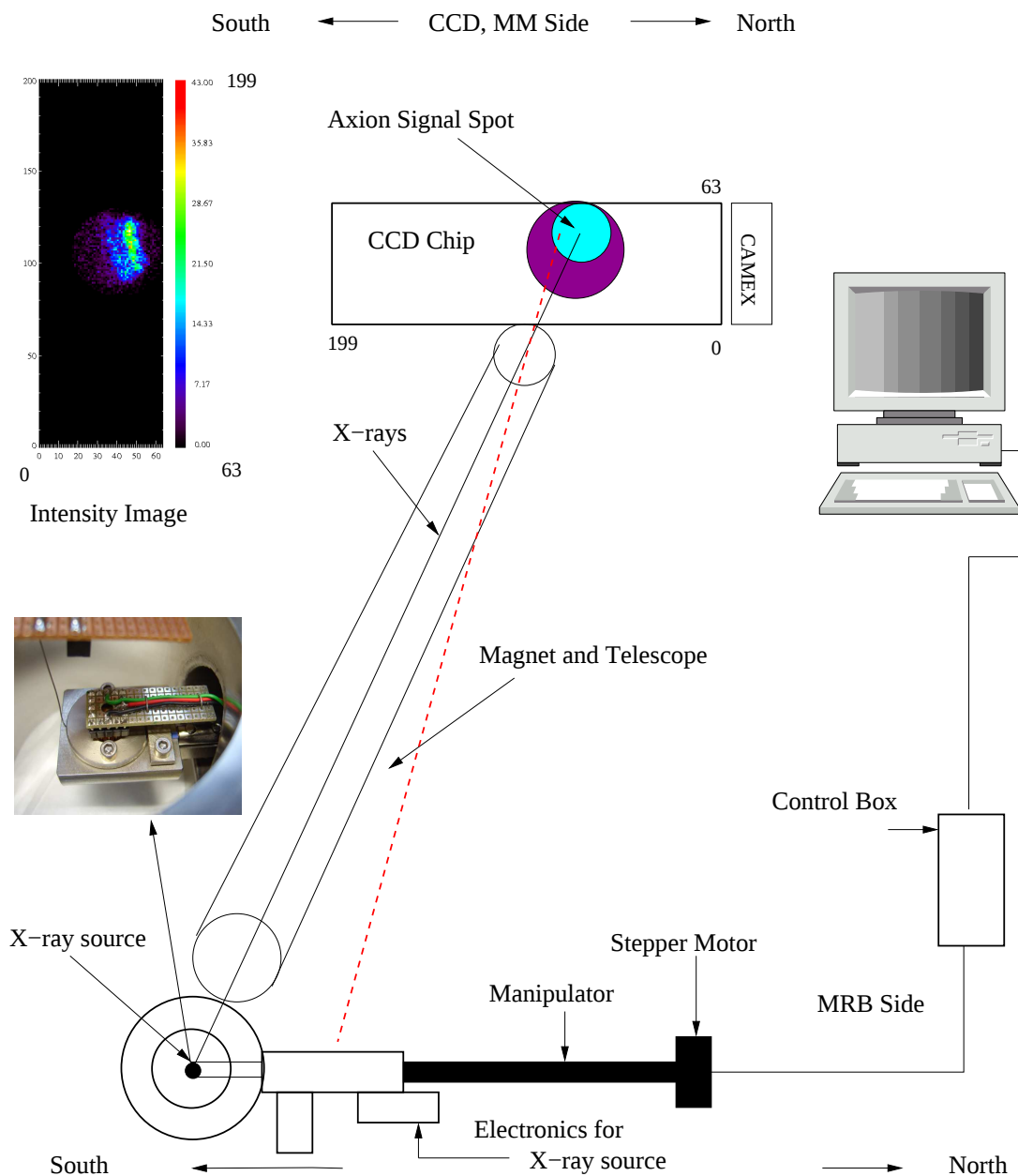


Abbildung A.9: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus während einer Röntgenfingermessung. Die Quelle ist auf der dem Teleskop gegenüber liegenden Magnetseite installiert und kann mittels eines computergesteuerten Schrittmotors in- und aus dem Sichtfeld des Teleskops mit der Genauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$ bewegt werden [127].

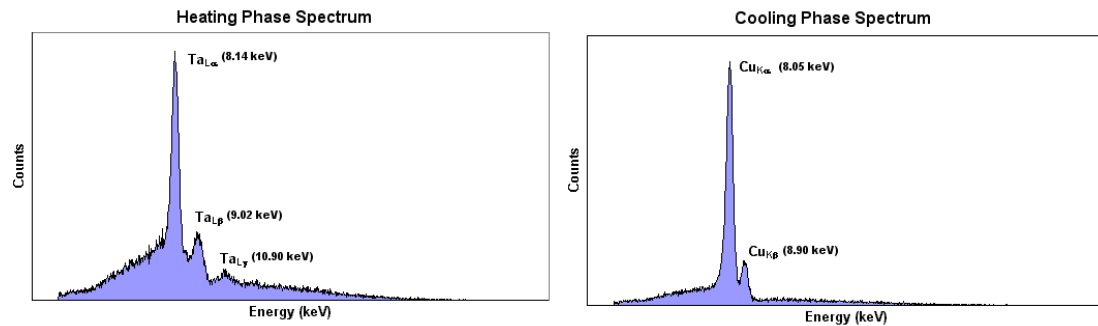


Abbildung A.10: Dargestellt sind die Spektren während der Aufwärm- und Abkühlphase des pyroelektrischen Kristalls. Während des Aufwärmens entstehen charakteristische Linien bei Ta-L_α (8.14 keV), Ta-L_β (9.02 keV), Ta-L_γ (10.90 keV) sowie Bremsstrahlung. Kühlt der Kristall anschließend wieder ab, so entstehen charakteristische Linien bei Cu-K_α (8.05 keV), Cu-K_β (8.90 keV) und Bremsstrahlung [126].

Tabelle A.4: Ergebnisse der Analyse der Röntgenfinger-Messungen während der Phase II (^4He). Die Maxima der Intensitätsverteilungen x_{Gauss} sowie die Mittelpunkte der Einhüllenden x_{Int} dieser Verteilungen sind aufgelistet als auch die durch Abweichung der Fingerposition vom Referenzwert korrigierten Werte x_{korr} .

Datum	x_{Int} [Pixel]	y_{Int} [Pixel]	x_{Gauss} [Pixel]	y_{Gauss} [Pixel]	x_{korr} [Pixel]	y_{korr} [Pixel]
060130	43.66	108.23	40.0	108.0	43.66	108.23
060202	43.56	108.31	41.0	108.0	43.56	108.31
060425	43.60	107.46	45.68	107.69	43.60	107.46
060619	42.81	117.09	44.49	117.11	—	—
060622	42.76	113.34	44.58	113.38	—	—
060705	43.18	108.40	45.20	108.54	43.18	108.40
061004	43.31	107.84	45.42	108.25	43.31	107.84
061016	43.06	107.80	45.33	107.96	43.06	107.80
061208	43.41	107.39	45.78	107.72	43.71	108.07
061209	43.46	107.31	45.52	107.59	43.76	107.99
061209	43.54	107.60	45.77	107.87	43.84	108.28
061210	43.50	107.53	45.73	107.95	43.80	108.21
070905	43.85	107.72	46.97	107.56	43.70	107.87
070906	43.97	107.96	46.94	107.81	43.82	108.11
070907	43.79	107.78	46.73	107.75	43.63	107.93
070914	43.64	107.99	46.69	107.99	43.51	108.04
070915	43.86	108.41	46.70	108.41	43.57	108.48
070916	43.66	107.99	46.31	108.02	43.51	108.10

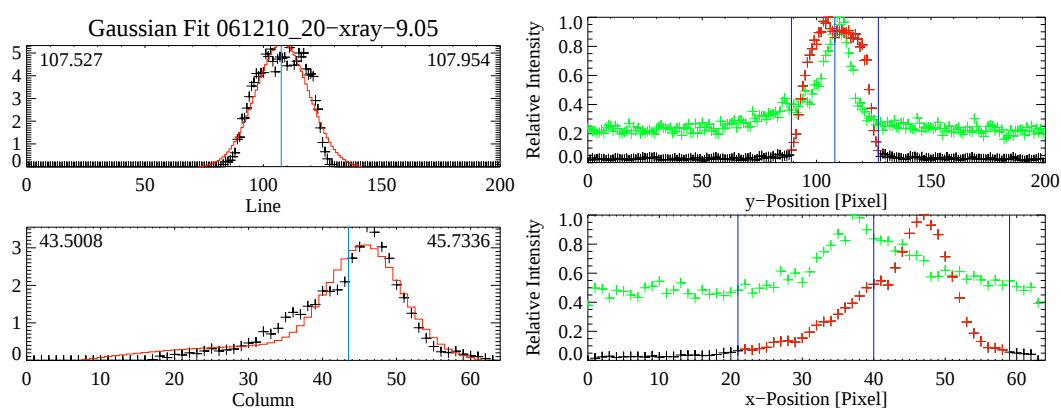


Abbildung A.11: Links: Intensitätsverteilung der Röntgenphotonen (in schwarz) im Energiebereich 0.3 – 12 keV und Näherung durch eine Gausskurve (in rot), im oberen (unteren) Teil ist die projizierte Verteilung in x-Richtung (y-Richtung) dargestellt. Rechts: Übereinander gelegte normierte Verteilungen in x- und y-Richtung der Laser- und Röntgenphotonenverteilungen. In schwarz ist die Röntgenphotonenverteilung, in grün die Laserphotonen-Verteilung dargestellt. Die beiden äußeren blauen vertikalen Linien markieren die Position, bei der die Intensität der Röntgenphotonen-Verteilung auf $< 7\%$ der maximalen Intensität abfällt.

Anhang B

Analyse der Teleskopdaten Phase II

Tabelle B.1: Selektionskriterien zur Erstellung der GTI's (Good Time Intervals)

Parameter	Solare Beobachtung	Hintergrund
MAGB	$> 8.9 \text{ T}$	$> 8.9 \text{ T}$
VT4OPEN	1	1
QUENCH	0	0
TRACK	1	0
HMOTV	$> 10 \text{ V}$	$= 0.0 \text{ V}$
HPRECIS	< 0.01	-
VPRECIS	< 0.01	-

Tabelle B.2: Koordinaten der rauschenden Pixel

j-Koordinate	i-Koordinate	Energiebereich
27	83	< 1.0 und $> 7.0 \text{ keV}$
30	83	$1.0\text{-}5.0 \text{ keV}$
44	156	$0.3\text{-}10.0 \text{ keV}$
62	74	$0.3\text{-}0.8 \text{ keV}$

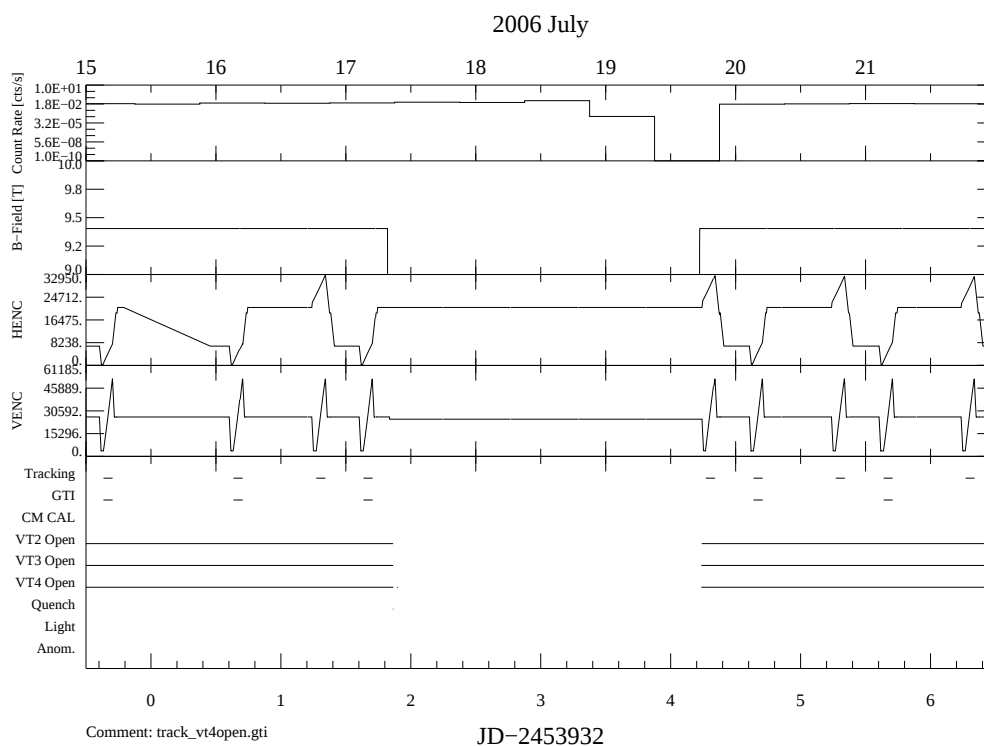
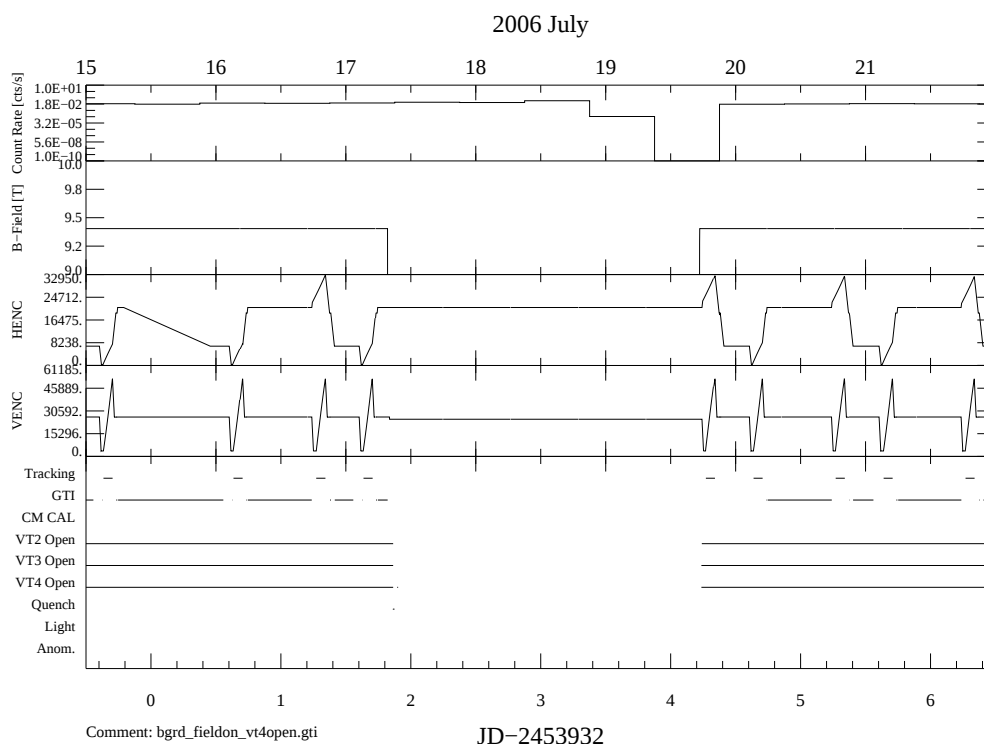


Abbildung B.1: Gezeigt sind die Good Time Intervals GTI's, wie sie entsprechend den im Text erläuterten Selektionskriterien, erstellt wurden. Links sind die GTI's für Hintergrunddaten und rechts für Daten solarer Beobachtungen zusammengefasst.

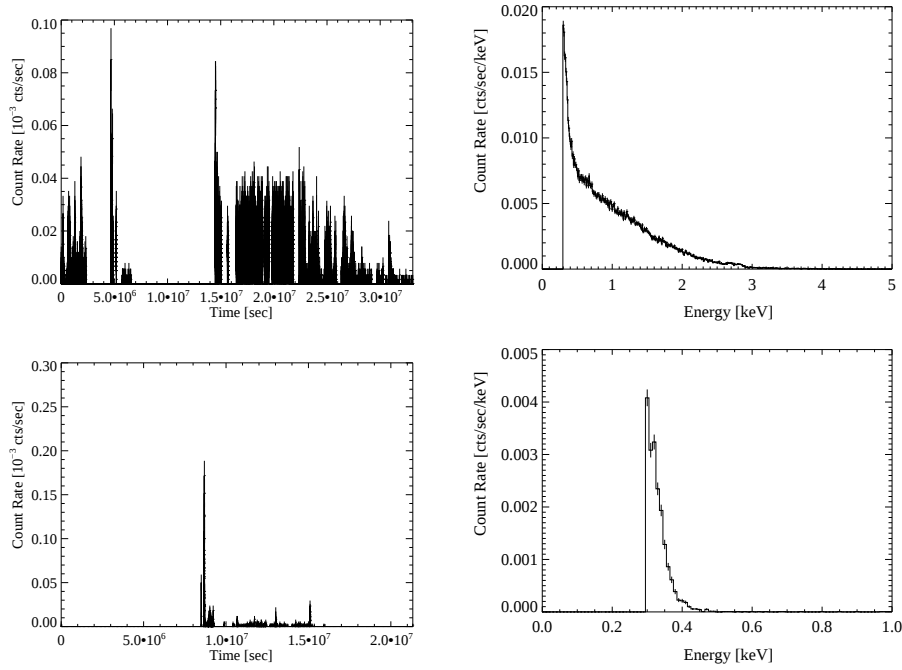


Abbildung B.2: Zählraten der rauschenden Pixel mit den Koordinaten $j = 30$ und $i = 83$, sowie $j = 62$ und $i = 74$, während der Phase II (links), sowie zugehörige Spektren dieser rauschenden Pixel (rechts).

Tabelle B.3: Zusammenfassung der Daten im Energiebereich 1-7 keV für Phase II
Gültige Ereignisse

	Solare Beobachtung	Hintergrund
Messzeit [s]	1061282.74	9929245.04
Detektierte Photonen (Signalfäche)	45	430
Detektierte Photonen (Chip)	1508	14245
Zählrate (Chip) [Ereignisse/s]	$14.21 \pm 0.37 \times 10^{-4}$	$14.35 \pm 0.12 \times 10^{-4}$
Anzahl der Messungen	187	207
Verhältnis S/H (Chip)	0.99 ± 0.03	
Fluss [Er./cm ² /s]	$5.15 \pm 0.13 \times 10^{-4}$	$5.20 \pm 0.04 \times 10^{-4}$
Mittl. diff. Fluss (Chip) [Er./cm ² /s/keV]	$8.58 \pm 0.17 \times 10^{-5}$	$8.66 \pm 0.06 \times 10^{-5}$

Tabelle B.4: Langzeitverhalten verschiedener Parameter des CCD Detektors während Phase II

Parameter	Mittelwert
Mittlerer Gain	$5.330 \pm 0.045 \text{ eV/ADU}$
Mittlere CTI	$(4.749 \pm 0.464) \times 10^{-4}$
Mittlerer Noise	5.509 ADU
Mittlerer Offset	356.222 ADU
Mittlere Peakposition Mn-K $_{\alpha}$	$1106.188 \pm 9.261 \text{ ADU}$
Mittlere Energieauflösung (Mn-K $_{\alpha}$)	169.469 eV
Mittlere Intensität Mn-K $_{\alpha}$	$142.172 \text{ Ereignisse/cm}^2/\text{s}$

Tabelle B.5: Lineare Näherung der Lichtkurven für Daten solarer Beobachtungen und Hintergrunddaten ($y = a + bx$)

Datensatz [keV]	Parameter a	Parameter b	χ^2/DOF
Solar (1-7)	$(1.284 \pm 0.071) \times 10^{-3}$	$(-4.363 \pm 7.376) \times 10^{-7}$	185.211/201
Solar (1-14)	$(3.692 \pm 0.119) \times 10^{-3}$	$(-19.009 \pm 11.717) \times 10^{-7}$	231.909/212
Hintergrund (1-7)	$(1.397 \pm 0.024) \times 10^{-3}$	$(-0.246 \pm 1.090) \times 10^{-7}$	412.338/387
Hintergrund (1-14)	$(3.724 \pm 0.040) \times 10^{-3}$	$(-1.383 \pm 1.820) \times 10^{-7}$	477.408/373
Hintergrund (tgl.)(1-7)	$(14.617 \pm 0.242) \times 10^{-4}$	$(-2.377 \pm 1.717) \times 10^{-6}$	17.887/24
Hintergrund (tgl.) (1-14)	$(38.693 \pm 0.394) \times 10^{-4}$	$(-3.050 \pm 2.809) \times 10^{-6}$	17.573/24

Tabelle B.6: Ergebnisse einer linearen Anpassung ($y = a + bx$) an die Zeilen und Spaltenverteilungen.

Datensatz	Parameter a	Parameter b	χ^2/DOF
Hintergrund (Zeilen)	$(11.715 \pm 0.191) \times 10^{-1}$	$(-6.537 \pm 1.654) \times 10^{-4}$	215.214/198
Hintergrund (Spalten)	$(11.651 \pm 0.114) \times 10^{-1}$	$(-4.259 \pm 1.654) \times 10^{-4}$	19.691/62
Solar (Zeilen)	$(0.944 \pm 0.055) \times 10^{-1}$	$(0.452 \pm 0.489) \times 10^{-4}$	273.023/198
Solar (Spalten)	$(1.365 \pm 0.097) \times 10^{-1}$	$(-3.284 \pm 2.637) \times 10^{-4}$	33.048/62

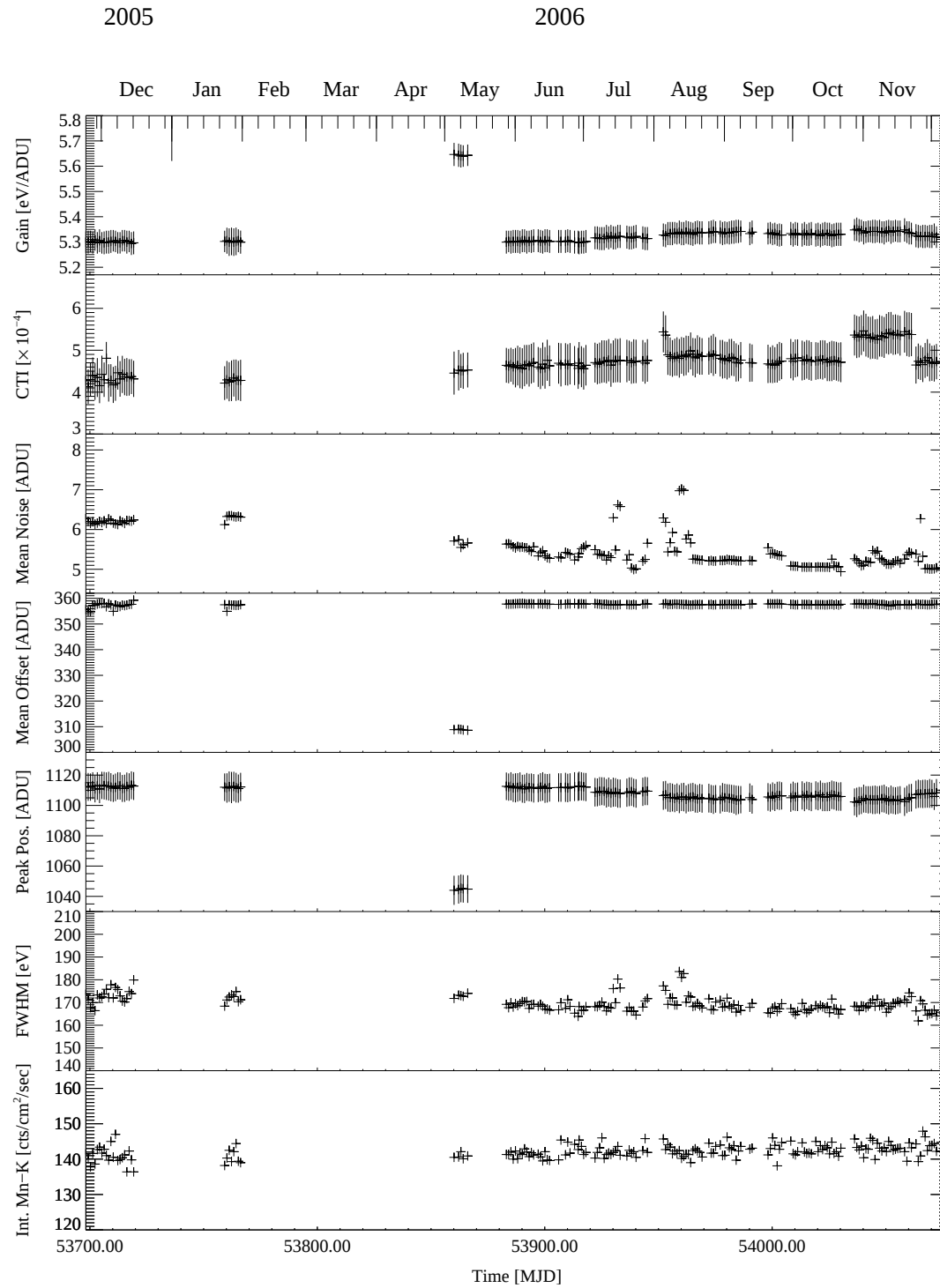


Abbildung B.3: Langzeitverhalten einiger Parameter wie GAIN, Energieauflösung (FWHM) des pn-CCD Detektors (zur Kalibrierung wird täglich eine ^{55}Fe Quelle verwendet, weswegen die Energieauflösung hier bzgl. der Mn-K_{α} -Linie angegeben wird. Außerdem ist die Intensität der genannten Quelle bzw. der durch diese emittierten Strahlung angegeben. Alle Werte beziehen sich auf die Phase II.

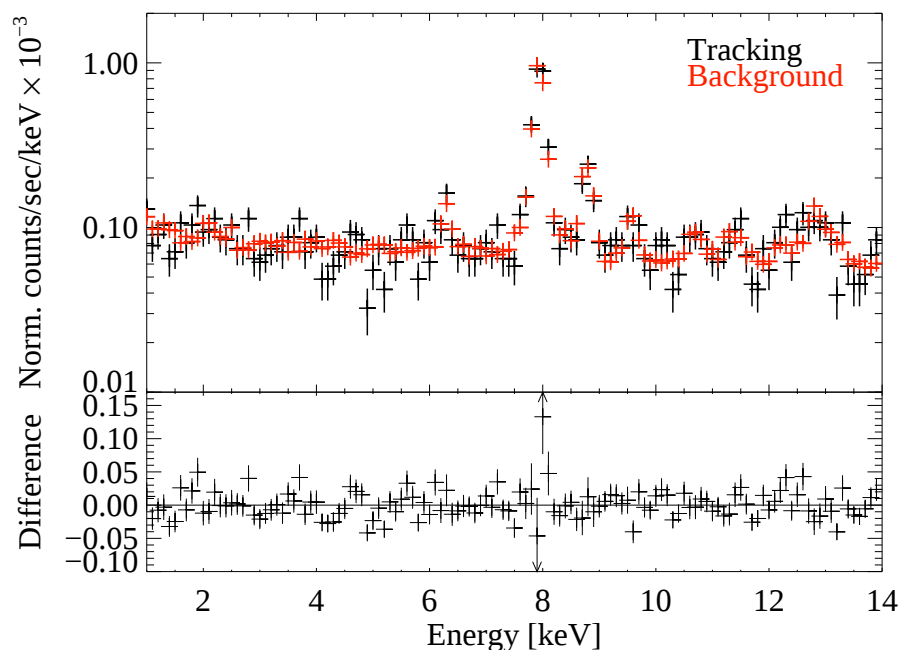


Abbildung B.4: Oben sind die normierten Spektren für Hintergrunddaten und Daten solarer Beobachtungen im Energiebereich 1-14 keV dargestellt. Unten ist das Differenzspektrum der Hintergrunddaten und Daten solarer Beobachtungen im Energiebereich 1-14 keV gezeigt. Die Differenz der beiden Spektren liegt in der Größenordnung von 10^{-4} Ereignisse/cm²/s.

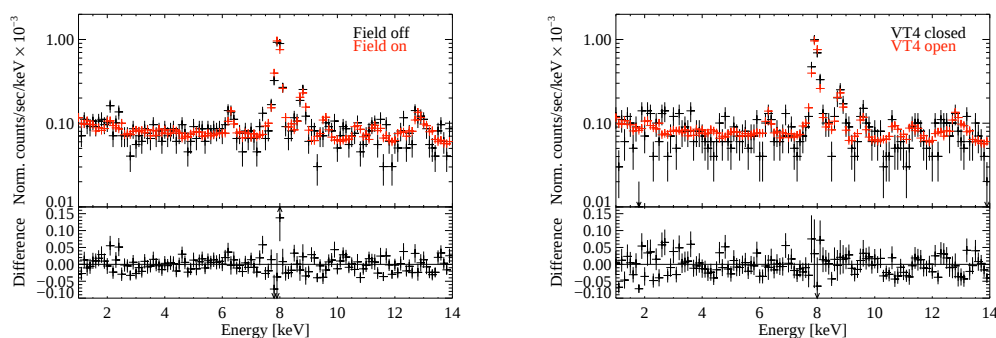


Abbildung B.5: Differenzspektren der Hintergrunddaten im Energiebereich 1-14 keV für verschiedene Operationsbedingungen: Magnetfeld $B > 8.9$ T bzw. $B = 0$ T (links) und 'VT4OPEN' und 'VT4CLOSE' (rechts).

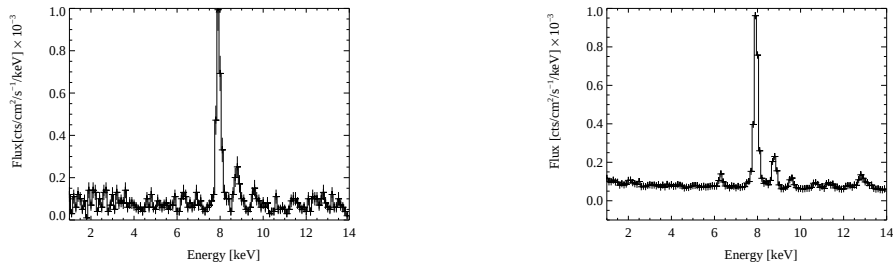


Abbildung B.6: Hintergrundspektren im Energiebereich 1-14 keV für die Operationsbedingungen 'VT4CLOSE', $B > 8.9$ T (links) und 'VT4OPEN' und $B > 8.9$ T (rechts)

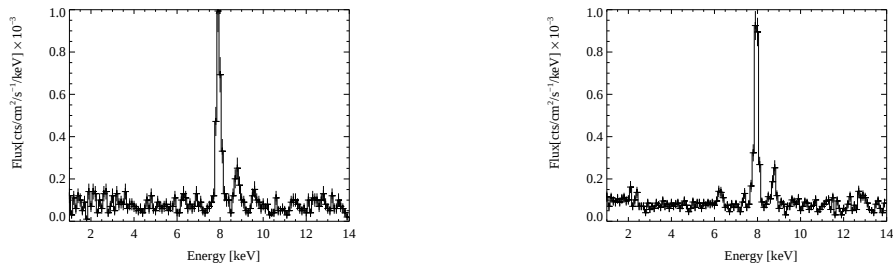


Abbildung B.7: Hintergrundspektren im Energiebereich 1-14 keV für die Operationsbedingungen 'VT4CLOSE', $B = 0$ T (links) und 'VT4OPEN', $B = 0$ T (rechts).

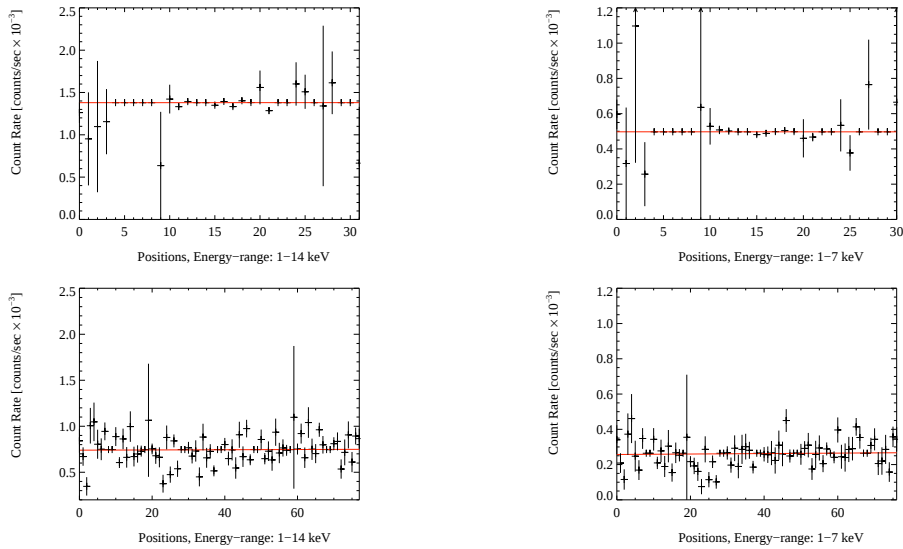


Abbildung B.8: Zählraten in [Ereignisse/s] bei verschiedenen Magnetpositionen, dargestellt in Form eines Histogramms. Oben links sind die Hintergrunddaten in Abhängigkeit von der Magnetposition im Energiebereich 1-14 keV und rechts für 1-7 keV gezeigt. Unten sind die Daten der solaren Beobachtungen in den Energiebereichen 1-14 keV (links) und 1-7 keV (rechts) abgebildet.

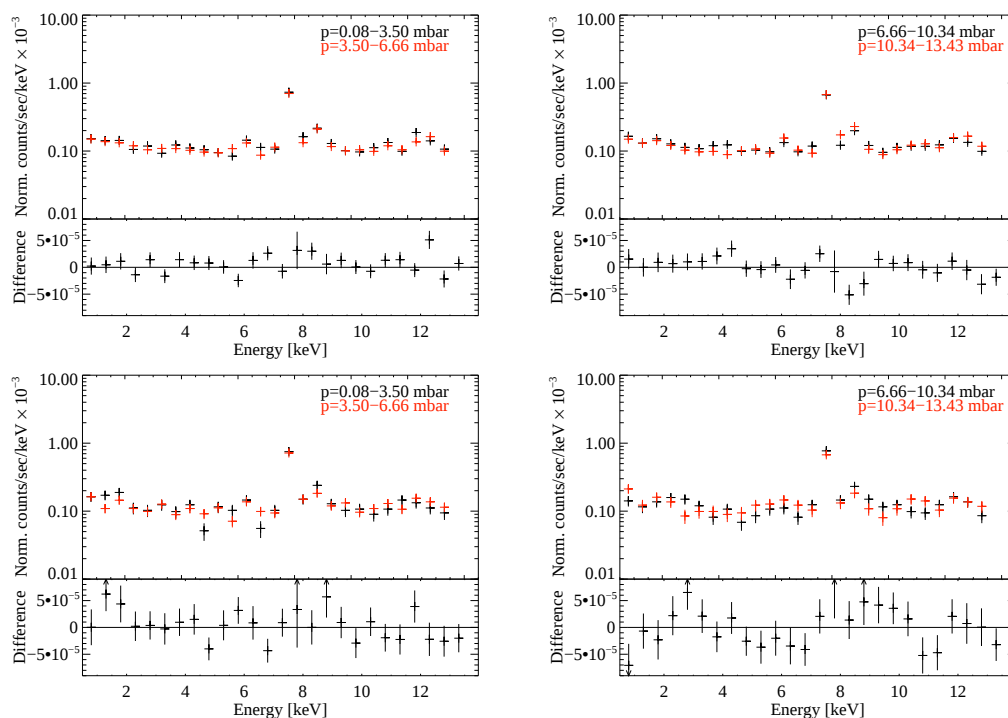


Abbildung B.9: Differenzspektren im Energiebereich 1-14 keV für verschiedene ^4He -Druckintervalle.

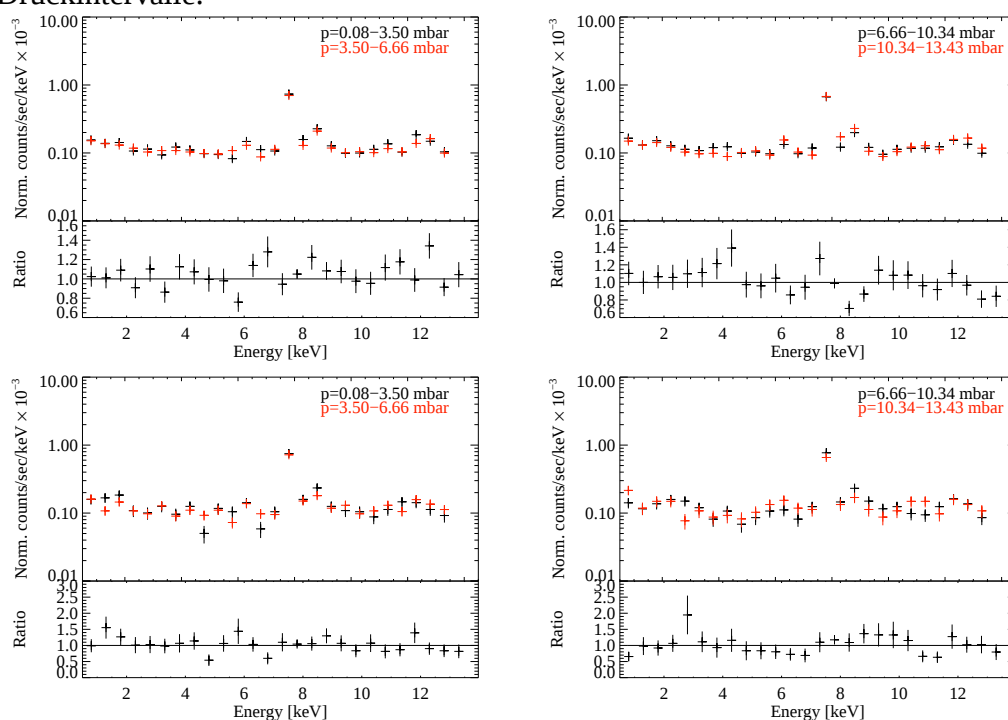


Abbildung B.10: Verhältnisspektren im Energiebereich 1-14 keV für verschiedene Druckwerte.

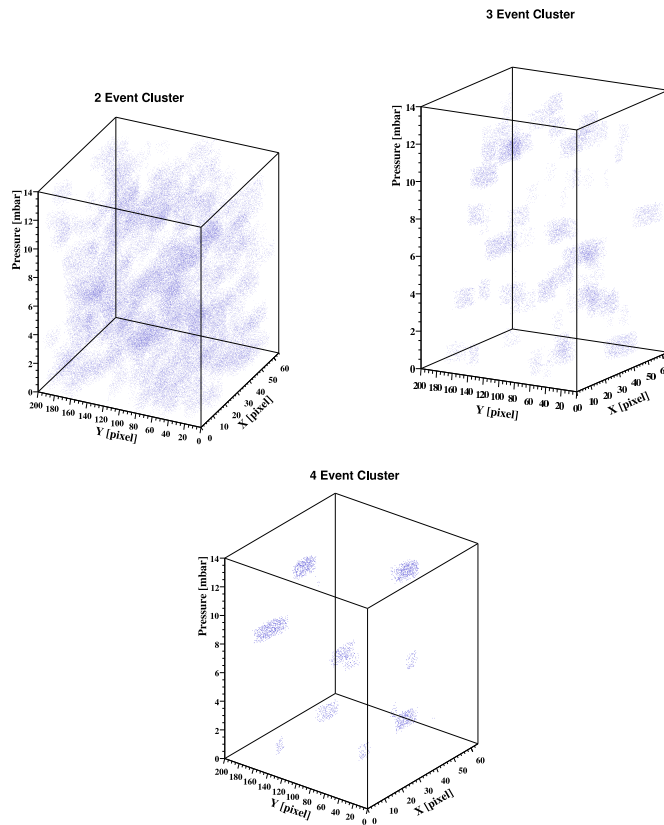


Abbildung B.11: Auftreten der Event-Cluster in Abhängigkeit des jeweiligen ^4He Druckes in den Magnettröhen. Die Verteilungen sind homogen und es kann keine Korrelation zwischen dem Auftreten eines Ereignis-Clusters und der zugehörigen Gasdichte festgestellt werden.

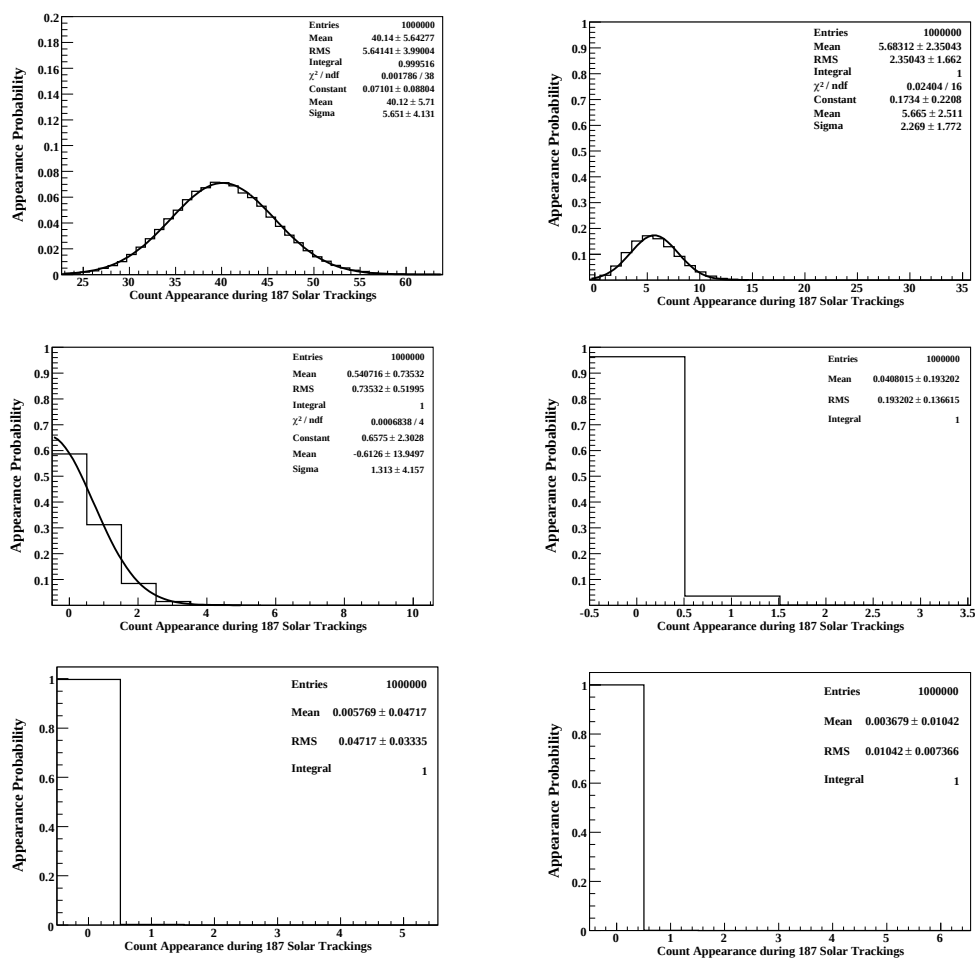


Abbildung B.12: MC Simulationen: Ereignisverteilungen in der Axionsignalfäche: von oben links nach unten rechts sind die 1,2,3,4,5,6-Ereignis-Verteilungen in der Signalfäche gezeigt, sowie die dazugehörigen Werte einer gaussförmigen Näherung im Falle der 1 und 2 Ereignisverteilungen.

Anhang C

Kopplungskonstante

Tabelle C.1: Ergebnisse für g_{10} und $(g_{10})^4$ Methode I

Druckschritte	$(g_{10})^4$	g_{10}	g_{10} (Gauss) $\langle x \rangle$	g_{10} (Gauss) σ
3	60.39 ± 20.80	2.76 ± 0.24		
5	103.6 ± 32.63	3.16 ± 0.26	$3.17 \pm 2.68 \times 10^{-3}$	$2.49 \times 10^{-1} \pm 1.74 \times 10^{-3}$
7	168.4 ± 42.65	3.59 ± 0.24	$3.58 \pm 2.47 \times 10^{-3}$	$2.26 \times 10^{-1} \pm 1.75 \times 10^{-3}$
9	251.8 ± 52.29	3.97 ± 0.21	$3.97 \pm 2.17 \times 10^{-3}$	$2.04 \times 10^{-1} \pm 1.54 \times 10^{-3}$
15	613.6 ± 76.45	4.97 ± 0.16	$4.97 \pm 1.67 \times 10^{-3}$	$1.56 \times 10^{-1} \pm 1.26 \times 10^{-3}$

Tabelle C.2: Mittelwerte der Differenzen in $g_{a\gamma\gamma}$ bzgl. des Einfluss benachbarter Druckschritte

Drucknachbarn	Mittelwert der Differenz	Mittelwert $g_{a\gamma\gamma} \times 10^{-10}$
5	0.01619	2.68715
7	0.00297	2.67212
11	-0.00063	2.66802
15	-0.00327	2.66507

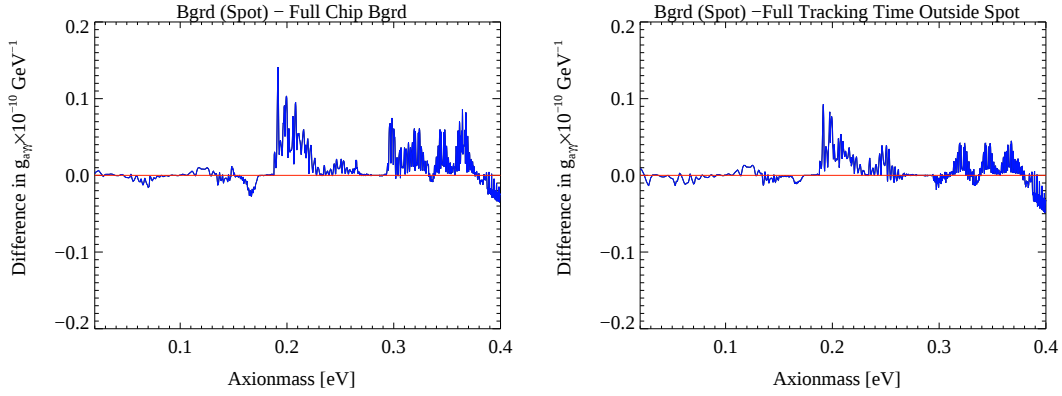


Abbildung C.1: Links ist die Differenz in $g_{a\gamma\gamma}$ für die Hintergrunddefinition I-II dargestellt und rechts ist die Differenz in $g_{a\gamma\gamma}$ für die Hintergrunddefinition I-III gezeigt.

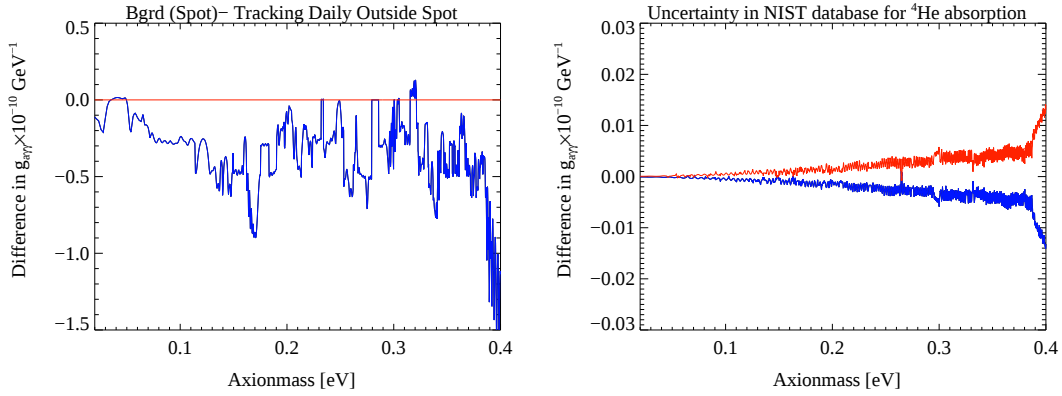


Abbildung C.2: Links ist die Differenz in $g_{a\gamma\gamma}$ für die Hintergrunddefinition I-IV dargestellt. Rechts ist die Differenz in $g_{a\gamma\gamma}$ unter der Annahme gezeigt, dass die NIST Daten für den Absorptionskoeffizient für ^4He um $\pm 5\%$ von den Angaben der NIST Datenbank abweichen ($+5\%$ in blau; -5% in rot). Mit zunehmender Axionmasse wird der Effekt stärker, da die Absorption bei zunehmender Gasdichte größer wird.

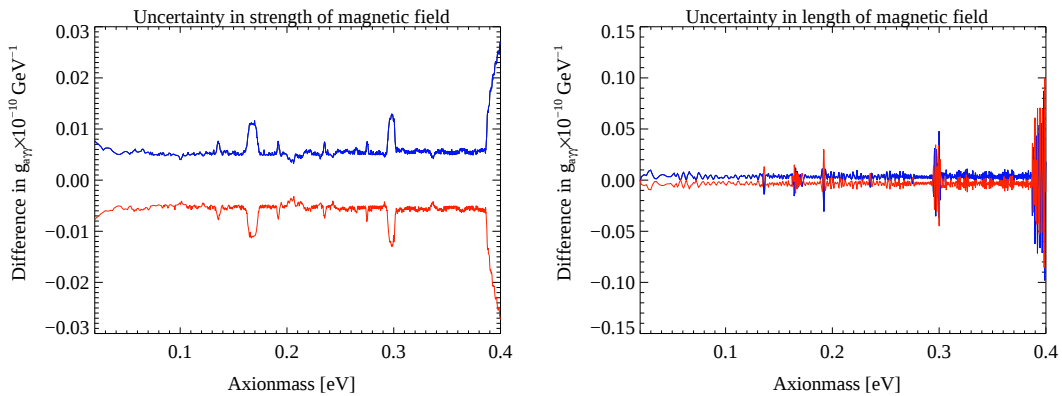


Abbildung C.3: Links ist die Differenz in $g_{a\gamma\gamma}$ gezeigt unter der Annahme, dass das Magnetfeld $B = 8.085 + 0.037 \text{ T}$ (in blau) ist, sowie dass $B = 8.085 - 0.037 \text{ T}$ (in rot) gilt. Rechts ist die Differenz für unterschiedliche Längen des Magnetfeldes gezeigt: in blau ist die Differenz für eine Länge von $L = 9.26 + 0.05 \text{ m}$ gezeigt und in rot ist die Differenz für eine Länge von $L = 9.26 - 0.05 \text{ m}$ dargestellt.

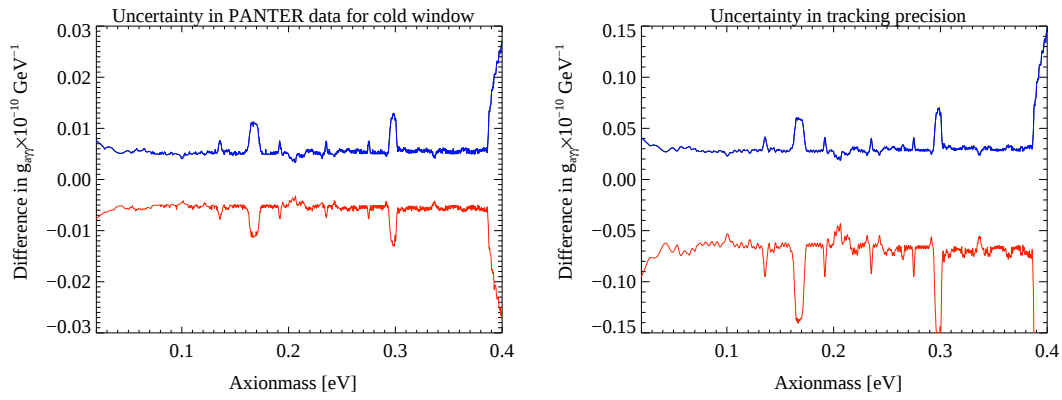


Abbildung C.4: Links wurden die Fehler der Messwerte der PANTER Daten für das Fenster in die Berechnung einbezogen. In blau ist die Differenz in $g_{a\gamma\gamma}$ unter der Verwendung der positiven Abweichungen dargestellt und in rot für negative Abweichungen. Rechts sind die Differenzen gezeigt, die sich ergeben, wenn die Genauigkeit der Ausrichtung des Magneten auf die Sonne betrachtet wird. In blau ist eine Abweichung der effektiven Fläche von +4% und in rot die Abweichung von −9%, entsprechend einer Ungenauigkeit der Ausrichtung des Magneten auf die Sonne von 0.01° , gezeigt.

Literaturverzeichnis

- [1] PECCEI, R.D.: The strong CP Problem In: *World Scientific*, Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg, Germany (1987) Editor: C.Jarlskog
- [2] RAFFELT, G.G.: Axions-Motivation, limits and searches In: *J. of Phys. A: Math. and Theor.* 40 (2006) 6607-6620 [arXiv:hep-ph/0611118]
- [3] ZIOUTAS, K. ; HOFFMANN, D.H.H.; DENNERL, K.; PAPAEVANGELOU, T.: What is Dark Matter made of? In: *Science* 26 Vol. 306 (2004) 5701, S. 1485-1488
- [4] HANNESTAD, S.; MIRIZZI, A.; RAFFELT, G.G.; WONG, Y.Y.Y.: Cosmological constraints on neutrino plus axion hot dark matter: update after WMAP-5 In: *JCAP04* 019 (2008)
- [5] SIKIVIE, P.: Axion Cosmology In: BELTRÁN, B. (Hrsg.) ; KUSTER, M. (Hrsg.) ; RAFFELT, G. (Hrsg.): *Axions – Theory, Cosmology, and Experimental Searches* Kapitel 2 Ausgabe: (Lecture Notes in Physics)
- [6] ANDRIAMONJE, S. et al. [CAST Collaboration]: An improved limit on the axion photon coupling from the CAST experiment In: *JCAP* 04 (2007) [hep-ex/0702006]
- [7] SIKIVIE, P.: Experimental tests of the “invisible” axion In: *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983), 1415
- [8] HOFFMANN, D. H. H.; ZIOUTAS, K.: Search for Axions In: *Nucl. Physics B, Proc. Suppl.* Vol. 151, 1 (2006) S. 359-362
- [9] HOFFMANN, D.H.H et al.: Frontiers of dense plasma physics with intense ion and laser beams and accelerator technology In: *Physics Scripta* Vol. 123 (2006) S. 1-7
- [10] ZIOUTAS, K. et al. (CAST Collaboration): First results from the CERN Axion Solar Telescope In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 121301 [hep-ex/0411033]
- [11] ZIOUTAS, K. et al.: A decommissioned LHC model magnet as an axion telescope In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 425 (1999) 480 [astro-ph/9801176]

- [12] KUSTER, M. et al.: The X-ray telescope of CAST In: *New J. Phys.* 9 (2007) 169 [hep-ex/0702188] [SPIRES]
- [13] MORGAN, B.; SPOONER, N.J.C.; ARMEL-FUNKHOUSER, M.S.; HOFFMANN, D.H.H.; JACOBY, J.; SNOWDEN-IFFT, D.P.; ZIOUTAS, K.: Searches for Solar Kaluza-Klein Axions with Gas TPCs In: *Astroparticle Physics* 23, (2005), S. 287-302
- [14] ZIOUTAS, K.: Solar X-rays as Signature for New Particles In: *Astrophysics and Astronomy* (2004), [astro-ph/0406203]
- [15] ZIOUTAS, K.; DENNERL, K.; DI LELLA, L.; HOFFMANN, D.H.H.; JACOBY, J.; PAPADEVANGELOU, T.: Quiet Sun X-rays as Signature for New Particles In: *Astrophysics and Astronomy* (2004), [astro-ph/0403176]
- [16] DI LELLA, K.; PILAFTSIS, A.; RAFFELT, G.G.; ZIOUTAS, K.: Search for solar Kaluza klein axions in theories of low-scale quantum gravity In: *Phys. Rev. D* 62 (2000), 125011 [hep-ph/0006327]
- [17] HORVAT, R.; KRCMAR, M.; LAKIC, B.: CERN Axion Solar Telescope as a probe of large extra dimensions In: *Phys. Rev. D* 69, 12 (2004), 125011
- [18] HALZEN, F. ; MARTIN, A.D.: In: *Quarks and Leptons* ISBN-13: 9780471887416
- [19] CHENG, T.P.; LI, L.F.: Gauge theory of elementary particle physics In: *Oxford: Clarendon Press* (2005) ISBN 0-19-850621-X
- [20] ZEE, A.: In: *Quantum Field Theory in a nutshell* Hrsg: Princeton University Press (2003) ISBN-13: 9780691010199 536 S
- [21] POVH, B.; RITH, K.; SCHOLZ, C.; ZETSCHKE, F.: In: *Particles and Nuclei* Hrsg: Springer Verlag (1995)
- [22] WEINBERG, S.: In: *Phys. Rev. D* 11 (1975) 3583
- [23] T'HOOFT, G.: In: *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 8
- [24] T'HOOFT, G.: In: *Phys. Rev. D* 14 (1976) 3432
- [25] CALLAN, C.G.; DASHEN, R.; GROSS, D.: In: *Phys. Rev. B* 63 (1976) 334
- [26] JACKIW, R.; REBBI, C.: In: *Phys. Rev.* 37 (1976) 172
- [27] KIM, E.J.: In: *Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology* Departement of Physics, Seoul National University (1987)
- [28] WEINBERG, S.: In: *The Quantum Field Theory of Fields Vol.II* Cambridge University Press. (1995)

- [29] BALUNI, V.; DI VECCHIA, P.; VENEZIANO, G.; WITTEN, E.: Chiral estimate of the electric dipole moment of the neutron in quantum chromodynamics In: *Phys. Lett. B* 88, 123 (1979) (E) *ibid.* B 91, 487 (1980)
- [30] CREWSTER, R.J.: CP Violating Effects in QCD In: *Phys. Rev. D* 19, 2227 (1979)
- [31] MORGAN, M.; MILLER, G.: In: *Phys. Rev. B* 179 (1986) 379
- [32] SHABALIN, E.P.: In: *Sov. J. Nucl. Phys.* 36 (1982) 575
- [33] PECCEI, R.D.: The Strong CP Problem and Axions In: BELTRÁN, B. (Hrsg.) ; KUSTER, M. (Hrsg.) ; RAFFELT, G. (Hrsg.): *Axions – Theory, Cosmology, and Experimental Searches* Kapitel 1 (Lecture Notes in Physics)
- [34] PECCEI, R.D.; QUINN, H.R.: CP Conservation in the Presence of Instantons In: *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977), Nr. 25, S. 1440–1443
- [35] PECCEI, R.D.; QUINN, H.R.: Constraints imposed by CP conservation in the presence of instantons In: *Phys. Rev. D* 16 (1977), S. 1791
- [36] WEINBERG, S.: A New Light Boson? In: *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978), Nr. 4, S. 223–226
- [37] WILCZEK, F.: Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons In: *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978), Nr. 5, S. 279–282 <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.279> – DOI 10.1103/PhysRevLett.40.279
- [38] GROSS, D.J.; PISARSKI, R. D.; YAFFE, L.G.: QCD and instantons at finite temperature In: *Rev. Mod. Phys.* 53,43 (1981)
- [39] PECCEI, R.D.; QUINN, H.R.: CP Conservation in the Presence of Instantons In: *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977), Nr. 25, S. 1791 <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1791> – DOI 10.1103/PhysRevLett.38.1791
- [40] PECCEI, R.D.: In: *The strong CP Problem* Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg, Germany (1987) Editor: C.Jarlskog, World Scientific, S. 516
- [41] KIM, E.J.: In: *Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology* Department of Physics, Seoul National University (1987) North-Holland Amsterdam, S. 59
- [42] BARDEEN, W.A.; TYE, S.H.; VERMASEREN, J.A.M.: Phenomenology of the new light Higgs boson search In: *Phys. Rev. Lett. B* 76 (1978), S. 580
- [43] BARDEEN, W.A.; PECCEI, R.D.; YANAGIDA, T.: Constraints on variant axion models In: *Nucl. Phys. B* 279 (1987), S. 401

- [44] PECCEI, R.D.: In: *The strong CP Problem* Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg, Germany (1987) Editor: C.Jarlskog, World Scientific, S. 517
- [45] BIGI, I.Y.; SANDA, A.I.: CP violation In: *journal: Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* Vol. 9 (2000), S.277
- [46] BIGI, I.Y.; SANDA, A.I.: CP violation In: *journal: Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* Vol. 9 (2000), S. 278
- [47] ASANO, Y. et al.: Search for a rare decay mode $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ In: *Phys. Lett. B* 107 (1981), S. 159
- [48] KIM, E. Jihn; In: *Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology* Departement of Physics, Seoul National University (1987) North-Holland Amsterdam, S. 75
- [49] PECCEI, R.D.: In: *The strong CP Problem* Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg, Germany (1987) Editor: C.Jarlskog, World Scientific, S. 534-537
- [50] BIGI, I.Y.; SANDA, A.I.: CP violation In: *Journal: Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* Vol. 9 (2000), S. 280
- [51] KIM, J.E.: Weak interaction singlet and strong CP invariance In: *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979), S. 103
- [52] SHIFMAN, M. A.; VAINTSHEIN, A. I.; ZAKHAROV, V. I.: Can confinement ensure natural CP invariance of strong interactions? In: *Nucl. Phys. B* 166 (1980), S. 493
- [53] SREDNICKI, M.: In: *Nucl. Phys. B* 260 (1985), S. 689
- [54] DINE, M.; FISCHLER, W.; SREDNICKI, M.: A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion In: *Phys. Lett. B* 104 (1981), S. 199
- [55] ZHITNITSKY, A. R.: On possible suppression of the axion hadron interactions In: *Sov. J. Nucl. Phys.* 31 (1980), S. 260 [*Yad. Fiz.* 31, 497 (1980)]
- [56] RAFFELT, G. G.: Astrophysical Axion Bounds In: BELTRÁN, B. (Hrsg.) ; KUSTER, M. (Hrsg.); RAFFELT, G. (Hrsg.): *Axions – Theory, Cosmology, and Experimental Searches*. Kapitel 3 Ausgabe: (Lecture Notes in Physics)
- [57] LEUTWYLER, H.: The ratios of the light quark masses In: *Phys. Lett. B* 378 (1996), S. 313
- [58] YAO, W.M. et al. (Particle Data Group): Review of particle physics In: *J. Phys.* G33 1 (2006)

- [59] TURNER, M.S.: Windows on the axion In: *FERMILAB conferences* 89/104-A (1989)
- [60] KAPLAN, D.B.: Opening the axion window In: *Nucl. Phys.* B260 (1985) S. 215
- [61] ELLIS, J.R.; KARLINER, M.: The strange spin of the nucleon In: *The Spin Structure of the Nucleon: International School of Nucleon Structure* (3-10. August 1995, Erice, Italy), edited by B. Frois, V.W. Hughes and N. De Groot World Scientific, Singapore, 1997 [hep-ph/9601280]
- [62] ALEXAKHIN, V.Y. et al. (COMPASS Collaboration): The deuteron spin-dependent structure function g_1^d and its first moment In: [hep-ex/0609038]
- [63] AIRAPETIAN, (HERMES Collaboration): Precise determination of the spin structure function g_1 of the proton, deuteron and neutron In: [hep-ex/0609039]
- [64] RAFFELT, G.G.: Plasmon decay into low mass bosons in stars In: *Phys. Ref. D* 37 (1988), S. 1356
- [65] VAN BIBBER, K.; MCINTYRE, P.M.; MORRIS, D.E.; RAFFELT, G.G.: A Practical Laboratory Detector for Solar Axions In: *Phys. Ref. D* 39 (1989), S. 2089
- [66] DI LELLA, L.; PILAFTSIS, A.; RAFFELT, G.G.; ZIOUTAS, K.: Search for Kaluza-Klein Axions in theories of low-scale quantum gravity In: *Phys. Ref. D* 62 (2000), 125011
- [67] RAFFELT, G.G. (Hrsg.): In: *Stars as Laboratories for Fundamental Physics* The University of Chicago Press Ausgabe: (Theoretical Astrophysics; A series edited by D.N. Schramm) Kapitel 5.2
- [68] RAFFELT, G.G.: In: *Plasmon decay into low mass bosons in stars* In: *Phys. Rev. D* 37 (1988) 1356
- [69] BAHCALL, J. et al.: Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solare neutrinos In: *Rev. Mod. Phys.* 54 (1982), S. 767
- [70] BAHCALL, J.N.; PINSONNEAULT, M.H.: What do we (not) know theoretically about solar neutrino fluxes? In: *Phys. Ref. Lett.* 92 (2004) 121301 [arXiv:astro-ph/0402114]
- [71] LAKIC, B.; HORVAT, R.; KRČMAR, M.: Axions and Large Extra Dimensions In: BELTRÁN, B. (Hrsg.) ; KUSTER, M. (Hrsg.); RAFFELT, G. (Hrsg.): *Axions – Theory, Cosmology, and Experimental Searches* Kapitel 4 Ausgabe: (Lecture Notes in Physics)

- [72] MIRIZZI, A.; RAFFELT, G.; SERPICO, P.: Photon-axion Conversion in Intergalactic Magnetic Fields and Cosmological Consequences In: BELTRÁN, B. (Hrsg.) ; KUSTER, M. (Hrsg.) ; RAFFELT, G. (Hrsg.): *Axions – Theory, Cosmology, and Experimental Searches* Kapitel 7 Ausgabe: (Lecture Notes in Physics)
- [73] KIM, E. Jihn: In: *Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology* Department of Physics, Seoul National University (1987) North-Holland Amsterdam, Kapitel 10
- [74] RAFFELT, G.G. (Hrsg.): In: *Stars as Laboratories for Fundamental Physics* The University of Chicago Press Ausgabe: (Theoretical Astrophysics; A series edited by D.N. Schramm) Kapitel 14.4 und 14.5
- [75] ALLEN, C.W.: Astrophysical Quantities In: *The Athlone Press, University of London*, London (1976)
- [76] PRESKILL, J.; WISE, M.B.; WILCZEK, F.: Cosmology of the invisible axion In: *Phys. Lett. B* 120 (1983), S.127
- [77] ABBOTT, L.F.; SIKIVIE, P.: A cosmological bound on the invisible axion In: *Phys. Lett. B* 120 (1983), S.133
- [78] DINE, M.; FISCHLER, W.: The not-so-harmless axion. In: *Phys. Lett. B* 120 (1983), S.137
- [79] FOX, P.; PIERCE, A.; THOMAS, S.D.: Probing a QCD string axion with precision cosmological measurements In: [hep-th/0409059]
- [80] SPERGEL, D.N. et al.: Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results: Implications for cosmology In: [astro-ph/0603449]
- [81] RAFFELT, G.G.: Astrophysical methods to constrain axions and other novel particle phenomena In: *Phys. Rep.* 198 (1990)
- [82] KOLB, E.W.; TURNER, M.S. : The Early Universe In: *Westview Press* (1990)
- [83] ENGEL, J.; SECKEL, D.; HAYES, A.C.: Emission and detectability of hadronic axions from SN 1987A In: *Phys. Ref. Lett.* 65 (1990), S. 960
- [84] RAFFELT, G.G. (Hrsg.): In: *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*. The University of Chicago Press Ausgabe: (Theoretical Astrophysics; A series edited by D.N. Schramm) Kapitel 5.4
- [85] LAKIC, B.: How do I calculate the expected number of photons N_γ In: *CAST Internal Note*
- [86] DE PANFILIS, S. et al.: Limits on the abundance and coupling of cosmic axions at $4.5\mu\text{eV} < m_a < 5.0\mu\text{eV}$ In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), S. 839

- [87] WUENSCH, W. U. et al.: Results of a laboratory search for cosmic axions and other weakly coupled light particles In: *Phys. Rev. Lett. D* 40 (1989), S. 3153
- [88] WUENSCH, W. U. et al.: Results of a laboratory search for cosmic axions and other weakly coupled light particles In: *Phys. Rev. D* 40 (1989), S. 3153
- [89] HAGMANN, C.; SIKIVIE, P.; SULLIVAN, N.S.; TANNER, D.B.: Results from a search for cosmic axions In: *Phys. Rev. D* 42 (1990), S. 1297
- [90] HAGMANN, C. et al.: Results from a high-sensitivity search for cosmic axions In: *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998), S. 2043
- [91] ASZTALOS, S.J.: An improved RF cavity search for halo axions In: *Phys. Rev. D* 69 (2004), 011101
- [92] MÜCK, M.; KYCIA, J.B.; CLARKE, J.: Superconducting Quantum Interference Device as a Near-Quantum-Limited Amplifier at 0.5 GHz In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 967
- [93] RESSELL, M.T.: Limits to the radiative decay of the axion In: *Phys. Ref. D* 44 (1991), S. 3001
- [94] BERSHADY, M.A.; RESSELL, M.T.; TURNER, M.S.: Telescope search for multi-eV Axions In: *Phys. Ref. Lett.* 66 (1991), S. 1398
- [95] BLOUT, B.D.; DAW, E.TJ; DECOWSKI, M.P.; HO, P.T.P.; ROSENBERG, L.J.; YU, D.B.: A radio telescope search for axions In: *Astrophys. J.* 546 (2001), S. 825
- [96] RUOSO, G. et al.: Limits on light scalar and pseudoscalar particles from a photon regeneration experiment In: *Z. Phys. C.* 56 (1992), S. 505
- [97] CAMERON, R. et al.: Search for nearly massless, weakly coupled particles by optical techniques In: *Phys. Ref. D* 47 (1993), S. 3707
- [98] SEMERTZIDIS, Y. et al.: Limits on the production of light scalar and pseudoscalar particles In: *Phys. Ref. Lett.* 64 (1990), S. 2988
- [99] PASCHOS, E.A.; ZIOUTAS, K.: A proposal for solar axion detection via Bragg scattering In: *Phys. Lett. B* 323 (1994) 367
- [100] MORALES, A. et al. [COSME collaboration]: Particle dark matter and solar axion searches with a small germanium detector at the Canfranc underground laboratory In: *Astropart. Phys.* 16 (2002), S. 325
- [101] AVIGNONE, F.T. et al. [SOLAX collaboration]: Experimental search for solar axions via coherent Primakoff conversion in a germanium spectrometer In: *Phys. Ref. Lett.* 81 (1998), S. 5068

- [102] BERNABEI, R. et al. [SOLAX collaboration]: Search for solar axions by Primakoff effect in NaI crystals In: *Phys. Lett. B* 515 (2001), S. 6
- [103] LAZARUS, D.M.; SMITH, G.C.; CAMERON, R.; MELISSINOS, A.C.; RUOSO, G.; SEMERTZIDIS, Y.K.; NEZRICK, F.A.: A search for solar axions In: *Phys. Ref. Lett.* 69 (1992), S. 2333
- [104] MORIYAMA, S.; MINOWA, M.; NAMBA, T.; INOUE, Y.; TAKASU, Y.; YAMAMOTO, A.: Direct search for solar axions by using strong magnetic field and X-ray detectors In: *Phys. Lett. B* 434 (1998), S. 147
- [105] BONA, M. et al.: Performance of the first CRN-INFN 10 m long superconducting dipole prototype for the LHC, CERN-AT-94-26-MA In: *4th European Particle Accelerator Conference (EPAC 94)* London, England, 27 Jun-1 Jul 1994
- [106] BARTH, K. et al.: Commissioning and first operation of the cryogenics for the CERN Axion Solar Telescope (CAST) In: *AIP Conf. Proc.* 710 (2004) S. 168
- [107] BORGHİ, S. (CERN): Priv.Komm.
- [108] VOGEL, J.K.: The precision of the tracking system in search for solar axions In: *Diplomarbeit* Albert Ludwigs Universität Freiburg (2005)
- [109] ELIAS, N.A.; NIINIKOSKI, T.O.; DAVENPORT, M. [CAST Collaboration]: Technical Design Report of the CAST ^3He Gas System In: *CERN-SPSC-2006-029 SPSC-TDR-001 CAST TDR 1* (2006) CERN Genf, Schweiz
- [110] BRÄUNINGER, H.; Burkert W.; Freyberg M.; Hartner G.: Transmission Measurements of 5 Cold Windows F1,F2,F4,F6 and F8 In: *CAST Scientific/Technical Report: CSTR-07-001* (2005)
- [111] LAKIC, B.: In: *27th CAST Collaboration Meeting* (Nov. 2005)
- [112] PAPADEVANGELOU, T. (CERN): Priv.Komm.
- [113] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/FFast/html/form.html>
- [114] AUTIERO, D. et al.: The CAST Time Projection Chamber In: *New J. Phys.* 9 (2007) 171 [hep-ex/0702189] [SPIRES]
- [115] ABBON, P. et al.: The Micromegas detector of the CAST experiment In: *New J. Phys.* 9 (2007) 170 [hep-ex/0702190] [SPIRES]
- [116] ALTMANN, J. et al.: Mirror system for the German X-ray satellite ABRIXAS: I. Flight mirror fabrication, integration and testing In: *Proc. SPIE* Vol. 3444 (1998) 350

- [117] LUTZ, G.: Semiconductor Radiation Detectors In: *Springer Verlag* (1999)
- [118] JANESICK, J.R.: Scientific Charge-Coupled Devices In: *SPIE Press* (2000)
- [119] STRÜDER, L.: High-resolution imaging X-ray spectrometers In: *Nucl. Instrum. Methods A454* (2000) 73
- [120] STRÜDER, L. et al.: The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera In: *Astronomy & Astrophysics* Vol. 365 (2001) L18
- [121] STRÜDER, L. et al.: First tests with fully depleted pn-CCD's In: *IEEE Trans.Nuc.Sci.* Vol. 35 (1988) 372
- [122] STRÜDER, L. et al.: The MPI/AIT X-ray Imager (MAXI)-High Speed pn CCDs for X-ray Detection In: *Nucl. Instrum. Methods A288* (1990) 227
- [123] HARTMANN, R. et al.: The Quantum Efficiency of the XMM pn-CCD camera In: *Proc. SPIE* Vol. 3765 (1999) 703
- [124] PINOTTI, E. et al.: The pn-CCD on-chip electronics In: *Nucl. Instrum. Methods A326* (1993) 85
- [125] KUSTER, M.; KOTTHAUS R.; FERNENGEL D.: X-ray Alignment Measurement Report In: *CAST Scientific/Technical Report: CSTR-04-003* (2005)
- [126] <http://www.amptek.com/coolx.html>
- [127] KUSTER, M.; NORDT, A.; VOGEL, J.: X-ray-finger Measurement Report In: *CAST Scientific/Technical Report: CSTR-06-001* (2006)
- [128] NORDT, A.: Tests with the Manipulator of the X-ray Finger In: *CAST Scientific/Technical Report: CSTR-07-004* (2007)
- [129] NORDT, A.; KUSTER, M.; VOGEL, J.: Influence of the new MM line on the alignment of the X-ray telescope In: *CAST Scientific/Technical Report: CSTR-07-003* (2007)
- [130] NORDT, A.: Basics for the Analysis of PHASE II- Data In: *CAST Internal Analysis Report: (2007)*
- [131] COX, D.R.; LEWIS P.A.W.: The Statistical Analysis of Series of Events In: *London Methuen* (1968)
- [132] SALEH, B.E.A.: Photon time of arrival, time between consecutive photons and the moment generating function In: *J. Phys. A Math.,Nucl.Gen.* Vol.6 (1973)
- [133] CRUDDACE, R.G.; HASINGER, G.R.; SCHMITT, J.H.: In: *Astronomy from large databases* (1988), Garching (ESO)

- [134] HASINGER, G.R.; BURG, R.; GIACCONI, R. et al.: In: *A&A* 275, 1 (1993)
- [135] INOUE, Y.; NAMBA, T.; MORIYAMA, S.; MINOWA, M.; TAKASU, Y.; HORIUCHI, T.; YAMAMOTO, A.: Search for sub-electronvolt solar axions using coherent conversion of axions into photons in magnetic field and gas helium In: *Phys. Lett. B* 536, 18 (2002) [astro-ph/0204388]
- [136] In: <http://pdg.lbl.gov/> (2006)
- [137] BOURLIS, G.; Leisos A.; Tzamarias S.E.: CAST Analysis: Comparison of Estimation Methods In: *CAST Scientific/Technical Report: CSTR-06-003* (2006)
- [138] BARLOW, R.J.: Statistics In: *John Wiley & Sons* (1989)
- [139] MIRIZZI, A.: Low energy solar axion flux 3rd Joint ILIASCERNDESY Axion-WIMPs (2007) In: <http://axion-wimp2007.desy.de>
- [140] ZIOUTAS, K.; DENNERL, K.; GRANDE, M.; HOFFMANN, D.H.H.; HUOVELIN, J.; LAKIC, B.; ORLANDO, S.; ORTIZ, A.; PAPAEVANGELOU, T.; SEMERTZIDIS, Y.; TZAMARIAS, Sp.; VILHU, O.: Indirect signatures for axion(-like) particles In: *Journal of Physics Conf. Series TAUP2005* 39, 020 (2006), 85928035, S. 103-106
- [141] ZIOUTAS, K.: The enigmatic Sun: a crucible for new physics In: <http://cerncourier.com/cws/article/cern/34259> (2008)
- [142] ZIOUTAS, K.; TSAGRI, M.; SEMERTZIDIS, Y.; PAPAEVANGELOU Th.; NORDT, A.; ANASTASSOPOULOS, V.: Overlooked astrophysical signatures of axion(-like) particles In: *High Energy Physics-Phenomenology* (2007) [arXiv:astro-ph/0701627]

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei Prof. D. H. H. Hoffmann dafür bedanken, dass er es mir ermöglicht hat, die Doktorarbeit über das CAST Experiment zu schreiben und dass er immer unterstützend mit Hilfe und Rat zur Seite stand. Die Einführung in das wissenschaftliche Arbeiten war, nicht zuletzt aufgrund längerer Aufenthalte am Experiment, hervorragend. Spezieller Dank gilt Prof. Konstantin Zioutas für die Motivation und die vielen sehr interessanten Diskussionen. Weiterhin gilt mein Dank Dr. Markus Kuster für die freundschaftliche Betreuung während der Doktorarbeit, sowie Prof. Langanke für die Übernahme des Korreferats. Vielen Dank auch an Thomas, Biljana, Theopisti, Javier, Esther, Igor, Nuno, Stephan, Asun, Hector, Julia, Jaime, Theodoros, sowie Sabine und Brani für die Geduld und die ständig angebotene Hilfe. Außerdem möchte ich G.Raffelt, H. Bräuninger, R. Kotthaus, G. Lutz, I. Giomataris, Y. Semertzidis, M. Davenport, T. Niinikoski, Ch. Eleftheriadis, für die aufschlussreichen Diskussionen danken. Besonderer Dank gebührt Prof. Dr. G. Hasinger für die Unterstützung seitens des MPE in Garching.

Erklärung

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

Annika Nordt, 05. August 2008

Lebenslauf

Annika Nordt

Geboren am: 22. Januar 1978

Ort: Wismar

Nationalität: Deutsch

Schule & Studium

09/1995 – 06/1999 Abitur am Max-Planck-Gymnasium, Karlsruhe

09/1999 – 06/2004 Studium der Physik an der TU Karlsruhe

06/2004 – 06/2005 Diplomarbeit mit dem Titel: Untersuchung der Neutralino-Annihilationen im Rahmen des AMS-02-2-Experiments, Referent: Prof. Dr. W. de Boer, Korreferent: Prof. Dr. J. Blümer

09/2005 Diplom in Physik

10/2005 – 03/2006 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für experimentelle Kernphysik (IEKP), TU Karlsruhe

05/2006 – 03/2009 Wissenschaftliche Mitarbeiterin und Doktorandin am Institut für Kernphysik (IKP), TU Darmstadt unter der Leitung von Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann