
Energiekalibration des pn-CCD-Detektors des CERN Axion Solar Telescope (CAST)

Energy Calibration for the pn-CCD-Detector of the CERN Axion Solar Telescope (CAST)

Bachelor-Thesis von Philipp-Michael Lang

August 2008



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Energiekalibration des pn-CCD-Detektors des CERN Axion Solar Telescope (CAST)
Energy Calibration for the pn-CCD-Detector of the CERN Axion Solar Telescope (CAST)

vorgelegte Bachelor-Thesis von Philipp-Michael Lang

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H. H. Hoffmann
2. Gutachten: Dr. Markus Kuster

Tag der Einreichung:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theorie	9
2.1	Axionen und das CP-Problem der starken Wechselwirkung	9
2.2	Das CAST-Experiment	9
3	Experimenteller Aufbau	13
3.1	Der pn-CCD-Detektor	13
3.2	Das Röntgenteleskop	15
3.3	Erzeugung von Röntgenstrahlung mit einer Multitarget-Röntgenröhre	15
4	Grundlagen der Auswertung	17
4.1	Der χ^2 -Test	17
4.2	Die Responsefunktion	17
5	Datenanalyse und Ergebnisse	19
5.1	Das Vorgehen bei der Datenanalyse	19
5.2	Ergebnisse	20
6	Zusammenfassung	23
A	Analyseergebnisse	25

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Primakoff-Effekt und der differentielle Axionenfluss auf der Erde	10
2.2	Nachweisempfindlichkeit von CAST und Ausschlussgrenzen für m_a und $g_{a\gamma}$ durch verschiedene Experimente	11
3.1	Aufbau von CAST	13
3.2	Ladungstransport im CCD-Chip	14
3.3	Der CCD-Chip und das Wolter-Teleskop	15
3.4	Aufbau einer Multitarget-Röntgenröhre und Termschema für Röntgenübergänge	16
5.1	Anpassung einer linearen Funktion und im Vergleich dazu eines Polynoms an die Kalibrationsdaten	20
5.2	Die Response-Matrix des pn-CCD-Detektors und das in Einheiten von keV konvertierte Hintergrundspektrum	21
5.3	Der Zusammenhang zwischen Detektorkanälen und Photonenenergie unter Berücksichtigung der Hintergrunddaten	21
A.1	Datenanpassung an die Cu-K-Linie und Cu-L-Linie	26
A.2	Datenanpassung an die Al-K-Linie und Au-M-Linie	27
A.3	Datenanpassung an die Mo-L-Linie und Ti-K-Linie	27
A.4	Datenanpassung an die Ti-L-Linie	28
A.5	Das gemessene und kalibrierte Hintergrundspektrum	28

Tabellenverzeichnis

2.1	Phasen des CAST-Experiments	11
A.1	Übersicht über die einzelnen Parameter und Fitergebnisse der Kalibrationsdaten, die zur Erstellung der Energiekalibration benötigt werden	25
A.2	Übersicht über die einzelnen Parameter und Fitergebnisse der Hintergrunddaten, die zur Überprüfung der Energiekalibration benutzt wurden	25
A.3	Übersicht über die relevanten Parameter zur Erstellung der Responsefunktion. Es wurde eine lineare Funktion mit Nulldurchgang der Form $f(x) = a \cdot x$ gewählt.	25
A.4	Vergleich der durch die Energiekalibration erhaltenen Kalibrations- und Hintergrunddaten mit den Literaturwerten	26

1 Einleitung

Seit 2002 ist CAST-Experiment am CERN¹ in Betrieb. Das CERN Solar Axion Telescope (CAST) soll ein neues Teilchen, das Axion, nachweisen, das das CP-Problem der starken Wechselwirkung löst und unter anderem durch den Primakoff-Effekt unter anderem in der Sonne entstehen könnte. Das CAST-Experiment nutzt dabei den inversen Primakoff-Effekt aus, der besagt, dass sich ein Axion in Anwesenheit eines starken transversalen Magnetfeldes in ein Röntgenphoton umwandeln kann. Das Magnetfeld wird dabei durch einen Prototypen eines supraleitenden LHC²-Magneteten erzeugt. Die Röntgenquanten können nun mit Hilfe verschiedener Detektoren nachgewiesen werden. Einer davon ist ein pn-CCD-Detektor (Charge Coupled Device). Dieser liefert, wie andere Detektoren auch, die gemessenen Energien in Einheiten von Detektorkanälen, also Analog Digital Units (ADU). Diese können erst basierend auf den Ergebnissen einer Energiekalibration in Photonenenergien in keV umgerechnet werden. Da 2008 ein neuer CCD-Chip als zuvor zum Einsatz kam, muss die Kalibration, die bereits 2006 einmal durchgeführt wurde, nun wiederholt werden.

Nach einer Erläuterung der theoretischen Grundlagen und einer näheren Beschreibung des CAST-Experiments folgt in Kapitel 3 eine detaillierte Behandlung der für die Kalibration relevanten Komponenten des Experiments, also des pn-CCD-Detektors, der Röntgenspiegeloptik und einer zur Kalibration eingesetzten Multitarget-Röntgenröhre. Die verwendeten statistischen und analytischen Methoden werden in einem vierten Teil erläutert, worauf schließlich die konkrete Datenanalyse der Kalibrations- und Hintergrunddaten sowie die daraus gewonnenen Ergebnisse und eine Zusammenfassung folgen.

¹ von Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

² Large Hadron Collider

2 Theorie

2.1 Axionen und das CP-Problem der starken Wechselwirkung

Untersucht man Prozesse der schwachen Wechselwirkung wie z.B. den Zerfall von K-Mesonen, so beobachtet man, dass dort die CP-Symmetrie verletzt ist (Christenson, Cronin, Fith, Turlay, 1964). Dies bedeutet, dass nach einer Inversion aller Raumkoordinaten (Parität) und Ersetzung aller Teilchen durch ihre jeweiligen Antiteilchen (Charge conjugation) eigentlich die gleichen physikalischen Vorgänge beobachtet werden sollten, was in der Realität jedoch nicht gilt.

Eine CP-Verletzung wird auch in der Theorie der starken Wechselwirkung postuliert, diese ist jedoch bisher nicht beobachtet worden. Dies wird auch das CP-Problem der starken Wechselwirkung genannt. Eine Folge daraus ist, dass z. B. das elektrische Dipolmoment des Neutrons um einen Faktor von 10^{-9} kleiner ist, als die Theorie vorhersagt. Zur Lösung dieses Problems wurde von Robert Peccei und Helen Quinn eine neue Symmetrie eingeführt. Die Brechung dieser Symmetrie ist verknüpft mit einem pseudoskalaren, massiven Boson (ein sog. Nambu-Goldstone-Boson), das in seinen Eigenschaften dem neutralen Pion ähnelt und Axion genannt wird (Peccei and Quinn, 1977; Wilczek, 1978; Weinberg, 1978).

Axionen wechselwirken aufgrund ihrer geringen Masse nur sehr schwach mit normaler Materie und sind dementsprechend schwer nachzuweisen. Sie gelten daher neben den WIMPs¹ als vielversprechender Kandidat für die Teilchen der Dunklen Materie.

Ein möglicher Ort für die Erzeugung von Axionen ist das Innere von Sternen, wo im Feld eines geladenen Teilchens des stellaren Plasmas ein Photon mit dem virtuellen Photon des elektrischen Feldes in ein Axion konvertieren kann. Dies bezeichnet man als Primakoff-Effekt. Eine weitere Möglichkeit, die jedoch eine geringere Rolle spielt, ist der sog. Elektro-Primakoff-Effekt, bei dem die Axionen im Magnetfeld einer bewegten elektrischen Ladung erzeugt werden.

Entsprechend kann ein Axion auch - wieder in einem starken transversalen Magnetfeld - zurückkonvertieren in ein Photon mit Energie im Röntgenbereich. Dieser inverse Primakoff-Effekt ist eine Möglichkeit, Axionen hier auf der Erde nachzuweisen. Die Feynman-Diagramme der beiden Prozesse sind in Abb. 2.1 dargestellt.

Aussichtsreichste Quelle für Axionen in unserer näheren Umgebung ist somit die Sonne, die in ihrem Plasma die Gegebenheiten zu deren Erzeugung aufweist. Nach dem Primakoff-Effekt ergibt sich dann für die Erde ein erwarteter solaren Axionenfluss von $\Phi_a = g_{10}^2 3.67 \times 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Der differentielle solare Axionenfluss auf der Erde kann dann unter Verwendung eines neueren Sonnenmodells (Bahcall and Pinsonneault, 2004) berechnet werden zu

$$\frac{d\Phi_a}{dE_a} = g_{10}^2 3.821 \times 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1} \left(\frac{\left(\frac{E_a}{\text{keV}}\right)^3}{e^{E_a/1.103\text{keV}-1}} \right). \quad (2.1)$$

Daraus kann eine mittlere Energie der Axionen von 4.2 keV bestimmt werden, deren Energie derjenigen der erzeugten reellen Photonen entspricht (Andriamonje et al., 2007).

Die Konversionswahrscheinlichkeit von Axion zu Photon $P_{a \rightarrow \gamma}$ im Vakuum ist gegeben durch

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left(\frac{g_{a\gamma} B}{q} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{qL}{2} \right) \quad (2.2)$$

wobei $g_{a\gamma}$ die Kopplungsstärke der Axionen an Photonen ist und $q = m_a^2/2E_a$ der Impulsübertrag des Axions auf das Photon. Zu beachten ist, dass die Axionen mit den Photonen in Phase schwingen müssen um konstruktiv interferieren zu können. Ist die Axionen-Photonen-Oszillationslänge wesentlich größer als L, ist also $qL \leq \pi$, dann lässt sich diese Gleichung zu $P_{a \rightarrow \gamma} = (g_{a\gamma} BL/2)^2$ vereinfachen.

2.2 Das CAST-Experiment

Experimentell gibt es mehrere Herangehensweisen, um nach Axionen zu suchen. Neben Experimenten mit Lasern, bei denen die Axionen im Labor in einem Magnetfeld erzeugt und durch Polarisationsmessungen oder Photonenregenerationsexperimente nachgewiesen werden sollen, gibt es solche, die Mikrowellen-Resonatoren benutzen (z. B.

¹ Weakly Interacting Massive Particles

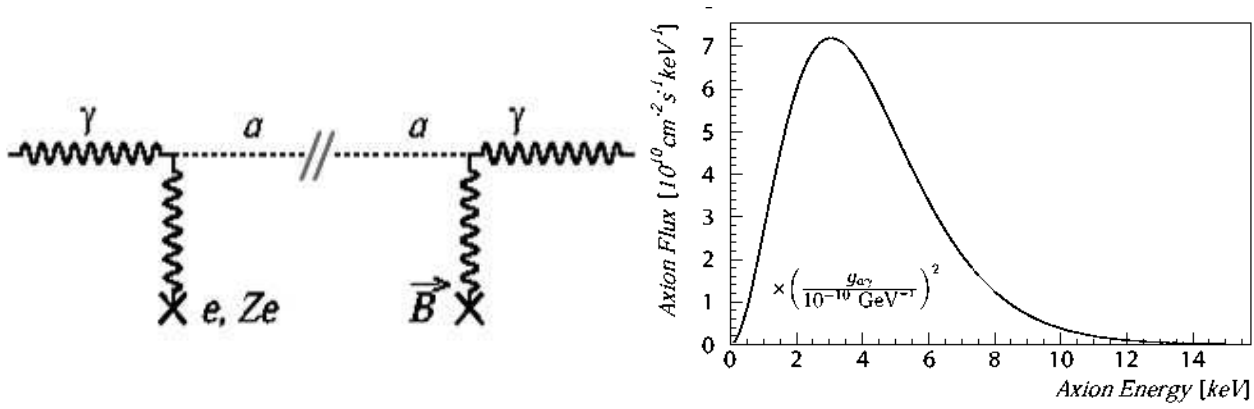


Abbildung 2.1: Links: Der Primakoff-Effekt: Ein reelles und ein virtuelles Photon aus dem Sonnenplasma koppeln zu einem Axion; in einem transversalen Magnetfeld \vec{B} findet die Rückkonversion statt. Rechts: Der differentielle Axionenfluss auf der Erde. Das Maximum liegt bei 3 keV, die mittlere Energie bei etwa 4.2 keV.

das Axion Dark Matter eXperiment (ADMX) am Lawrence Livermore National Laboratory) und neben weiteren Typen auch solche, die auf dem Helioskop-Prinzip beruhen, also Axionen aus der Sonne nachweisen sollen.

Eines davon ist das CAST-Experiment am CERN. Es soll mit Hilfe des inversen Primakoff-Effekts die aus den Axionen in einem transversalen Magnetfeld entstehenden Röntgenphotonen nachweisen. Das dazu benötigte Feld wird vom Prototypen eines supraleitenden Magneten für den Large Hadron Collider (LHC) erzeugt, wobei eine Feldstärke von $B \approx 9$ Tesla erreicht werden kann. Ein solch starkes Magnetfeld ist von Vorteil, da in die Formel für die Konversionswahrscheinlichkeit $P_{a \rightarrow \gamma}$ (Gl. 2.2) die Feldstärke quadratisch eingeht. Die zweite wichtige Größe ist die Länge, die $L = 9.26$ m beträgt. Der gesamte mehrere Tonnen schwere Magnet ist auf einer drehbaren Plattform gelagert, so dass er vertikal um $\pm 8^\circ$ und azimuthal um 80° geschwenkt werden kann. Über eine automatische Steuerung kann er dem Lauf der Sonne bei Auf- und Untergang für jeweils 1.5 Stunden folgen und dabei mit einer Genauigkeit von ± 1 Bogenminute auf das Zentrum der Sonne gerichtet werden. Die beiden Magnetröhren im Inneren haben einen Durchmesser von jeweils $d \approx 43$ mm.

Auf der einen Seite des Magneten ist eine Time Projection Chamber (TPC) installiert, die Röntgenphotonen während des Sonnenuntergangs nachweist, während auf der entgegengesetzten Seite ein MicroMegas²-Detektor sowie ein Röntgenteleskop mit einem pn-CCD-Detektor installiert sind, die für die Messungen während des Sonnenaufgangs eingesetzt werden. Letztere werden im nächsten Kapitel noch genauer behandelt.

Die Zeit zwischen den Messphasen, in denen der Magnet nicht auf die Sonne ausgerichtet werden kann, wird zu Hintergrundmessungen verwendet.

Aus Gl. 2.1 lässt sich ein Photonenfluss von

$$\Phi_\gamma = 0.51 \text{cm}^{-2} \text{d}^{-1} g_{10}^4 \left(\frac{L}{9.26 \text{m}} \right)^2 \left(\frac{B}{9.0 \text{T}} \right)^2 \quad (2.3)$$

ableiten. Ist $qL \geq \pi$, sinkt die Konversionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von q , wodurch der Photonenfluss viel geringer wird und die Nachweisempfindlichkeit abnimmt. Man kann diesen Effekt kompensieren, indem man ein Gas in die sonst evakuierten Magnetröhren einleitet, das den durch den inversen Primakoff-Effekt entstandenen Photonen über den Brechungsindex eine effektive Masse verleiht. Die Kohärenzbedingung lautet dann

$$\sqrt{m_\gamma^2 - \frac{2\pi E_a}{L}} < m_a < \sqrt{m_\gamma^2 + \frac{2\pi E_a}{L}} \quad (2.4)$$

wobei m_γ die effektive Masse des Photons ist, die von Druck und Temperatur und dem verwendeten Gas abhängt. Da der Impulsübertrag q auch von der Massendifferenz zwischen Axion und Photon abhängt, kann die Nachweisemp-

² MICRO MESH Gaseous Structure

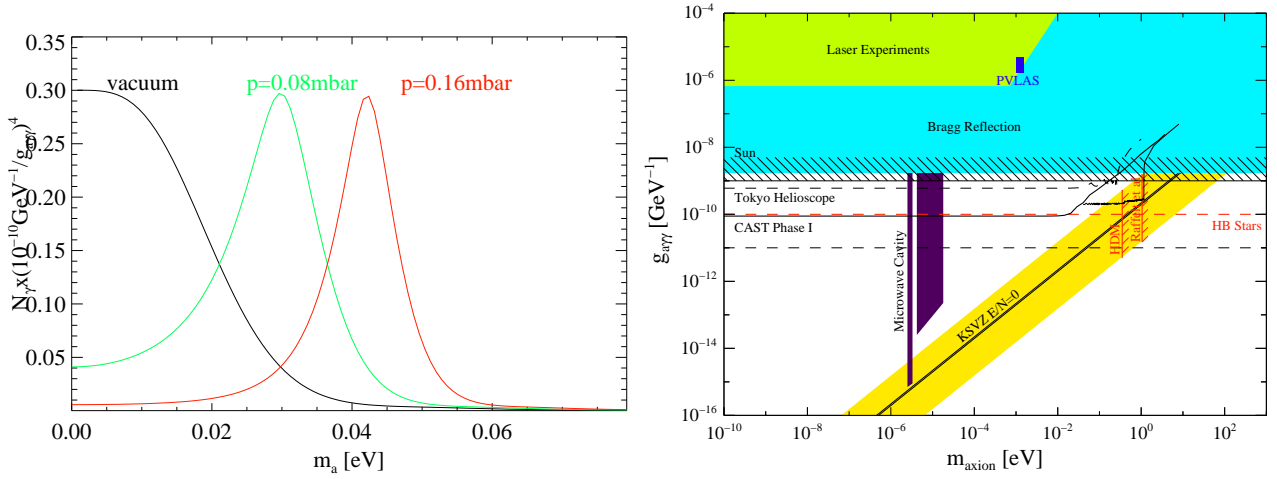


Abbildung 2.2: Links: Theoretisch erwartete Photonenzahl durch Axion-Photon-Konversion im Falle eines ^4He -Gases bei verschiedenen Drücken. In Abhängigkeit des Drucks hat die Nachweisempfindlichkeit ein Maximum bei verschiedenen Axionmassen. Rechts: Die Kopplungskonstante $g_{a\gamma}$ in Abhängigkeit der Axionmasse m_a . Gelb markiert ist der von theoretischen Modellen favorisierte Bereich. Desweiteren sind Ausschlussgrenzen durch verschiedene Experimente zu sehen.

findlichkeit so wieder gesteigert werden.

Die Konversionswahrscheinlichkeit lässt sich dann statt wie in 2.2 allgemeiner schreiben als

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left(\frac{g_{a\gamma} B}{2} \right)^2 \frac{1}{q^2 + \Gamma^2/4} \left[1 + e^{-\Gamma L} - 2e^{-\Gamma L/2} \cos(qL) \right]. \quad (2.5)$$

Γ ist dabei der Absorptionskoeffizient für Röntgenstrahlen im Medium. Der Impulsübertrag ist dann gegeben durch $q = |m_\gamma^2 - m_a^2|/2E_a$, da das Photon nun eine effektive Masse besitzt (van Bibber et al., 1989; Battesti et al., 2008). Also wurde, nachdem in Phase I des CAST-Experiments alle Messungen bei evakuiertem Konversionsvolumen ausgeführt wurden, in einer zweiten Phase des Experiments Helium als Puffergas verwendet. Zunächst wurde hier ab November 2005 ^4He eingesetzt, danach zur weiteren Verbesserung ^3He (2008). Das Gas wird im Konversionsvolumen auf einer Temperatur von $T = 1.8 \text{ K}$ gehalten. Wie in Abb. 2.2 zu sehen ist, steigt die Nachweisempfindlichkeit durch das Gas nur in einem sehr kleinen Bereich wieder auf ein hohes Maß. Um dennoch einen breiten Energiebereich abtasten zu können, muss der Druck geändert werden, so dass sich das Maximum verschiebt. Dies wird, seit ^3He verwendet wird, zweimal täglich gemacht.

Tabelle 2.1: Phasen des CAST-Experiments

Phase	Konversionsvolumen	messbare Axionmassen
I	Vakuum	10^{-6} bis 0.02 eV
II	^4He	0.02 bis 0.4 eV
	^3He	0.4 bis 1.2 eV

Die Messungen der Phase I registrierten kein Signal in einem sensitiven Bereich für Axionenmassen bis $m_a \leq 0.02 \text{ eV}$, jedoch konnte das Limit für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma}$ verbessert werden auf $g_{a\gamma} = 1.16 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (Zioutas et al., 2005). Auch mit ^4He als Puffergas wurden keine Axionen nachgewiesen.

Vor Beginn der ^3He -Messungen wurde der pn-CCD-Chip ausgetauscht, was eine erneute Energiekalibration erforderlich machte. Der alte Chip wies einen Defekt auf, der vermutlich durch metallische Partikel aus Abrieb an den Halterungen eines Manipulators verursacht wurde. Diese Partikel lagerten sich auf der Oberfläche des CCD an und können dort Kurzschlüsse produziert haben.

Durch den Einsatz von Helium bei CAST war es erstmals mit einem Helioskop-Experiment möglich, in den Bereich der theoretisch vorhergesagten Axion-Massen vorzudringen (s. Abb. 2.2). Das von CAST angegebene Limit für die

Kopplungskonstante $g_{a\gamma}$ im Bezug auf die Masse konnte gegenüber früheren Experimenten deutlich verbessert werden und übertrifft damit sogar die Einschränkungen, die aus kosmologischen und astrophysikalischen Überlegungen resultieren.

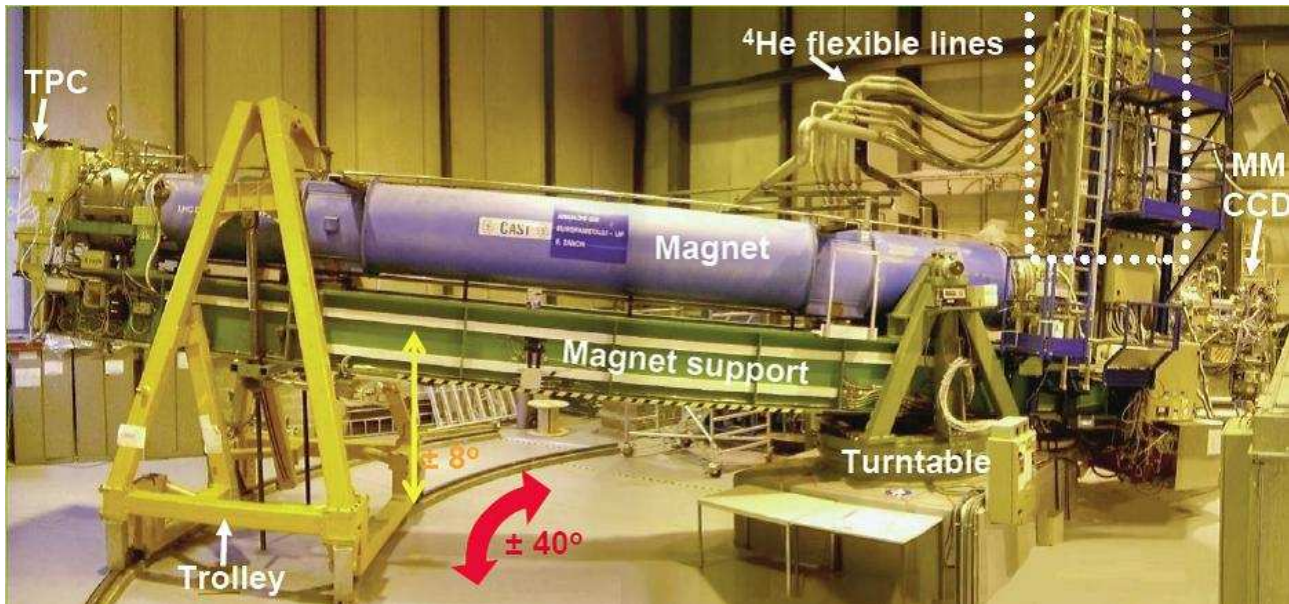


Abbildung 3.1: Der Aufbau des CAST-Experiments. Links im Bild ist die TPC auf dem Magneten angebracht, am rechten Ende die MICROMEGLAS-Kammer und das Röntgenteleskop mit dem pn-CCD-Detektor.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Der pn-CCD-Detektor

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, Röntgenstrahlung nachzuweisen. Neben der Ausnutzung von Photolumineszenz- und photographischen Effekten, geschieht dies über Halbleiterdetektoren. Eine besondere Art, die nicht zuletzt auch in der modernen Astronomie Verwendung findet, sind CCD-Kameras.

Der beim CAST-Experiment verwendete CCD-Chip ist baugleich mit dem der European Photon Imaging Camera (EPIC) der XMM¹-Newton Weltraummission (Strüder et al., 2001; Kuster et al., 2004; Lutz et al., 2004; Kotthaus et al., 2005). Der Chip ist unterteilt in eine Struktur aus 64×200 Pixeln auf einer Fläche von 2.88 cm^2 .

Im Prinzip handelt es sich bei CCD-Chips um Halbleiterdetektoren auf Siliziumbasis. Die Registrierung der Photonen erfolgt dabei bei voll depletierter pn-Raumzone. Es existiert also eine Schicht aus p- bzw. n-dotiertem Material mit einer Übergangszone. Unter dem Dotieren versteht man das Einbringen von Fremdatomen in ein Halbleitermaterial, das typischerweise aus Elementen der 4. Hauptgruppe des Periodensystems besteht. Bei n-Halbleitern wird ein Element der 5. Hauptgruppe in den Kristall eingebaut, die ein zusätzliches Elektron in ihrer äußersten Schale haben. Diese Elektronen sind sehr schwach gebunden und stehen zum Ladungstransport im Leitungsband zur Verfügung. P-Halbleiter entstehen durch Hinzufügen eines Elements der 3. Hauptgruppe, was dazu führt, dass es ein „Loch“ im Material gibt, das durch ein Elektron des Halbleitermaterials gefüllt werden kann. Setzt sich dieser Vorgang mehrmals fort, spricht man von Löcherleitung. Typischerweise werden Dotierungsatome in Mengen von etwa 10^{-6} pro Halbleiteratom eingebracht.

Legt man nun eine p- und eine n-Schicht übereinander, so entsteht ein Diffusionsstrom der Elektronen von der n- in die p-Schicht, so dass sich durch die Ladungsumverteilung ein elektrisches Feld ausbildet. Dies geht solange, bis ein Gleichgewicht erreicht ist. In einem Gebiet um den Übergang entsteht dann eine Depletionszone, die keine freien Ladungsträger mehr beherbergt (Kuster, 1997).

Dringen nun wie beim CCD Photonen in die Depletionszone ein, so entstehen durch Ionisations- und Anregungsprozesse Elektron-Loch-Paare. Die Löcher bewegen sich zur p-Schicht, da diese negativ geladen ist, während extern angelegte Potentiale die Elektronen zur Pixelebene wandern lassen. Jeder Pixel ist dabei durch drei verschiedene

¹ X-Ray Multi-Mirror

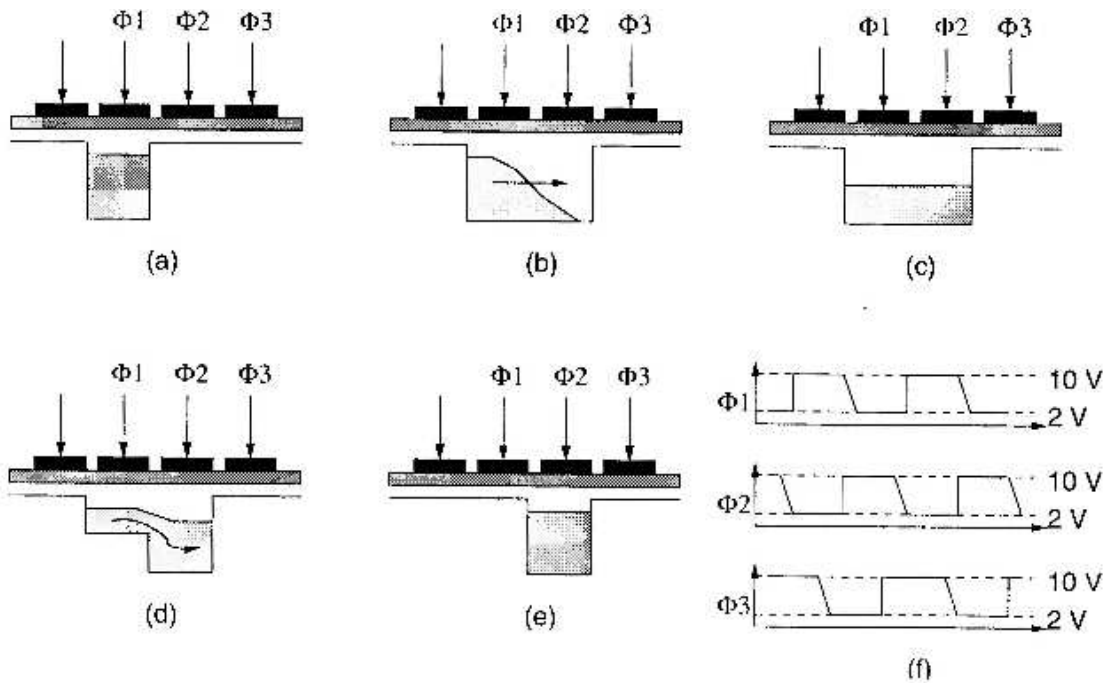


Abbildung 3.2: Die Abb. a) bis e) stellen den Ladungstransportvorgang im CCD-Chip dar. In a) sind die Ladungen in der durch Φ_1 erzeugten Potentialmulde gesammelt. In b) wird Φ_2 ebenfalls auf den Wert von Φ_1 abgesenkt, so dass sich die Ladungen homogen über das Gebiet verteilen (c)). Nun wird, gezeigt in d), Φ_1 wieder erhöht, so dass die Ladungen vollständig nach Φ_2 fließen (e)). f) zeigt die zeitliche Variation der Spannungen.

Potentiale ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 in Taktregister unterteilt. Im Pixelsegment mit der größten Potentialmulde werden diese Elektronen nun bis zur Auslesezeit gesammelt (s. Abb. 3.2). Eine zeitliche Variation der drei Spannungen erlaubt es nun, die gesammelten Ladungen über den CCD-Chip zur Ausleseanode zu schieben. So kann Reihe für Reihe nacheinander ausgelesen werden. Dies dauert inklusive der Integrationszeit für den ganzen Chip 71.8 ms. Während dieser Zeit werden weiterhin Photonen auf dem Chip registriert, da der Detektor keine Totzeit besitzt. Diese sog. „out-of-time“ Ereignisse, die nicht den korrekten Pixeln auf dem CCD zugeordnet werden können, machen jedoch nur 8.1% der Gesamt Ereignisse aus. Das ist ein geringer Nachteil im Vergleich zu den positiven Aspekten, die der CCD im Bezug auf Energieauflösung und Quanteneffizienz bietet (diese liegt für Photonen von 1 bis 7 keV bei $\geq 95\%$).

Ein weiterer Nachteil sind Ladungsverluste, die durch Störstellen im Metall (die als sog. Trapping Centers wirken können) zustande kommen. Nimmt man eine annähernd kontinuierliche Verteilung dieser Störstellen an, so lässt sich die Charge Transfer Inefficiency zwischen den Zeilen i und $i+1$ schreiben als

$$CTI = 1 - CTE = 1 - \frac{q_{\text{Zeile } i+1}}{q_{\text{Zeile } i}}. \quad (3.1)$$

Die CTE des pn-CCDs beträgt 99.96%. Für das Schieben von Zeile j zur Ausleseanode lässt sich die ankommende Ladung q_{Anode} dann ausdrücken durch

$$q_{\text{Anode}} = q_j \cdot CTE^j. \quad (3.2)$$

Entsprechend beträgt der Ladungsverlust beim Schieben über 200 Pixelreihen etwa 8%.

Die Betriebstemperatur des CCD liegt bei -130°C , was durch einen kleinen Kühlapparat, einen Stirling-Kühlfinger, gewährleistet wird. Beidseitig ist der CCD von einer Kupfermaske umgeben, um für eine gute thermische Kopplung zu sorgen. Zur Abschirmung vor unerwünschtem Hintergrund befindet sich der Chip in einem evakuierten Gehäuse, das ebenfalls über eine Kupferabschirmung verfügt, sowie über zwei Bleischichten (jeweils eine innerhalb und außerhalb des Vakuumgehäuses). Diese Abschirmungen sind weitgehend frei von störenden instabilen Isotopen.

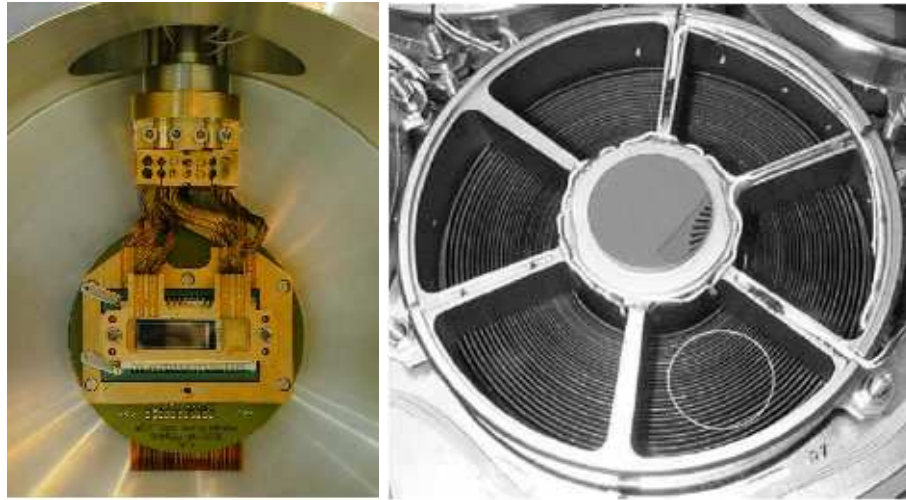


Abbildung 3.3: Links: Im unteren Bildbereich ist der rechteckige CCD-Chip dargestellt, umgeben von der Kupfer-Kühlmaske. Die Kupfer- und Bleiabschirmung wurde hier entfernt. Im oberen Bereich ist der Stirling-Kühlfinger zu sehen, der den CCD auf seiner Betriebstemperatur hält. Rechts: Frontalansicht der Spiegelsystems des Wolter-Teleskops. Zu sehen sind die ineinander veraschachtelten Spiegel und die speichenartige Haltestruktur. Der Kreis im unteren Teil des Bildes deutet die Größe der Magnetöffnung an, die somit nur einen der sechs Sektoren abdeckt.

3.2 Das Röntgenteleskop

Bedingt durch die geringe Konversionswahrscheinlichkeit von Axionen in Photonen im Magneten von CAST werden nur sehr wenige Ereignisse pro Zeit erwartet. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern, ist es sehr nützlich, die in der Magnetröhre erzeugte Röntgenstrahlung zu fokussieren. Dies geschieht durch eine Röntgenoptik vom Typ Wolter I (Wolter, 1952). Diese Technik ist bereits in vielen Satellitenmissionen (Exosat, Chandra, XMM-Newton u. a.) erprobt worden. Das in CAST verwendete Modul ist ein Prototyp der ARIXAS-Mission. Die erreichte Hintergrund-Unterdrückung liegt bei einem Faktor von ≈ 154 (Kuster et al., 2007).

Das Wolter-Teleskop besteht aus 27 ineinander konzentrisch verschachtelten Parabol- und Hyperbolspiegeln aus Nickel und nutzt den Effekt der Totalreflexion bei streifendem Strahleneinfall aus. Zur Verbesserung der Reflexionseigenschaften ist jeder der Spiegel mit einer Goldschicht überzogen. Da der Durchmesser der CAST-Magnetröhre mit 43 mm deutlich kleiner ist, als die Einlassöffnung des Röntgenteleskops, entfallen negative Effekte („Vignettierung“) durch die Speichen (s. Abb. 3.3), die die verschachtelten Spiegel verbinden.

3.3 Erzeugung von Röntgenstrahlung mit einer Multitarget-Röntgenröhre

Zur Energiekalibration des pn-CCD-Detektors wurde die monoenergetische charakteristische Linienstrahlung aus einer Multitarget-Röntgenröhre verwendet. Bei dieser sind verschiedene Target-Materialien zur Erzeugung von Röntgenstrahlung auf einem Rad montiert, so dass durch Drehen jeweils die charakteristische Strahlung eines bestimmten Elements erzeugt werden kann. Die Entfernung zwischen der Multitarget-Röhre und dem Detektor betrug 3m.

In einer solchen Röhre wird Röntgenstrahlung allgemein durch Abbremsen schneller Elektronen beim Aufprall auf ein Target-Material und dessen Ionisation erzeugt. Die Elektronen stammen dabei aus einer geheizten Kathode und werden zur Anode hin beschleunigt und auf dem Weg dorthin fokussiert. Die Anode besteht meist aus Metallen wie Kupfer, Aluminium oder Wolfram.

Das Spektrum der beim Auftreffen der Elektronen auf die Anode entstehenden Röntgenstrahlung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Ein kontinuierliches Spektrum entsteht durch Bremsstrahlung, wenn die Elektronen über Coulombwechselwirkung mit den Atomkernen interagieren. Das Elektron wird hierbei durch die Anziehungskraft des positiv geladenen Atomkerns abgebremst und seine Flugbahn gekrümmt. Die dabei in Form elektromagnetischer Strahlung abgegebene Energie ist die Bremsstrahlung. Zusätzlich entsteht ein elementspezifisches Linienspektrum, wenn die Elektronen aus den inneren Schalen des Targetmaterials andere Elektronen herausschlagen (das Material

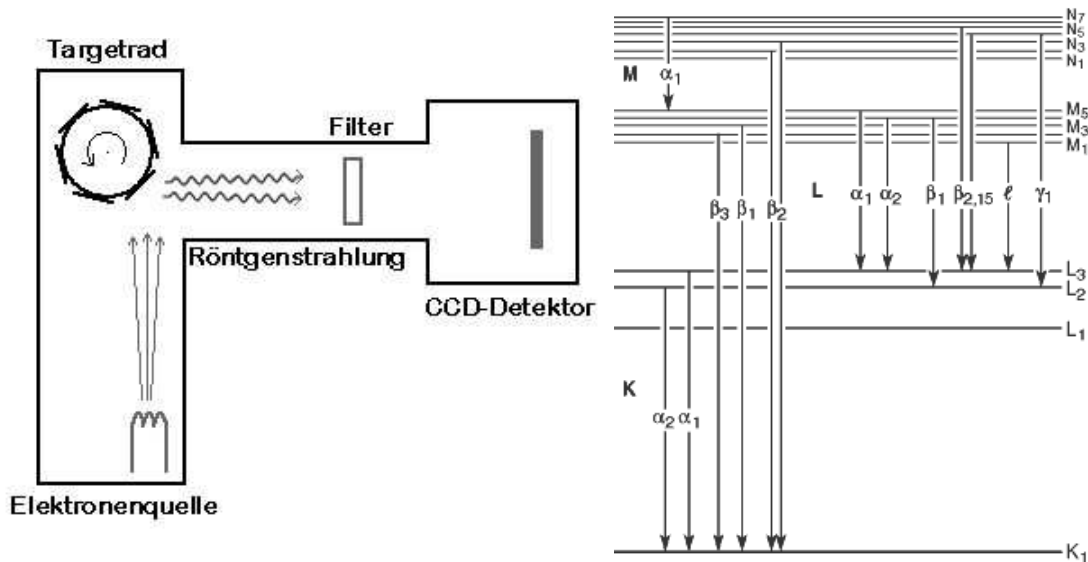


Abbildung 3.4: Links: Aufbau einer Multitarget-Röntgenröhre. Elektronenquelle und Targetrad sind dabei als Kathode bzw. Anode zu sehen. Da zwischen beiden eine Spannung herrscht, werden die Elektronen zum Targetrad hin beschleunigt und erzeugen dort beim Auftreffen Röntgenstrahlung, die vom CCD (rechter Bildrand) registriert wird. Rechts: Termschema für Röntgenübergänge. Die einzelnen Übergänge und ihre jeweilige Bezeichnung sind zu sehen; am rechten Rand sind die zugehörigen Energieniveaus beschriftet (nähere Erläuterungen siehe Text).

also ionisieren). Elektronen höherer Schalen füllen dann die Lücken der inneren Schalen unter Emission charakteristischer Röntgenstrahlung wieder auf. Die Energie ist dabei bestimmt durch die Energiedifferenz der Energieniveaus der Schalen. Da diese Differenzen von Element zu Element unterschiedlich sind, kann durch eine genaue Messung des Linienspektrums das verwendete Material bestimmt werden.

Die Nomenklatur dieser Linien folgt einem einfachen Prinzip. Sie werden zunächst benannt nach der Schale, in die das nachrückende Elektron hineinrückt, wobei die Benennung der Energieniveaus $n = 1, 2, 3, \dots$ durch die Buchstaben K, L, M, ... erfolgt. Ist das aufzufüllende Loch also in der K-Schale, heißen die beim Auffüllen entstehenden Linien entsprechend K-Linien. Ein Index gibt an, wie groß die Differenz der Energieniveaus Δn zwischen Ursprungs- und Zielschale des Elektrons. Hier werden griechische Buchstaben verwendet, α für einen Übergang aus der nächsthöheren Schale ($\Delta n = 1$), β, γ, \dots für Übergänge aus höheren Schalen ($\Delta n = 2, 3, \dots$). Ein K_α -Übergang ist also ein Übergang eines Elektrons aus dem ($n=2$)-Energieniveau in das ($n=1$)-Niveau. Da die einzelnen Schalen durch die Spin-Bahn-Kopplung noch in Unterschalen aufgespalten werden, ist ein weiterer Index erforderlich. Für die einzelnen Emissionslinien wird noch eine arabische Zahl eingeführt, die die größer wird mit abnehmender Energiedifferenz des jeweiligen Übergangs zwischen den Unterschalen (Mayer-Kuckuk, 1997). Der Übergang vom höchsten Energieniveau der L-Schale zur K-Schale wird demnach mit K_{α_1} bezeichnet (vgl. Termschema in Abb. 3.4).

Das Spektrum der Strahlung lässt sich nun leicht variieren über eine Veränderung der an Kathode und Anode angelegten Spannung. So kann weder Linien- noch Bremsstrahlung mit höheren Energien als die der auf die Anode einfallenden Elektronen erzeugt werden. Außerdem lassen sich leicht Filter in den Strahlengang einsetzen. Ist dieser Filter nun aus dem gleichen Material wie das Target, so können große Teile des Bremsstrahlungskontinuums absorbiert werden. Da die absorbierten Photonen keine Elektronen in besetzte Schalen anregen können (was durch das Pauli-Prinzip verboten ist), sondern nur ins Kontinuum, setzt sich das Absorptionsspektrum nicht aus Linien, sondern aus Absorptionskanten zusammen. Diese entsprechen Sprüngen im Absorptionskoeffizienten. Ein Photon kann also absorbiert werden, sobald seine Energie größer ist als die Bindungsenergie des anzuregenden Elektrons. Für große Photonenenergien sinkt jedoch die Absorptionswahrscheinlichkeit, da der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt mit steigender Energie kleiner wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die charakteristischen Linienspektren aus einer Multitarget-Röntgenröhre verwendet um damit die Energiekalibration des pn-CCD-Detektors durchzuführen. Dazu wurden Modelle an die Spektren angepasst.

4 Grundlagen der Auswertung

4.1 Der χ^2 -Test

Der χ^2 -Test ist eine Methode, die bei der Datenanalyse hilfreich ist. Er kann einerseits als *Unabhängigkeitstest* zur Überprüfung der stochastischen Unabhängigkeit zweier Merkmale benutzt werden und andererseits als *Anpassungstest* um zu prüfen, ob ein vorgegebener Datensatz einer bestimmten Verteilung entspricht. Für diese Arbeit ist vor allem letztere Variante wichtig, da mit dem χ^2 -Test die verwendeten Fits auf ihre Genauigkeit überprüft wurden (Goodness of Fit Test).

Die χ^2 -Verteilung ist eine statistischer Prüfgröße, welche die Güte der Approximation eines mathematischen Modells, das als Hypothese verwendet wird, an einen experimentell gemessenen Datensatz angibt. Sie ist definiert als

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(h(x_i) - e(x_i))^2}{\sigma_i(h)^2}, \quad (4.1)$$

wobei x_i die Laufvariable ist. Bezogen auf die Energiekalibration entspricht i der Detektorkanalnummer. $h(x_i)$ ist die Häufigkeit und $e(x_i)$ die erwartete Häufigkeit für gezählte Ereignisse im i -ten Kanal, oder allgemeiner gesagt der Datenpunkte in der i -ten Klasse. Der Datensatz wird also in eine Anzahl n etwa gleich großer Klassen eingeteilt.

Die erwartete Häufigkeit $e(x_i)$ ist definiert als $e(x_i) = np(x_i)$. Dabei ist $p(x_i)$ die durch die Hypothese festgelegte Wahrscheinlichkeit, einen Wert x_i in der i -ten Klassen zu finden. Für jeden Messwert x_i lässt sich nun auch eine Standardabweichung $\sigma_i(h)$ angeben. Damit ist nicht die Unsicherheit σ_i eines einzelnen Datenpunktes x_i um einen Mittelwert μ gemeint, sondern die Streuung der Messwerte für jedes $h(x_i)$ um seinen Mittelwert μ_i .

Geht man von einer Poisson-Verteilung der Messwerte aus, so lässt sich $\sigma_i(h)$ als $\sigma_i(h) = \sqrt{np(x_i)} \simeq \sqrt{h(x_i)}$ schreiben (Bevington and Robinson, 2003). Die χ^2 -Verteilung lässt sich damit also umformen zu

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(h(x_i) - np(x_i))^2}{np(x_i)} \simeq \sum_{i=1}^n \frac{(h(x_i) - np(x_i))^2}{h(x_i)}. \quad (4.2)$$

Approximiert die Modellfunktion die Messdaten gut, sollte sich ein $\chi^2 \approx n$ ergeben. Zum einfacheren Vergleich ist es jedoch sinnvoll, das χ^2 auf die Anzahl der Freiheitsgrade ν zu normieren. Die Freiheitsgrade sind dabei die Anzahl freier Parameter, also $\nu = n - n_c$ mit n_c als Anzahl der durch das Modell festgelegten Parameter. Man erhält also ein reduziertes $\chi^2_\nu = \frac{\chi^2}{\nu}$. Ein die Daten gut beschreibendes Modell sollte nun ein $\chi^2_\nu \approx 1$ ergeben. Ist $\chi^2_\nu \gg 1$ ist dies ein Anzeichen dafür, dass man ein ungeeignetes Modell gewählt hat. Ein sehr kleines χ^2_ν dagegen kann auf fehlerhafte Annahmen für die Unsicherheiten der gemessenen Variablen hindeuten.

In manchen Fällen mag nun eine Unsicherheit bestehen, ob es gerechtfertigt ist, einem Modell weitere Komponenten hinzuzufügen, so dass die Zahl der Freiheitsgrade weiter eingeschränkt, das χ^2 aber verbessert wird. Als Entscheidungshilfe kann der F Test herangezogen werden. Man berechnet eine Größe

$$F_\chi = \frac{\chi^2(n_c) - \chi^2(n_c + 1)}{\chi^2(n_c + 1)/(n - n_c - 1)} = \frac{\Delta\chi^2}{\chi^2_\nu}, \quad (4.3)$$

die ein Maß dafür ist, inwieweit ein zusätzlicher Term im Modell das χ^2 verbessert. F_χ sollte klein sein, falls das Modell mit $n_c + 1$ Termen das Modell mit nur n_c Termen nicht signifikant verändert (näheres siehe Bevington and Robinson, 2003).

Für die Auswertung der vorliegenden Daten der Energiekalibration wurde das Programm Xspec (Arnaud and Dorman, 2002) verwendet. Dieses variiert die gegebenen Startparameter für eine Modellfunktion so lange, bis ein minimales χ^2_ν gefunden wurde und gibt dieses mit den dazugehörigen angepassten Parametern aus.

4.2 Die Responsefunktion

Vergleicht man die Analyse von Röntgenstrahlung mit optischer Spektroskopie, so lassen sich einige Unterschiede erkennen. Insbesondere ist es bei Erstgenanntem aufwändiger, aus den gemessenen Daten eine physikalische Bedeutung abzulesen, was schon dadurch bedingt ist, dass die Auflösung von Röntgendetektoren i. A. wesentlich schlechter

ist, als für ein optisches Prisma ($\Delta E/E \leq 0.01\%$). Für Halbleiterdetektoren zur Röntgenspektroskopie erhält man hingegen typischerweise nur eine Energieauflösung von 3%. ΔE steht dabei für die Halbwertsbreite (FWHM) für die (meist gaußförmig verteilte) Streuung der gemessenen Energien bei einer Energie E . Dies ist somit ein gutes Maß für das Auflösungsvermögen des Detektors.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, liegen die gemessenen Spektren für die Auswertung zunächst in der Einheit von Detektorkanälen vor. Dieses ist jedoch nicht identisch mit dem Spektrum, das von der Quelle ausgesandt wurde. Verknüpft sind diese über die Responsefunktion $R(E, E')$ des Detektors. Diese entspricht einer Wahrscheinlichkeitsfunktion, dass ein Photon der Energie E als Photon der Energie E' registriert wird und kann außerdem die Beiträge von Escape-Peaks, „partial events“¹, die endliche Energieauflösung des Detektors und Nichtlinearitäten berücksichtigen. Escape Peaks entstehen, wenn nicht die gesamte Energie eines einfallenden Photons im Detektor in Elektron-Loch-Paare umgesetzt wird, sondern ein Teil als Si-K-Quant entkommt. Die gemessene Energie liegt dann um die Energie des entwichenen Photons niedriger, im Falle von Si sind dies 1.74 keV, so dass sich ein zweiter kleinerer Peak unterhalb des Photopeaks ausbildet.

Ist $S(E)$ das einfallende Spektrum und $A(E)$ die effektive Sammelfläche des Detektors, so lässt sich gemessene Spektrum (ein durch einen Pulse Height Analyzer gewonnenes Pulshöhenspektrum) zu

$$n_i = b_i + \int_{E'_i}^{E'_i + \Delta E'_i} dE' \int_0^\infty R(E, E') A(E) S(E) dE. \quad (4.4)$$

E'_i steht dabei für die Energie im Kanal i und $\Delta E'_i$ für die Energiebreite des Kanals. Bei b_i handelt es sich um einen additiven Term, der Hintergrundeffekte, z. B. aus der kosmischen Strahlung, berücksichtigt. n_i ist somit die Rate der detektierten Photonen in Einheiten von Ereignissen/s bezogen auf den Kanal i . Gleichung 4.4 geht für den diskretisierten Fall in die Matrixdarstellung

$$n_i = b_i + \sum_j R_{ij} I_j \quad (4.5)$$

über. Dabei stellt R_{ij} nun die Response-Matrix des Detektors dar und I_j ist die Strahlungsintensität im j -ten Kanal. Ein Zurückrechnen auf die ursprüngliche Energieverteilung ist nicht leicht, da dazu m Gleichungen von n_i für jeden Kanal gelöst werden müssen (Spektrumentfaltung oder engl. spectrum unfolding) und die Responsefunktion im allgemeinen recht kompliziert ist durch o. g. Effekte. So ist auch ein Invertieren von Gl. 4.5 im allgemeinen nicht möglich.

Die Modellierung der Detektor-Response-Matrix ist das Ziel dieser Arbeit.

¹ partial events, „unvollständige Ereignisse“, entstehen, wenn ein Teil der Ladungswolke im Bereich des pn-Übergangs teilweise rekombiniert

5 Datenanalyse und Ergebnisse

5.1 Das Vorgehen bei der Datenanalyse

Um die in Kapitel 4 beschriebene Response-Matrix für den verwendeten pn-CCD-Detektor zu modellieren, wurden zunächst die Spektren aus Messungen mit der Multitarget-Röntgenröhre (Kapitel 3.3) verwendet. Es handelte sich um Spektren der Linien Cu-K, Cu-L, Al-K, Au-M, Mo-L, Ti-K und Ti-L. Zusätzlich wurde mit der Röhre das Spektrum von Makrolon gemessen, einem Polycarbonat, das aus verschiedenen Elementen besteht.

Mit dem Programm Xspec wurden nun Modelle aus Gauß-Kurven an die aufgenommenen Spektren angefitet, um die Lage der Peaks sowie deren Breite σ und Fehler zu bestimmen (jeweils noch in der Einheit von Detektorkanälen, ADU). Ein gutes Modell zeichnet sich dabei dadurch aus, dass sein χ^2 möglichst klein ist, wobei jedoch auch die Anzahl der benötigten Gauß-Kurven minimiert werden sollte. Neben den eigentlichen Photopeaks wurden dabei auch der Hintergrund, sowie auftretende Escape-Peaks und „Schultern“ (Deformationen der Gauß-Kurven, die durch partial events und andere Nichtlinearitäten entstehen) mit angepasst (s. Haberl et al., 2002). Außerdem konnte es vorkommen, dass es sich bei den gemessenen Linien in Wirklichkeit um Überlagerungen mehrerer Linien handelte, die nicht einzeln aufgelöst werden können, z. B. einer K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie. Dies macht ein exaktes Bestimmen der Peakbreite unmöglich. Pile Up-Peaks¹ wurden nach Möglichkeit aus dem Modell ausgeschlossen. Um in unklaren Fällen eine Entscheidungshilfe zu haben, ob dem Modell eine weitere Gauß-Kurve hinzugefügt werden sollte, wurde der *F* TEST verwendet (s. Kapitel 4.1).

Zur Energiekalibration wurden nun die gewonnenen Werte in ADU mit den Literaturwerten korreliert (s. Bearden, 1967). Somit lässt sich also die gesuchte Beziehung zwischen dem gemessenen Spektrum in Einheiten von ADU und den tatsächlichen Photonenenergien herstellen. In einem anderen Programm wurden diese Daten nun weiterverarbeitet, indem zunächst die angepassten Werte gegen die Literaturwerte aufgetragen wurden und dann verschiedene Funktionsmodelle getestet wurden. Dabei wurden verschiedene Polynome der Form

$$f(x) = \sum_i a_i \cdot x^i \quad (5.1)$$

sowohl mit als auch ohne Nulldurchgang als Modell verwendet. Durch Betrachtungen des χ^2 und der Stabilität der angepassten Funktion über einen größeren Energiebereich² fiel die Entscheidung jedoch auf ein lineares Modell mit Nulldurchgang der Form

$$f(x) = a \cdot x, \quad (5.2)$$

da sich durch eine höhere Ordnung des Polynoms das χ^2 nicht verbessern ließ und ab etwa vierter Ordnung auch die erwartete grobe Linearität der Kurve nicht mehr annähernd gegeben war. Das zugrunde liegende Modell ist somit wesentlich simpler, als das beim vorigen CCD-Chip verwendete Polynom sechsten Grades (Hoffmeister, 2006). Der Nulldurchgang wurde dabei gewählt um sonst eventuell auftretende negative Energiewerte durch einen negativen y-Achsenabschnitt zu verhindern.

Zur Erstellung der Response-Matrix wurden sowohl die Parameter des Polynoms für die Beziehung von ADU zu keV, als auch für das inverse Verhältnis von keV zu ADU benötigt. Graphisch betrachtet ist dieses inverse Verhältnis durch Spiegelung an der Winkelhalbierenden realisierbar. Abb. 5.1 zeigt diese beiden Graphen, sowie die Abweichung in Einheiten von χ^2 . Zum Vergleich wurde auch ein angepasstes Polynom dritten Grades in den Graphen mit eingefügt. Mit der daraus erhaltenen Response-Matrix wurden nun die Spektren erneut mit Gaußkurven angepasst. Die nun in keV vorliegenden Linienpositionen konnten erneut mit den Literaturwerten verglichen werden, um so die Energiekalibration zu verifizieren. Die so ermittelten Peakpositionen sollten natürlich gut mit den Literaturwerten übereinstimmen.

Ob dieses Modell auch noch bei höheren Energien geeignet ist, wurde anhand des Hintergrundspektrums überprüft. Dieses weist noch Fluoreszenzlinien der Elemente Cu, Au und Pb auf. Diese sind in der Abschirmung des CCD-Detektors verarbeitet (s. Kapitel 3.1). Ein Vergleich mit den Literaturwerten ergab eine gute Übereinstimmung zwischen den durch die Kalibrations- bzw. Hintergrundmessungen gewonnenen Linienenergien (s. Tabelle A.4).

¹ Pile Up events entstehen, wenn innerhalb eines Integrationsintervalls aufgrund einer starken Quelle mehr als ein Photon in einem Pixel des CCD landet, so dass die doppelte Energie gemessen wird

² die Linienenergien der gemessenen Spektren liegen alle zwischen 0.45 und 8.05 keV

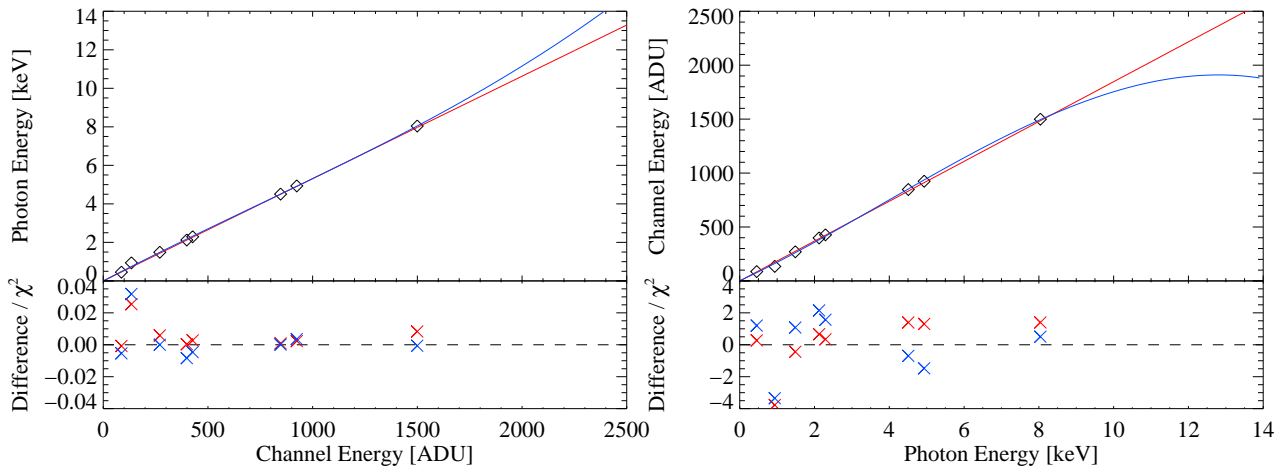


Abbildung 5.1: Links: Auftragung des Zusammenhangs zwischen Einheiten der Energie in ADU und keV bezogen auf die Kalibrationsdaten. Die schwarzen Rauten sind die mit den Detektorkanälen assoziierten Literaturwerte, an die eine lineare Funktion (rot), sowie ein Polynom dritter Ordnung (blau) angepasst wurden. Unten ist die Abweichung von den Literaturwerten in Einheiten von χ^2 zu sehen, jeweils wieder für die lineare Funktion (rote Kreuze) und das Polynom (blaue Kreuze). Rechts: Die invertierte Auftragung zum linken Bild. Die Zeichenerklärung ist zum linken Bild analog.

5.2 Ergebnisse

Im Anhang finden sich die verschiedenen an die Röntgenspektren angepassten Modellspektren in der Einheit ADU (Abb. A.1 bis A.4), ebenso das verwendete Hintergrundspektrum in den Einheiten ADU und keV (Abb. A.5). Eine Zuordnung der elementspezifischen Übergänge zu den in diesem Spektrum sichtbaren Fluoreszenzlinien ist in Abb. 5.2 zu sehen. Bei den Hintergrundspektren ist jedoch anzumerken, dass die Statistik schlecht ist, da zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch keine ausreichende Datenmenge zur Verfügung stand. Es mussten deshalb mehrere Detektorkanäle zusammengefasst werden, was wiederum die Qualität der Modellanpassung negativ beeinflusst, da die Einteilung in Kanäle somit gröber ist. Aus diesem Grund war es auch nicht möglich, einige Linien im Hintergrundspektrum bei Energien > 10 keV exakt zu bestimmen. Namentlich handelt es sich dabei um die Au- L_{β} - und Pb- L -Linien.

Tabelle A.1 enthält einen Vergleich der durch die Kalibration erhaltenen Linienenergien mit den Literaturwerten. Besonders bei der Cu- L -Linie fällt hier eine große Abweichung auf. Dies ist zum einen zu erklären durch Verunreinigungen des Targetmaterials (die beiden linken Peaks in Abb. A.1 sind nicht durch Cu-Linien zu erklären), zum anderen dadurch, dass der CCD nicht für Messungen im niedenergetischen Bereich < 1 keV optimiert ist. Als Verunreinigungen sind u. a. Sauerstoff (O) und Stickstoff (N) möglich. Die gemessenen Maxima liegen nach der Kalibration bei 0.394 bzw. 0.511 keV, was den Linienenergien von N- K_{α} (0.392 keV) und O- K_{α} (0.524 keV) sehr nahe kommt. Bedenkt man aber, dass die Cu- L -Linie selbst um mehr als 0.2 keV vom Literaturwert abweicht und die Linien nicht sehr stark ausgeprägt sind, kann dies nicht mehr als eine Vermutung sein. Eine genauere Untersuchung der Röntgenröhre wäre hier erforderlich.

Die aus den Hintergrunddaten gewonnenen zusätzlichen Messpunkte stimmen jedoch sehr gut mit der ursprünglichen Energiekalibrierung überein (s. Abb. 5.3). Die geringen Unterschiede, die sich zwischen den linearen Modellen mit und ohne Berücksichtigung der Hintergrunddaten ergeben, sind aus Tabelle A.3 zu entnehmen. Da für das CAST-Experiment nur eine besondere Sensitivität im Bereich unter 10 keV erforderlich ist, sind diese Abweichungen jedoch vernachlässigbar klein.

Die durch die Energiekalibrierung bestimmte Response-Matrix ist in Abb. 5.2 abgebildet. Zu sehen sind sowohl die Photopeaks (unterer dunkelgrauer Bereich), als auch die Si-Escape-Peaks (oberer dunkler Bereich). Die Breite der Peaks steht jeweils für die Energieauflösung. Effekte höherer Ordnung, wie die bereits erwähnten partial events wurden nicht berücksichtigt. Die Energieauflösung ist nicht nur abhängig von der einfallenden Strahlung, sondern auch davon, ob die dabei erzeugte Ladungswolke in einem oder mehreren Pixeln des CCD-Chips registriert wurde. Man spricht je nach Anzahl der beteiligten Pixel von single, double, triple, usw. events.

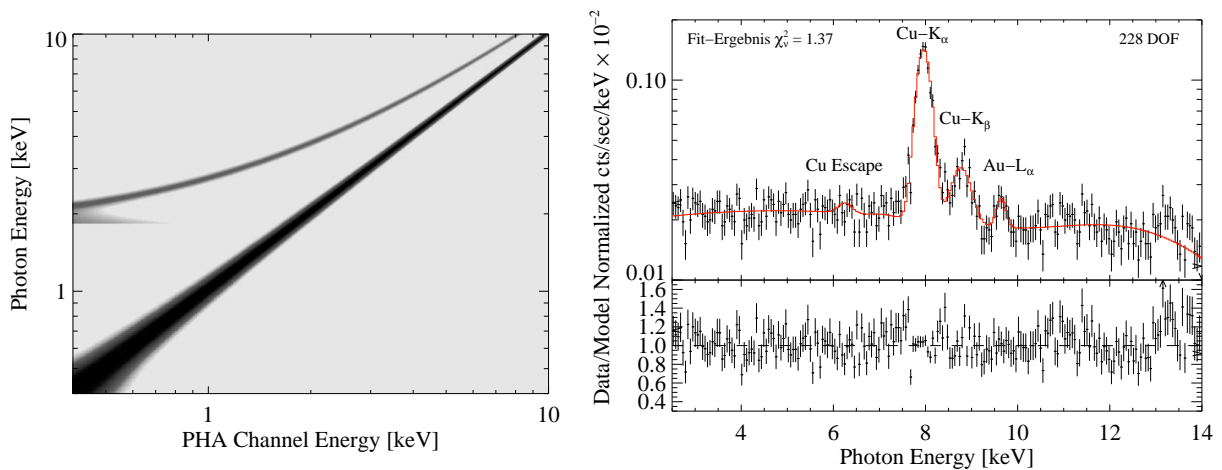


Abbildung 5.2: Links: Die Response-Matrix des pn-CCD-Detektors in logarithmischer Darstellung. Die untere dunkelgraue Linie stammt von den Photopeaks. Darüber ist die durch die Si-Escape-Peaks hervorgerufene Kurve zu sehen. Sie verschwindet schon bei höheren Photonenenergien, da eine Mindestenergie von 1.74 keV nötig ist um ein Si-K-Quant zu erzeugen. Der kleine waagerechte Anteil der Escape-Linie entsteht durch numerische Ungenauigkeiten bei der Erzeugung der Response-Matrix. Um die Energieauflösung möglichst gut wiederzugeben liegt das Modell der spektralen Response des baugleichen EPIC-pn-Detektors zugrunde (Haberl et al. 2002). Rechts: Das gemessene Hintergrundspektrum, das mit der Response-Matrix in Einheiten von keV konvertiert wurde. Die Lagen der Cu-Linien K_α und K_β sowie der $Au-L_\alpha$ -Linie stimmen sehr gut mit der Literatur überein. Die Lagen der erkennbaren Maxima bei höheren Energien (hervorgerufen durch $Au-L_\beta$ - und $Pb-L$ -Linien) ließen sich aufgrund der schlechten Statistik nicht exakt bestimmen.

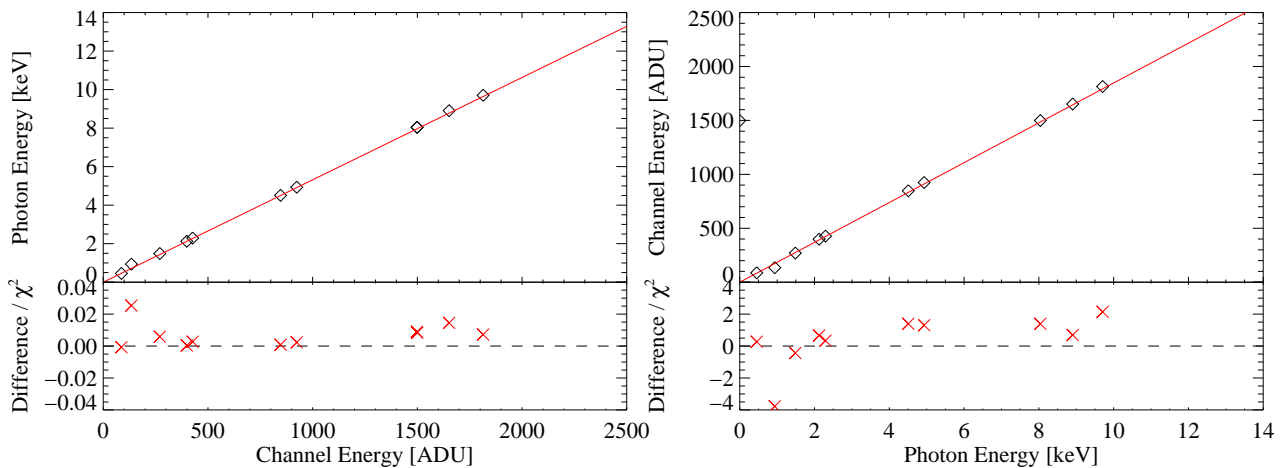


Abbildung 5.3: Links: Auftragung des Zusammenhangs zwischen Einheiten der Energie in ADU und keV bezogen auf die Kalibrations- und Hintergrunddaten (die obersten drei Punkte stammen aus den Daten des Hintergrundspektrums). In rot dargestellt ist die angepasste lineare Funktion mit Nulldurchgang. Im unteren Teil ist die Abweichung pro χ^2 aufgetragen. Rechts: Die invertierte Auftragung zum linken Bild. Die Zeichenerklärung ist analog.

6 Zusammenfassung

Der Austausch des im CAST-Experiment verwendeten CCD-Chips machte es nötig, die Energiekalibration dieses Detektors erneut durchzuführen. Dazu wurden die Spektren aus Messungen mit einer Multitarget-Röntgenröhre verwendet. Die Spektren wurden durch ein Modell aus Gauß-Kurven approximiert und die für die Elemente des Targetmaterials charakteristischen Linienlagen und deren Breiten bestimmt und deren Fehlerschranken ermittelt. Eine Information über die Genauigkeit der Anpassung gab der χ^2 -Test. Alle genannten Werte werden in Einheiten von Detektorkanälen (ADU) ausgegeben.

Aus diesen Parametern konnte durch einen Vergleich mit den Literaturwerten für die einzelnen Energien die Energiekalibration erstellt werden. Der Zusammenhang zwischen gemessenen Energien in ADU und keV wurde durch Anpassung verschiedener Polynome versucht, wobei die Wahl schließlich auf eine lineare Funktion mit Nulldurchgang fiel. Mit den aus dieser Beziehung und der inversen Beziehung gewonnenen Funktionsparametern konnte dann die Response-Matrix erstellt werden. Zur Überprüfung von deren Richtigkeit wurden zunächst die ursprünglichen Kalibrationsdaten in Einheiten von keV konvertiert und erneut die Lage der Maxima überprüft.

Zur weiteren Kontrolle wurde das Hintergrundspektrum des Detektors herangezogen, das unter den gleichen Arbeitsbedingungen aufgenommen wurde wie sie während der eigentlichen Messzeit zur Suche nach Axionen bei CAST herrschen. Dieses Spektrum enthält nun Fluoreszenzlinien, die durch die Detektorabschirmung hervorgerufen werden. Auch von diesen wurden Lage und Breite bestimmt und mit den Kalibrationsdaten und Literaturwerten verglichen. So konnte die Energiekalibration auch für höhere Energien verifiziert werden.

A Analyseergebnisse

Im Folgenden sind die Ergebnisse der Analyse gelistet. Die Tabellen zeigen die aus den Modellen gewonnenen Linienenergien und vergleichen sie mit den Literaturwerten. Außerdem ist eine Übersicht über die zur Erstellung der Response-Matrix verwendeten Parameter zu finden.

Die Abbildungen A.1 bis A.4 zeigen die Datenanpassungen an die einzelnen Röntgenspektren. Am oberen Rand sind jeweils das χ^2 und die DOF (engl. „degrees of freedom“, Freiheitsgrade) angegeben.

Tabelle A.1: Übersicht über die einzelnen Parameter und Fitergebnisse der Kalibrationsdaten, die zur Erstellung der Energiekalibration benötigt werden

Linie	Energie ¹ in keV	Peakpos. in ADU	FWHM in ADU	Verstärkung in eV/ADU
Ti- $L_{\alpha_{1,2},\beta_1}$	0.4547	86.711 ^{+0.28} _{-0.29}	17.270 ^{+0.68} _{-0.67}	5.244 ^{+0.0169} _{-0.0174}
Cu- $L_{\alpha_{1,2},\beta_1}$	0.9371	134.55 ^{+0.23} _{-0.22}	14.122 ^{+0.86} _{-0.85}	6.956 ^{+0.0117} _{-0.0113}
Al- $K_{\alpha_{1,2}}$	1.4866	270.09 ^{+0.18} _{-0.17}	22.536 ^{+0.92} _{-1.00}	5.504 ^{+0.0037} _{-0.0035}
Au- M_{α_1}	2.1229	398.88 ^{+0.18} _{-0.18}	37.485 ^{+0.42} _{-0.41}	5.297 ^{+0.0024} _{-0.0024}
Mo- $L_{\alpha_{1,2}}$	2.2928	426.95 ^{+0.41} _{-0.42}	24.038 ^{+0.97} _{-0.95}	5.370 ^{+0.0052} _{-0.0053}
Ti- $K_{\alpha_{1,2}}$	4.5088	847.04 ^{+0.20} _{-0.19}	28.867 ^{+0.45} _{-0.44}	5.323 ^{+0.0012} _{-0.0012}
Ti- K_{β_1}	4.93181	924.21 ^{+0.65} _{-0.64}	36.221 ^{+1.70} _{-1.63}	5.336 ^{+0.0038} _{-0.0037}
Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$	8.04104	1499.43 ^{+0.24} _{-0.24}	45.340 ^{+0.52} _{-0.53}	5.363 ^{+0.0009} _{-0.0009}

Tabelle A.2: Übersicht über die einzelnen Parameter und Fitergebnisse der Hintergrunddaten, die zur Überprüfung der Energiekalibration benutzt wurden

Linie	Energie ¹ in keV	Peakpos. in ADU	FWHM in ADU	Verstärkung in eV/ADU
Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$	8.04104	1498.31 ^{+1.39} _{-1.38}	65.720 ^{+3.39} _{-3.23}	5.367 ^{+0.0050} _{-0.0049}
Cu- K_{β_1}	8.9053	1651.85 ^{+7.87} _{-9.60}	85.360 ^{+14.39} _{-19.65}	5.391 ^{+0.0257} _{-0.0273}
Au- $L_{\alpha_{1,2}}$	9.7048	1814.34 ^{+10.59} _{-9.47}	37.892 ^{+21.15} _{-15.04}	5.349 ^{+0.0312} _{-0.0290}

¹Die Literaturwerte sind anhand der Intensitäten der einzelnen Linien gewichtet. Der Fehler des Literaturwerts macht sich frühestens in der 5. Nachkommastelle bemerkbar (siehe Bearden, 1967)

Tabelle A.3: Übersicht über die relevanten Parameter zur Erstellung der Responsefunktion. Es wurde eine lineare Funktion mit Nulldurchgang der Form $f(x) = a \cdot x$ gewählt.

	Parameter	nur Kalibrationsdaten	Kalibrations- & Hintergrunddaten
keV → ADU	a	184.69668	185.35991
	χ^2	1.7013183	1.3445306
	DOF	7	9
ADU → keV	a	0.0053142298	0.0053136236
	χ^2	1.2498678	1.3996426
	DOF	7	9

Tabelle A.4: Vergleich der durch die Energiekalibration erhaltenen Kalibrations- und Hintergrunddaten mit den Literaturwerten

Linie	Literaturwert in keV	Fitwert in keV	FWHM in eV	$\Delta_{Lit.}^2$ in eV
Ti- $L_{\alpha_{1,2},\beta_1}$	0.4547	0.4521 ^{+0.0017} _{-0.0017}	92.78	2.6
Cu- $L_{\alpha_{1,2},\beta_1}$	0.9371	0.7285 ^{+0.0006} _{-0.0010}	16.70 ^{+13.14} _{-0.19}	208.6
Al- $K_{\alpha_{1,2}}$	1.4866	1.4623 ^{+0.0012} _{-0.0005}	102.04 ^{+2.04} _{-3.15}	24.3
Au- M_{α_1}	2.1229	2.1588 ^{+0.0013} _{-0.0010}	165.82 ^{+2.81} _{-5.01}	35.9
Mo- $L_{\alpha_{1,2}}$	2.2928	2.314 ^{+0.0002} _{-0.0063}	82.29 ^{+21.68} _{-18.38}	21.2
Ti- $K_{\alpha_{1,2}}$	4.5088	4.5917 ^{+0.0010} _{-0.0010}	114.68 ^{+3.76} _{-5.19}	82.9
Ti- K_{β_1}	4.93181	4.9429 ^{+0.0063} _{-0.0037}	237.98 ^{+17.02} _{-15.51}	11.1
Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$	8.04104	8.1255 ^{+0.0015} _{-0.0035}	128.96 ^{+80.74} _{-10.65}	84.5
Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$ *	8.04104	8.1129 ^{+0.0073} _{-0.0078}	288.53 ^{+22.49} _{-22.8}	71.9
Cu- K_{β_1} *	8.9053	8.9387 ^{+0.0420} _{-0.0538}	436.14 ^{+145.69} _{-116.2}	33.4
Au- $L_{\alpha_{1,2}}$ *	9.7048	9.8237 ^{+0.0443} _{-0.0557}	0.40 ^{+96.95} _{-0.20}	118.9

² Betrag der Differenz zwischen Fitwert und Literaturwert

* Werte aus den Hintergrunddaten

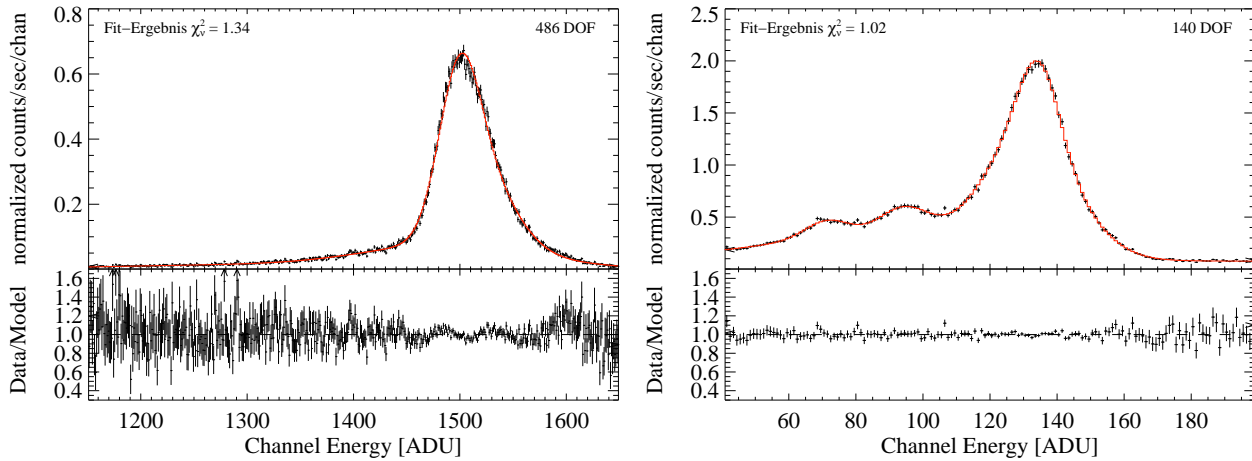


Abbildung A.1: Links: Datenanpassung der Cu-K-Linie. Diese setzt sich zusammen aus einer Überlagerung der K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie. Rechts: Datenanpassung der Cu-L-Linie, die aus Überlagerungen der Linien L_{α_1} , L_{α_2} und L_{β_1} besteht (rechter Peak). Die beiden linken Peaks stammen dagegen höchstwahrscheinlich von Verunreinigungen des Targetmaterials. Basierend auf der Energiekalibration liegen die Linien bei Energien von $0.394^{+0.0022}$ bzw. $0.511^{+0.0045}$ keV. Bedingt durch die schwache Ausprägung der Peaks ist eine eindeutige Zuordnung der Linien schwierig, möglicherweise stammen sie von N und O.

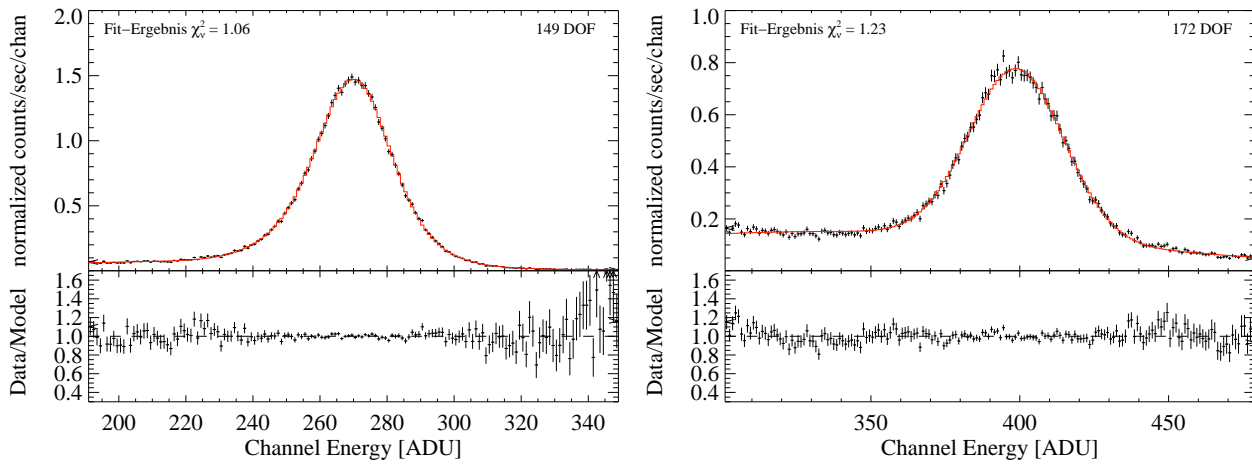


Abbildung A.2: Links: Datenanpassung der Al-K-Linie, welche sich aus der K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie zusammensetzt. Rechts: Datenanpassung an die Au-M-Linie. Dies ist nur eine einzelne Linie (M_{α_1}).

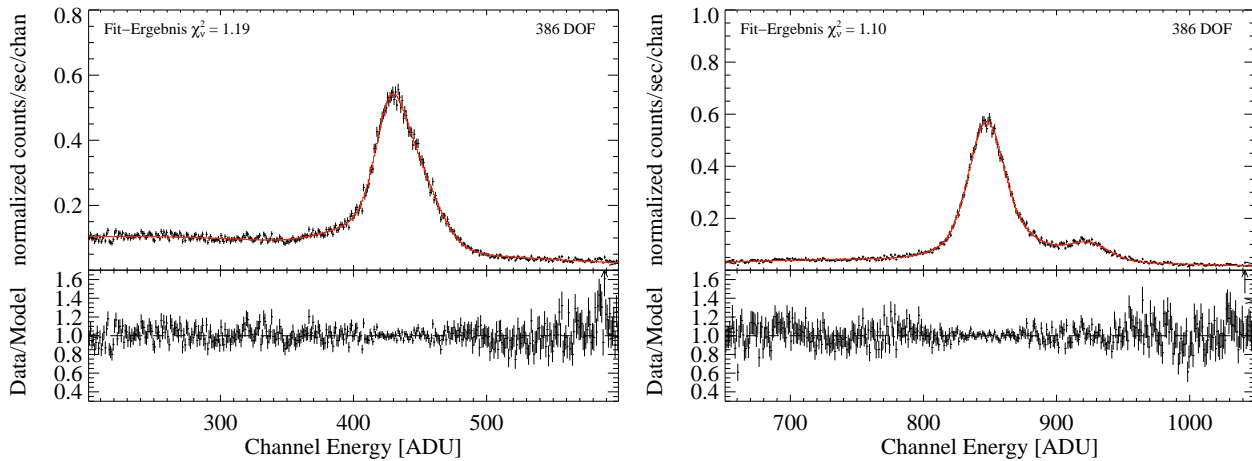


Abbildung A.3: Links: Datenanpassung an die MO-L-Linie, die aus den Anteilen der L_{α_1} - und L_{α_2} -Linie besteht. Rechts: Datenanpassung der Ti-K-Linie. Der linke Peak setzt sich zusammen aus K_{α_1} und K_{α_2} , während der rechte Peak auf die K_{β_1} -Linie zurückzuführen ist.

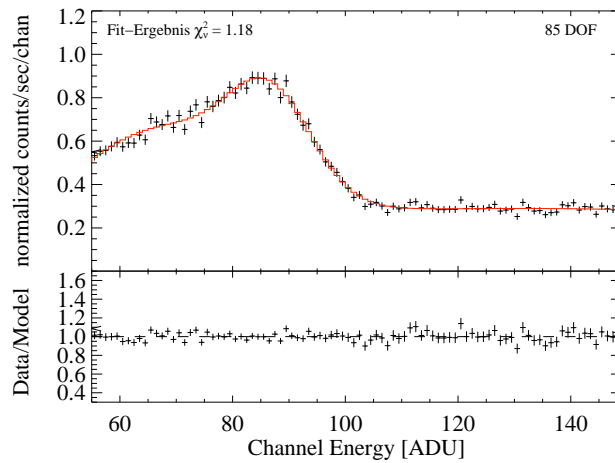


Abbildung A.4: Links: Datenanpassung der Ti-L-Linie, bestehend aus einer Überlagerung der drei Linien L_{α_1} , L_{α_2} und L_{β_1} . Aufgrund der niedrigen Energie liegt die Linie sehr nahe am Rauschpeak des Detektors, was die breite Schulter auf der linken Seite erklärt. Zusätzlich kommen partial events bei derart niedrigen Energien stärker zum Tragen.

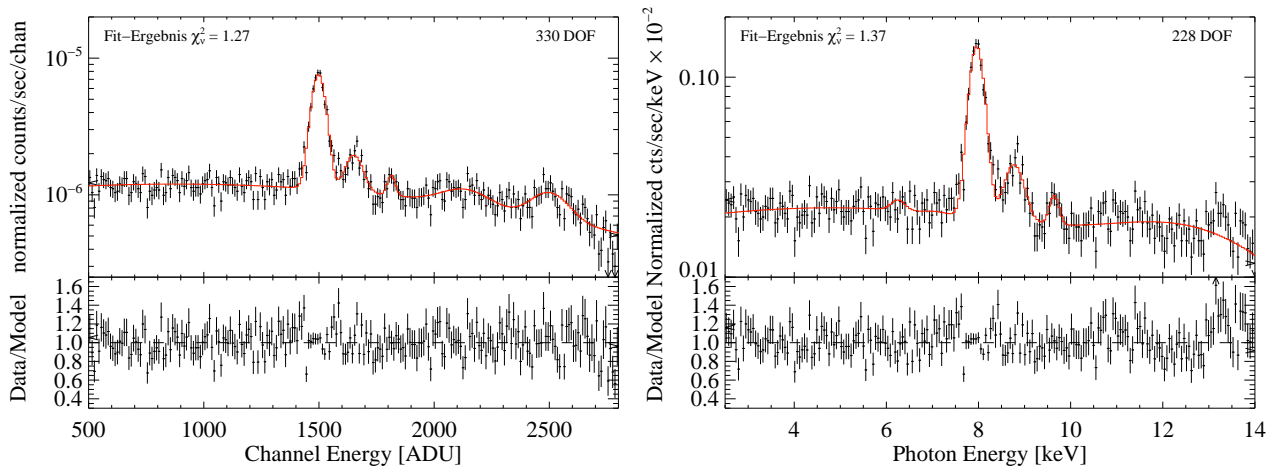


Abbildung A.5: Links: Das Hintergrundspektrum in Einheiten von ADU, sowie das daran angepasste Modell. Die Ereignisse sind dabei logarithmisch aufgetragen. Rechts: Anhand der Energiekalibration konvertiertes Hintergrundspektrum und Modell in keV, ebenfalls logarithmisch aufgetragen.

Literaturverzeichnis

- [1] Andriamonje, S. ; Aune, S. ; Barth, K. ; Belov, A. ; Beltrán, B. ; Bräuninger, H. ; Carmona, J. ; Cebrián, S. ; Collar, J. I. ; Dafni, T. ; Davenport, M. ; Di Lella, L. ; Eleftheriadis, C. ; Englhauser, J. ; Fanourakis, G. ; Ferrer-Ribas, E. ; Fischer, H. ; Franz, J. ; Friedrich, P. ; Gerialis, T. ; Giomataris, I. ; Gninenko, S. ; Gómez, H. ; Hasinoff, M. ; Heinsius, F. H. ; Hoffmann, D. H. H. ; Irastorza, I. G. ; Jacoby, J. ; Jakovčić, K. ; Kang, D. ; Königsmann, K. ; Kotthaus, R. ; Krčmar, M. ; Kousouris, K. ; Kuster, M. ; Lakić, B. ; Lasseur, C. ; Liolios, A. ; Ljubičić, A. ; Lutz, G. ; Luzón, G. ; Miller, D. ; Morales, A. ; Morales, J. ; Ortiz, A. ; Papaevangelou, T. ; Placci, A. ; Raffelt, G. ; Riege, H. ; Rodríguez, A. ; Ruz, J. ; Savvidis, I. ; Semertzidis, Y. ; Serpico, P. ; Stewart, L. ; Villar, J. ; Vogel, J. ; Walckiers, L. ; Zioutas, K.: An improved limit on the axion-photon coupling from CAST. In: *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 4 (2007), S. 10
- [2] Arnaud, K. ; Dorman, B. ; Gordon, C.: *Xspec, An X-Ray Spectral Fitting Package, User's Guide for version 12.4.0*. Astrophysics Science Division, NASA/GSFC, Greenbelt, MD 20771: HEASARC, Dec 2007. – available at <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/manual.html>
- [3] Battesti, R. ; Beltrán, Davoudiasl H. Kuster M. Pugnát P Rabadan R. Ringwald A. Spooner N. Zioutas K.: Axion Searches in the Past, at Present, and in the Near Future. In: *Lecture Notes in Physics* 741 (2008)
- [4] Bearden, J. A.: X-Ray Wavelengths. In: *Rev. Mod. Phys.* 39 (1967), Nr. 1, S. 78
- [5] Bevington, Philip R. ; Robinson, D. K.: *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. 3rd ed. New York : McGraw-Hill, 2003
- [6] Haberl, F. ; Dennerl, U. G. Briel, K. ; Zavlin, V. E.: *Spectral Response of the EPIC-pn Detector: Basic Dependences*. in *New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era*, ed. F. Jansen. Number 488 in “ESA SP“ Noordwijk: ESA Publications Division, 2002
- [7] Hoffmeister, Gabriele: *Energiekalibration des pn-CCD-Detektors des CERN Axion Solar Telescope (CAST)*. Bachelor-Thesis, TU Darmstadt, Institut für Kernphysik. Juli 2006
- [8] Knoll, Glenn F.: *Radiation Detection and Measurement*. 3rd ed. 605 Third Avenue, New York, NY 10158-0012 : John Wiley & Sons, Inc., 2000
- [9] Kuster, M.: *Untersuchung spezieller Effekte des pn-CCD Arrays für die Röntgensatelliten XMM und ABRIXAS*, Universität Tübingen, Institut für Astronomie und Astrophysik, Diplomarbeit, 1997
- [10] Kuster, M. ; H. Bräuninger, M. Davenport C. Eleftheriadis J. Engelhauser H. Fischer J. Franz P. Friedrich R. Hartmann F. H. Heinsius D. H. H. Hoffmann G. Hoffmeister J. N. Joux D. Kang K. Königsmann R. Kotthaus T. Papaevangelou C. Lasseur A. Lippitsch G. Lutz J. Morales A. Rodriguez L. Strüder J. V. ; Zioutas, K.: The X-ray Telescope of CAST. In: *New J. Physics* (2007)
- [11] Mayer-Kuckuk, T.: *Atomphysik*. 5. Aufl. Stuttgart : Teuber Verlag, 1997
- [12] Peccei, R. D. ; Quinn, H. R.: CP conservation in the presence of pseudoparticles. In: *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977), Nr. 25, S. 1440–1443
- [13] Strüder, L. ; U. Briel, R. Hartmann E. Kendziorra N. Meidinger E. Pfeiffermann C. Reppin B. Aschenbach W. Bornemann H. Bräuninger W. Burkert M. Elender M. Freyberg F. Haberl G. Hartner F. Heuschmann H. Hippmann E. Kastelic S. Kemmer G. Kettenring W. Kink N. Krause S. Müller A. Oppitz W. Pietsch M. Popp P. Predehl A. Read K. H. Stephan D. Stötter J. Trümper P. Holl J. Kemmer H. Soltau R. Stötter U. Weber U. Weichert C. von Zanthier D. Carathanassis G. Lutz R. H. Richter P. Solc H. Böttcher M. Kuster R. Staubert A. Abbey A. Holland M. Turner M. Balasini G. F. Bignami N. La Palombara G. Villa W. Buttler F. Gianini R. Lainé D. L. ; Dhez, P.: The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera. In: *Astron. Astrophys.* (2001), Nr. 365, S. L18–L26