

Bestimmung der Energiekalibration des pn-CCD-Detektors von CAST



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Bachelor-Thesis

Betreuer: Prof. Dr. Dieter Hoffmann
Institut für Kernphysik

vorgelegt von

Gabriele Hoffmeister

07.2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
2	Das CAST Experiment	5
3	Experimenteller Aufbau	11
3.1	Der pn-CCD Detektor	11
3.2	Funktionsweise einer Röntgenröhre	16
4	Analysemethoden und theoretische Grundlagen	19
4.1	Der χ^2 -Test	19
4.2	Die Responsefunktion	20
5	Datenanalyse	23
6	Ergebnisse	27
7	Zusammenfassung	33
A	Analyseergebnisse	35

Abbildungsverzeichnis

2.1	Ausschlussgrenze für die Axionenparameter m_a und $g_{a\gamma}$ verschiedener Experimente und Axionenspektrum der Sonne.	6
2.2	Der Primakoff-Effekt.	6
2.3	Aufbau von CAST.	8
3.1	Ladungstransport im CCD-Chip.	12
3.2	Das Wolterteleskop und der CCD-Detektor.	13
3.3	Der CCD-Chip mit Cu-Kühlmaske und Detektorelektronik.	13
3.4	Der experimentelle Aufbau der Kalibrationsdatenmessung.	15
3.5	Aufbau sowie Funktionsweise einer Röntgenröhre und Termschema für Röntgenübergänge.	16
6.1	Gemessenes Hintergrundspektrum unter Annahme einer linearen Energiekalibration und Makrolenspektrum.	28
6.2	Das gemessene und kalibrierte Hintergrundspektrum im ADU und keV Raum.	28
6.3	Anpassung eines Polynoms und einer linearen Funktion an die Fluoreszenzlinien im Hintergrundspektrum.	29
6.4	Anpassung eines Polynoms sowie einer linearen Funktion an Kalibrationsdaten und angepasstes Funktionsmodell an Energieauflösung. . .	29
6.5	Vergleich der Funktionsmodelle zwischen Hintergrunddaten und Kalibrationsdaten.	30
6.6	Die Responsefunktion des pn-CCD-Detektors und die Energieauflösung. . .	31
A.1	Datenanpassung an die Ag-L-Linie und Cr-K-Linie.	36
A.2	Datenanpassung an die Cr-L-Linie und Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$ -Linie.	36
A.3	Datenanpassung an die Cu-K-Linie und Fe-K-Linie.	37
A.4	Datenanpassung die an Mg-K-Linie und Ti-K-Linie.	37

Tabellenverzeichnis

A.1	Übersicht über die einzelnen Fitergebnisse und Parameter bestimmt aus den Kalibrationsdaten.	38
A.2	Übersicht über die einzelnen Fitergebnisse und Parameter bestimmt aus den Hintergrunddaten.	38
A.3	Resultierende Parameter der Energiekalibration bestimmt aus den Hintergrund- und Kalibrationsdaten.	39
A.4	Verifizierung der Energiekalibration durch Vergleich mit Literaturwerten.	39

Kapitel 1

Einführung

Bei Axionen handelt es sich um schwach wechselwirkende Teilchen geringer Masse. In bestimmtem Parameterbereich von 10^{-6} bis 10^{-2} eV können Axionen Kandidaten für Dunkle Materie sein. Sie ähneln in ihren Eigenschaften den neutralen Pionen und werden postuliert, um das CP-Problem der starken Wechselwirkung zu lösen (siehe Kapitel 2). Das CERN Axion Solar Telescope (CAST) am Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) in Genf sucht mit einem supraleitenden Large Hadron Collider-Magneten (LHC) indirekt nach solaren Axionen. Der Magnet wird auf die Sonne ausgerichtet, die als Axionenquelle dient. Über den Primakoff-Effekt können Photonen in der Sonne durch das dort herrschende elektromagnetische Feld in Axionen umgewandelt werden. Im starken Magnetfeld des CAST-Magneten kann der inverse Primakoff-Effekt stattfinden. Die Axionen würden zurück zu Photonen konvertiert, welche dann detektiert werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Kalibration des pn-CCD-Detektors (Charge Coupled Device) von CAST näher beschrieben. Da die Energie in den meisten Detektoren wie auch im Halbleiterdetektor von CAST erst einmal in Detektorkanälen Analog Digital Unit (ADU) ausgegeben wird, muss zur letztendlichen Bestimmung der gemessenen Energien eine Energiekalibration durchgeführt werden. Anhand von dieser können die gemessenen Energien in Einheiten von keV umgerechnet werden.

Im folgenden Abschnitt wird das CAST-Experiment sowie die theoretische Grundlage, Motivation und der Aufbau von CAST genauer dargestellt. Das sich daran anschließende Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem für die Energiekalibration relevanten experimentellen Aufbau. Die Eigenschaften und das Funktionsprinzip eines pn-CCD-Detektors sowie die Arbeitsweise einer Röntgenröhre und der damit verbundenen Entstehung von Röntgenstrahlen werden hier näher dargelegt. Im Abschnitt 4 werden die verwendeten Analysemethoden detaillierter beschrieben. Hierbei wird auf den χ^2 -Test und auf die Bestimmung der Responsefunktion eines Detektors eingegangen. Kapitel 5 handelt von der Datenanalyse der am CAST-Experiment aufgenommenen Hintergrund- und Kalibrationsdaten. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Energiekalibration des pn-CCD-Detektors von CAST dargelegt. Eine Zusammenfassung der Arbeit findet sich in Kapitel 7 wieder.

Kapitel 2

Das CAST Experiment

CAST ist ein am CERN aufgebautes Experiment unter internationaler Beteiligung. Mit dem CAST Experiment wird beabsichtigt, hypothetische Teilchen, sogenannte Axionen, mit Energien um 4 keV nachzuweisen bzw. deren Existenz hinsichtlich Masse und Kopplungsparameter genauer einzugrenzen (siehe Abbildung 2.1). Axionen können aus dem Inneren des Sonnenplasmas kommen und sind Kandidaten für die Dunkle Materie. Sie unterliegen einer extrem schwachen Wechselwirkung mit Materie und sind bzgl. ihrer Eigenschaften vergleichbar mit neutralen Pionen. Postuliert wurden sie bereits in den 80er Jahren, um zu erklären, warum im Gegensatz zur schwachen Wechselwirkung (WW) bei der starken Wechselwirkung keine CP-Verletzung auftritt. Wäre die CP-Symmetrie in der starken WW verletzt, so müsste das elektrische Dipolmoment des Neutrons um einen Faktor $\sim 10^9$ oberhalb des bisweilen ermittelten Grenzwertes liegen. Theoretisch kann dieses Problem der starken WW durch die Einführung eines neuen Teilchens, des Axions, gelöst werden (siehe Peccei & Quinn, 1977).

Wenn Axionen existieren, dann findet die Produktion von Axionen in Sternen, u.a. in unserer Sonne, durch den Primakoff-Effekt statt. Dabei wird ein thermisches Photon nach WW mit einem virtuellen Photon unter Einfluss eines starken elektromagnetischen Feldes in ein Axion umgewandelt ($\gamma + \gamma^* \rightarrow a$, siehe Abbildung 2.2). Die in der Sonne erzeugten Axionen weisen eine Energieverteilung im Bereich 1 bis 10 keV gemäß dem thermischen Sonnenplasmaspektrum auf. Der erwartete solare Axionenfluss auf der Erde infolge des Primakoff-Effekts ist $\Phi_a = g_{10}^2 3.67 \times 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Dieser kann mit folgender Formel für das Energiespektrum der Axionen basierend auf einem neueren Sonnenmodell berechnet werden zu

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

Demzufolge ergibt sich eine mittlere Energie der Axionen von 4.2 keV (Zioutas et al., 2005, siehe Abbildung 2.1). Da der Sonnenkern mit einer Temperatur von $\sim 1.6 \times 10^7$

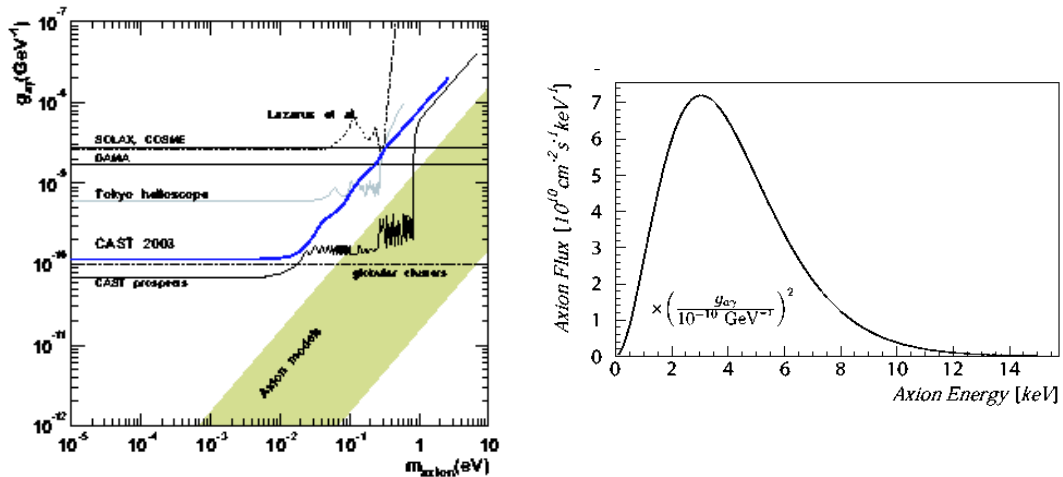


Abbildung 2.1: Links: Ausschlussgrenze (95% CL) des Axion-Photon-Kopplungsparameters $g_{a\gamma}$ in Abhängigkeit von der Axionenmasse m_a . Es werden die CAST-Daten von 2003 im Vergleich zu anderen Experimenten gezeigt. Der schattierte Bereich stellt die bevorzugte Region theoretischer Modelle dar. Die zukünftige Sensitivität von CAST ist ebenfalls zu sehen. Rechts: Der differentielle solare Axionenfluss auf der Erde. Die mittlere Energie liegt bei ca. 4.2 keV, das Maximum des Spektrums bei ca. 3 keV.

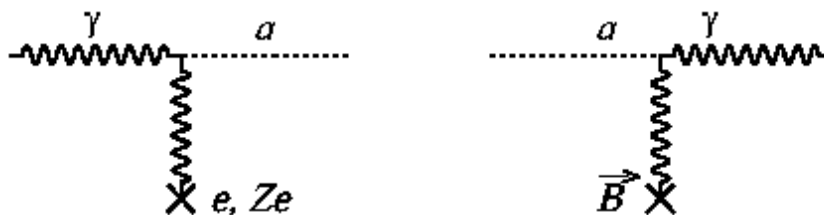


Abbildung 2.2: Links: Primakoff-Effekt: Ein Photon koppelt unter Austausch eines virtuellen Photons an ein elektromagnetisches Feld, wobei ein Axion entsteht. Rechts: inverser Primakoff-Effekt: Ein Axion wird in ein Photon umgewandelt unter Einfluss des Magnetfelds.

K die stärkste Axionen-Quelle darstellt, bietet CAST gute Möglichkeiten für die Suche nach Axionen. Der zeitlich invertierte Primakoff-Effekt wandelt ein Axion, welches an ein virtuelles Photon in einem starken Magnetfeld koppelt, in ein reelles Photon ($a + \gamma^* \rightarrow \gamma$) um. Anhand dieses Effekts sollen bei CAST Axionen oder axionenähnliche Teilchen in einem externen Magnetfeld nachgewiesen werden. Die Umwandlungswahrscheinlichkeit von Axionen in Photonen gleicher Energie nimmt mit dem Quadrat des Produktes aus transversaler Feldstärke und Länge des Magneten zu, wie folgende Formel zeigt.

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

Hierbei stellt der Parameter $q = m_a^2/2E_a$ den Impulsübertrag von Axion auf das Photon dar, L ist die Länge des Magneten, B die Feldstärke des Magneten und $g_{a\gamma}$ die Kopplungskonstante zwischen Axionen und Photonen. Beachtet werden muss hierbei, dass die Axionen mit den Photonen in Kohärenz stehen müssen. Im Falle $qL \leq \pi$, d.h. die Axion-Photon-Oszillationslänge ist sehr viel größer als L , erhält man eine Konversionswahrscheinlichkeit von $P_{a \rightarrow \gamma} = (g_{a\gamma} BL/2)^2$, gleichbedeutend mit einem Photonenfluss von

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

Im Falle $qL \geq \pi$ sinkt die Konversionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von q und damit auch in Abhängigkeit von der Massendifferenz zwischen Axionen und Photonen, so dass der Photonenfluss viel geringer ausfällt und die Nachweisempfindlichkeit abnimmt. Dieser Effekt kann jedoch umgangen werden, wenn den aus der Umwandlung von Axionen zu Photonen entstandenen Photonen durch Anwesenheit eines Gases im externen Magnetfeld eine effektive Masse über den Brechungsindex hinzugefügt wird.

CAST verwendet einen supraleitenden LHC-Testmagneten, welcher bei einer Länge von 9.26 m ein Magnetfeld von 9 T produziert (siehe Abbildung 2.3). An den Enden der zwei Strahlrohre befinden sich Röntgendetektoren. Einerseits deckt eine Time Projection Chamber (TPC) für Messungen bei Sonnenuntergang die beiden Strahlrohrausgänge ab. Andererseits sind, jeweils an einem Strahlrohrausgang montiert, eine MICROMEGAS¹ Kammer sowie ein Röntgenteleskop für Messungen bei Sonnenaufgang angebracht, dessen Funktionsweise später noch genauer erklärt wird. Zur Fokussierung der aus dem Magneten entsendeten Röntgenquanten nach Axion-Photon-Konversion dient ein Wolterteleskop mit einer Kombination von Parabol- und Hyperbolspiegeln. Dabei wird der Photonenstrahl von einer Magnetöffnung von 14.5 cm² auf eine Punktgröße von 6 mm² fokussiert. Dies erhöht die für die Registrierung von Axionen aus dem Sonnenkern erforderliche Sensitivität des CCD-Detektors durch Fokussierung des

¹micromesh gaseous structure



Abbildung 2.3: Der supraleitende Magnet von CAST in Ausrichtung auf die Sonne. Am linken Ende des Magneten ist die TPC normalerweise angebracht (hier im Bild nicht zu sehen), am rechten Ende (nicht zu sehen) befinden sich der pn-CCD-Detektor und die MICROMEAS-Kammer.

Photonenstrahls auf eine kleine Fläche. Der Si-Halbleiterdetektor (CCD-Kamera) von CAST basiert auf der selben Technologie wie einer der fünf Detektoren des X-ray Multi Mirror (XMM)-Newton-Satelliten zur Messung von stellarer Röntgenstrahlung im Energiebereich von 150 eV bis 15 keV (siehe Strüder et al., 2001). Die Empfindlichkeit des Experiments ist im Wesentlichen durch das Produkt aus transversaler magnetischer Feldstärke und der Länge des Magneten sowie der Detektorempfindlichkeit gegeben. Zur Datenaufnahme wird der auf einer steuerbaren Plattform montierte Magnet jeden Morgen und Abend ca. 1.5 Stunden lang auf das Zentrum der Sonne gerichtet und dem Lauf der Sonne folgend mit einer Genauigkeit von ± 1 Bogenminute nachgeführt. In vertikaler Richtung lässt sich der Magnet um $\pm 8^\circ$ und in horizontaler Richtung um $\pm 40^\circ$ bewegen. Die restliche Zeit dient zu Untergrundmessungen.

In der ersten Phase von CAST wurden die Messungen im evakuierten Konversionsvolumen des Magneten durchgeführt. In Anbetracht der Kohärenzbedingung $qL \leq \pi$ (s.o.) war man somit sensitiv bis zu einer oberen Massengrenze für Axionen von $m_a \leq 0.02$ eV. Die Phase I ergab kein Signal von Axionen, jedoch konnten bessere Limits für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma}$ in Bezug auf die Massenskala angegeben werden, welcher bei $g_{a\gamma} = 1.16 \times 10^{-10} \text{GeV}^{-1}$ liegt (Zioutas et al., 2005). Im November 2005 wurde Phase II gestartet, bei der der Magnet mit einem Gas (He^4) bei unterschiedlichem Gasdruck gefüllt wurde, um dem Photon eine Masse zu verleihen (s.o.) und damit für höhere Axionenmassen sensitiv zu sein. Der Gasdruck wird systematisch geändert, so dass die Kohärenzbedingung zwischen Photon und Axion sich stets zu höheren Axionenmassen hin verändert. Mit He^3 können noch größere Axionenmassen

bis zu $m_a = 0.8$ eV sensitiver abgetastet werden. Die Steigerung der Nachweisempfindlichkeit in dem größeren Axionenmassenbereich erfordert eine isolierte Gaszelle im Magneten bei 1.8 K.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Der pn-CCD Detektor

Ein pn-CCD-Detektor unterscheidet sich von allen anderen Röntgendetektoren in seinem Konzept. Eine Registrierung von Photonen mit pn-Dioden wird bei voll depletierter pn-Raumzone durchgeführt. Zudem erfolgt die Bestrahlung des CCD-Chips, der aus einer Pixelstruktur besteht, hierbei von hinten.

Halbleiter sind meist Elemente der 4. Hauptgruppe des Periodensystems und leiten den Strom nur sehr schlecht. Bringt man jedoch auf ca. jedes 10^6 -te Atom des Halbleitermaterials ein Fremdatom mit einem zusätzlichen Elektron oder Loch in der äußersten Schale, so lässt sich die elektrische Leitfähigkeit des Halbleiters verbessern. Prinzipiell unterscheidet man zwischen n-Halbleitern und p-Halbleitern, je nach Dotierungsart. Bei n-Halbleitern werden Fremdatome der fünften Hauptgruppe in das Kristallgitter eingefügt, welche ein Elektron mehr in der äußersten Elektronenschale haben als das Halbleitermaterial. Dieses Elektron steht dem Leitungsband als überschüssige Ladung zur Verfügung (Elektronenleitung), weshalb die Fremdatome bei n-Dotierung auch als Donatoren bezeichnet werden. Bei p-Halbleitern werden Elemente der dritten Hauptgruppe eingebaut und es fehlt ein Elektron in der äußersten Elektronenschale. Das Fremdatom kann sich unter Energieabgabe ein Elektron des Halbleitermaterials aus dem Leitungsband eingefangen. Demzufolge bleibt ein Loch im Valenzband zurück, welches zur Stromleitung beiträgt (Löcherleitung). Liegt p-Dotierung vor, so werden die Fremdatome als Akzeptoren bezeichnet.

Bringt man einen p-Halbleiter und einen n-Halbleiter zusammen, so entsteht eine pn-Übergangszone. Elektronen des n-Gebiets diffundieren in die löcherreiche p-Zone und füllen die Löcher dort auf, wodurch ein Diffusionsstrom entsteht. Die p-Schicht wird wegen des Elektronenflusses negativ aufgeladen, während die in der n-Schicht fehlenden Elektronen zu einer positiven Raumladungszone führen. Ein von der n- zur p-Schicht gerichtetes elektrisches Feld wird aufgebaut. Unter stationärer Betrachtung baut sich ein Gleichgewicht zwischen dem Diffusionsstrom und dem entstandenen elektrischen Feldstrom auf. Da in der Umgebung des pn-Übergangs keine freien La-

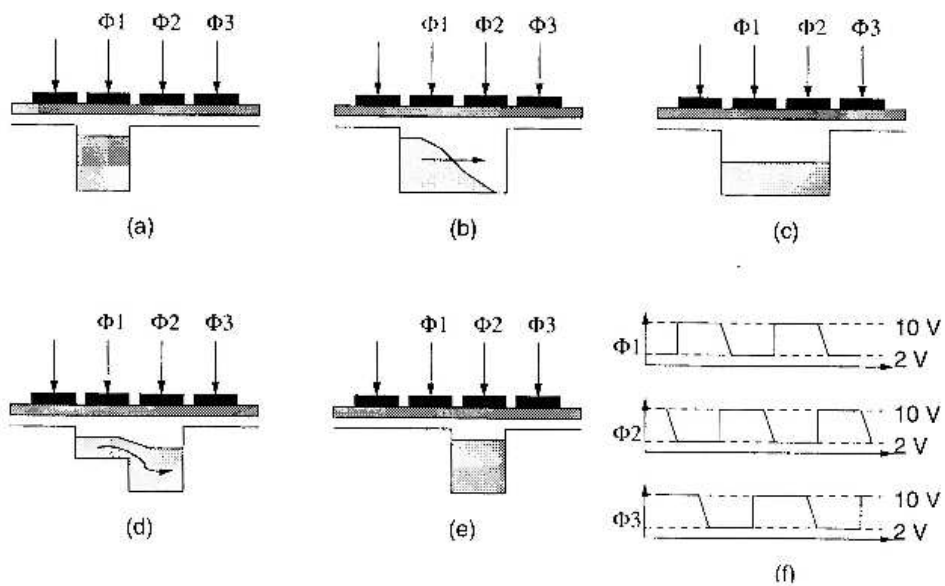


Abbildung 3.1: Ladungstransport im CCD-Chip. In a) beginnt der Ladungstransport mit Φ_1 (hier ist $\Phi_1 = 2 \text{ V}$). b) zeigt die Umstellung des Potentials Φ_2 von 10 V auf 2 V, so dass die in der Potentialmulde Φ_1 gesammelten Ladungen nach Φ_2 abfließen können. In c) ist das Gebiet unter den Ladungen Φ_1 und Φ_2 homogen gefüllt. Wird Φ_1 nun auf 10 V erhöht, so fließen alle Ladungen nach Φ_2 , wie in d) dargestellt. Nach kurzer Zeit befinden sich nun alle Ladungen in der Potentialmulde Φ_2 , wie e) zeigt. In f) kann die zeitliche Variation der angelegten Spannungen an die Potentiale Φ_1 , Φ_2 und Φ_3 betrachtet werden. Die Abbildungen a) bis e) stellen den Ladungstransport zwischen zwei Potentiale dar. Dieser Prozess findet mehrfach hintereinander statt, bis alle Ladungen die Ausleseelektronik erreichen.

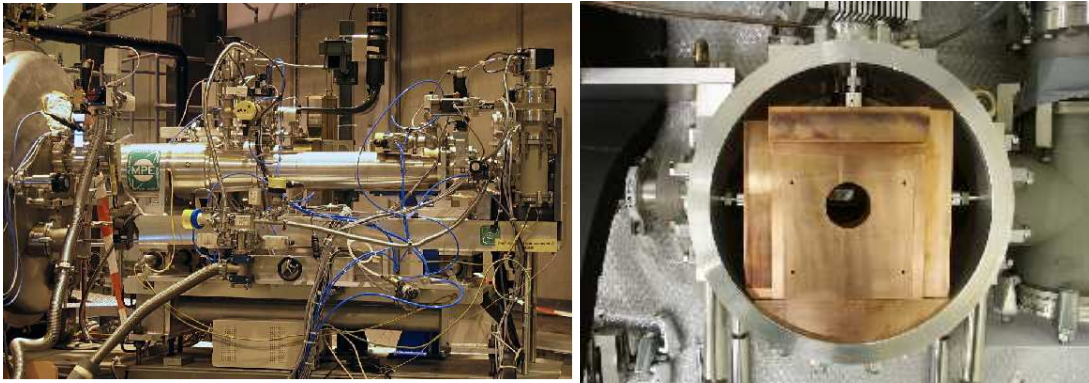


Abbildung 3.2: Links: Das Wolterteleskop befindet sich in der Bildmitte (horizontaler Zylinder) im Anschluss an den Magneten, dessen Ende ganz links im Bild zu sehen ist. Hinter dem Wolterteleskop, im Bild am rechten Ende des Teleskops, befindet sich der CCD-Detektor. Rechts: Abgebildet ist in der Bildmitte die Abschirmung des CCD-Chips durch eine Box aus den Materialien Kupfer und Blei, in der sich der Chip befindet. Das kreisrunde Al-Gehäuse umschliesst die Cu-Pb-Box zur zusätzlichen Abschirmung.



Abbildung 3.3: Dargestellt ist im unteren Bildbereich der rechteckige CCD-Chip (schwarzer zentraler Teil) umgeben von einer gelblichen Cu-Kühlmaske und einer Goldbeschichtung. Neben der Detektorelektronik ist die Verbindung des CCD-Chips mit dem Kühlfinger eines Stirling-Kühlers im oberen Bereich des Detektors zu sehen. Die Abschirmung durch die Kupferbox ist hier entfernt worden.

dungsträger mehr vorhanden sind, wird dieses Gebiet Verarmungszone oder auch Depletionszone genannt. Die Löcher in der p-Schicht sind mit hinzugewanderten Elektronen besetzt, welche nun in der n-Schicht fehlen (Kuster, 1997).

Dringen Photonen auf die dünne p-Schicht ein und gelangen in das Depletionsgebiet, so entstehen durch Ionisations- und Anregungsprozesse Elektron-Loch-Paare. Die Löcher bewegen sich zur p-Schicht hin, während die Elektronen durch von außen angelegte und auf verschiedenem Niveau gehaltene Potenziale ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 zur Pixelebene wandern (siehe Abbildung 3.1). Jedes CCD-Pixel ist definiert durch die Spannungen dieser drei verschiedenen an ihm angelegten Potenziale und der angelegten Spannung der Kontrollelektroden. Die im Depletionsgebiet durch einfallende Photonen (oder allgemein durch ionisierende Strahlung) generierten Elektronen werden in den Pixelsegmenten mit größter Potenzialmulde bis zur Auslesezeit gesammelt. Zum Elektronentransport werden die drei Potenziale pro Pixel zeitlich variiert, so dass die Elektronen stets die größte Potenzialmulde vor sich haben und sich folglich in diese Richtung bewegen. Durch periodisches Schalten der drei Spannungen bzw. Wandern der Potenzialmulden können die erzeugten Ladungen somit in Richtung der Ausleseanode geschoben werden. Nachdem die ganze Reihe ausgelesen wurde, wird die nächste Reihe zur Auswertung nach oben geschoben und ebenso analysiert (siehe Knoll, 2000).

Beim Schieben der Ladungen entsteht jedoch auch Ladungsverlust (z.B. wegen Störstellen, die als sog. Trapping Centers wirken können), beschrieben durch die Charge Transfer Inefficiency (CTI). Für einen Transportvorgang der Ladung q von der Zeile $i + 1$ zur Zeile i ergibt sich die CTI aus

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

Bei mehrfachem Verschieben der in der Zeile i erzeugten ursprünglichen Ladung q bis zur Ausleseanode erhält man nur noch die durch Transportverluste abgeschwächte Ladung

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

Vorteile eines pn-CCD-Detektors sind trotz der oben genannten Ladungsverluste die hohe Detektionseffizienz von Photonen, das dünne Eintrittsfenster auf der Rückseite (geringere Absorption von Photonen) und eine hohe Orts- sowie Energieauflösung.

Der voll depletierte CCD-Detektor von CAST ist nach dem Vorbild von dem pn-CCD-Detektor der European Photon Imaging Camera (EPIC) des XMM-Newton Satelliten gebaut (siehe Strüder et al., 2001). Mit einer sensitiven Fläche von 2.88 cm^2 , unterteilt in 200×64 Pixel, erreicht der CCD-Chip eine Quanteneffizienz nahe 100% im Energiebereich von 1–7 keV. Die Bestrahlung des Chips erfolgt von der Rückseite, da der Energieverlust in der dünnen p-Schicht dadurch geringer ist im Vergleich zur Bestrahlung von der Vorderseite, da dabei Absorption in der Pixelstruktur auftritt. Zur bestmöglichen Energieauflösung wird der CCD-Chip auf -130°C gekühlt. Der CCD-Chip ist auf ein Aluminiumoxidsubstrat geklebt und beidseitig von einer Kupfermaske

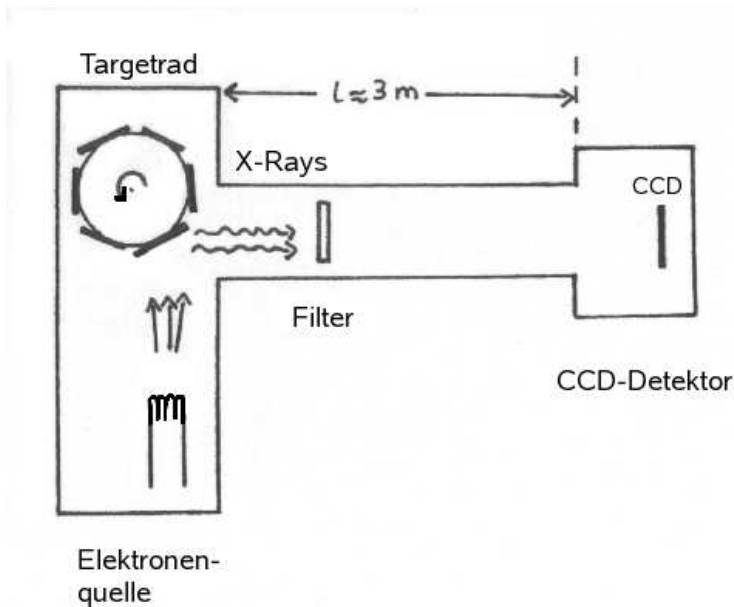


Abbildung 3.4: Der experimentelle Aufbau der Kalibrationsdatenmessung. Links ist die Multitargetröntgenröhre dargestellt. Durch Rotation des Targetrades können Targets verschiedener Anodenmaterialien verwendet werden. Die von der Anode emittierten Photonen passieren einen Filter beim Durchgang durch ein evakuiertes Rohr, bevor sie den CCD-Detektor (rechts) erreichen (siehe Text).

umgeben, um für gute thermische Kopplung an den Kühlfinger eines Stirling¹-Kühlers zu sorgen (siehe Abbildung 3.3). Zudem befindet sich der CCD-Chip in einem evakuierten Gehäuse mit Kupferabschirmung, um die bestmöglichen Arbeitsparameter des Detektors zu erreichen. Die Kupferbox wird zusätzlich von zwei Bleischichten umrahmt, einer 2.2 mm dicken ²¹⁰Pb freien Schicht und einer 2.5 cm dicken Schicht außerhalb des Vakuumtanks (siehe Abbildung 3.2). Die CTE des pn-Detektors beträgt 99.96%. Dies führt beim Schieben über 200 Pixelreihen zu einem Ladungsverlust von ca. 8%. Bei CAST wird eine Energieauflösung des pn-CCD-Detektors von ca. 170 eV erreicht.

Der CCD-Detektor befindet sich bei der Energiekalibration am Ende eines etwa 3 m langen evakuierten Rohres (siehe Abbildung 3.4). Auf der Frontseite dieses Rohres ist eine Röntgenröhre (hier Multitargetröntgenröhre) angebracht, welche im nächsten Abschnitt näher beschrieben wird.

¹kleiner, meist zum Kühlen von CCD-Kameras verwendeter Kühlapparat

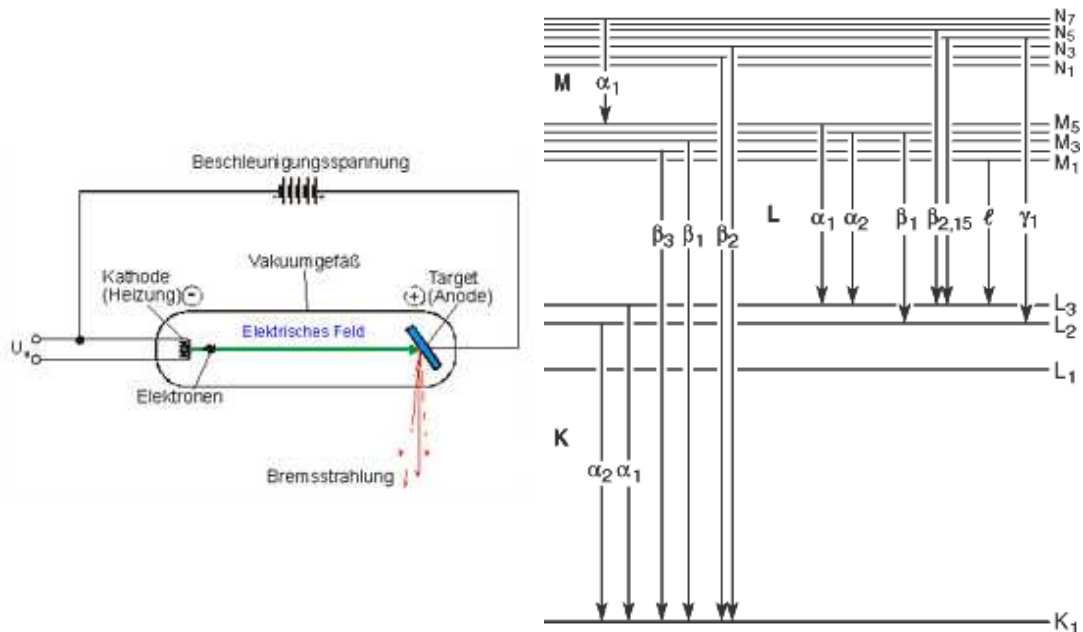


Abbildung 3.5: Links: Aufbau und Funktionsweise einer Röntgenröhre. Elektronen treten aus der Kathode (im unteren Bildbereich links) aus und werden zur Anode hin beschleunigt (mit der jeweils angelegten Beschleunigungsspannung, siehe obere Bildmitte). Beim Aufprall auf die Anode entsteht sowohl ein Bremsstrahlungskontinuum als auch charakteristische Strahlung, resultierend aus Elektronenübergängen im Targetmaterial (siehe Text), wie im rechten unteren Bildbereich zu sehen ist. Rechts: Termschema für Röntgenübergänge (siehe Text). Zu sehen sind die einzelnen Elektronenübergänge und die Bezeichnung der Linien; die jeweiligen Energieniveaus sind am rechten Bildrand angegeben.

3.2 Funktionsweise einer Röntgenröhre und Entstehung eines Röntgenspektrums

Röntgenstrahlung in einer Röntgenröhre entsteht durch Abbremsen schneller Elektronen durch Aufprall auf Materie sowie durch Ionisation eines Targetmaterials. Dies macht man sich bei einer Röntgenröhre zunutze.

Zwischen Glühkathode und Anode wird ein hohes elektrisches Feld angelegt, so dass die aus der Kathode austretenden Elektronen zur Anode (bestehend aus Metall wie Kupfer, Wolfram, Aluminium) hin beschleunigt werden. Treffen die Elektronen, nachdem sie durch einen Wehneltzylinder gebündelt und zu einem Strahl fokussiert wurden, auf die Anode, so entsteht Röntgenstrahlung. Das resultierende Röntgenspektrum setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Der kontinuierliche Anteil des Röntgenspektrums stammt von der Coulombwechselwirkung der Elektronen mit den Atomkernen (Bremsstrahlung), die charakteristische Röntgenstrahlung rührt von der Anregung von Atomen des Anodenmaterials und folgender Photonenemission her.

Das Elektron erfährt im Vorbeiflug an einem Atomkern aufgrund der Coulombwechselwirkung eine anziehende Kraft. Dadurch wird die Flugbahn des Elektrons gekrümmt, das Elektron wird also abgebremst und die frei werdende Energie als Bremsstrahlung abgegeben. Durch den Aufprall von Elektronen auf das Targetmaterial werden Elektronen aus den inneren Atomshalen des Materials herausgeschlagen und das Targetmaterial wird ionisiert. Elektronen höherer Schalen füllen die entstandenen Löcher unter Emission charakteristischer Röntgenstrahlung auf. Die emittierte Strahlungsenergie entspricht dabei der Energiedifferenz der beiden Energieniveaus der Schalen.

Jedes Element besitzt unterschiedliche Energieniveaus, so dass die verschiedenen Energiedifferenzen zweier Schalen stets elementspezifisch und auch abhängig von dem jeweiligen Elektronenübergang sind; daher auch der Name charakteristische Röntgenstrahlung (Emissionslinien). Die innerste Schale eines Atoms wird K-Schale genannt (Grundzustand mit Energieniveau $n = 1$), gefolgt von der L-Schale ($n = 2$), M-Schale ($n = 3$), N-Schale ($n = 4$), O-Schale ($n = 5$) usw.. Bei dieser Notation steht n für die Hauptquantenzahl. Dementsprechend werden Emissionslinien, die durch Auffüllen eines Lochs in einer bestimmten Schale entstehen, auch nach dieser Schale bezeichnet. Je nach Differenz der Energieniveaus Δn eines Übergangs werden die Linien röntgenspektroskopisch mit griechischen Buchstaben versehen, d.h. für $\Delta n = 1$ mit α , für $\Delta n = 2$ mit β usw.. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung spalten sich die einzelnen Schalen noch in Unterschalen auf, so dass bei der Bezeichnung der Emissionslinie aufsteigende arabische Zahlen mit abnehmender Energiedifferenz des jeweiligen Übergangs der Unterschalen eingeführt werden (Mayer-Kuckuk, 1994, siehe auch Abbildung 3.5 rechts). Z.B. wird der Übergang vom höchsten Energieniveau der L-Schale zur K-Schale mit K_{α_1} bezeichnet.

Durch Änderung der zwischen Kathode und Anode angelegten Spannung kann das Röntgenspektrum leicht variiert werden (bei geringeren Spannungen endet das Bremsstrahlungskontinuum bei geringeren Energien und es treten keine Emissionslinien mehr auf mit Energien größer als die der vorliegenden Spannung). Ebenso können durch Einbringen von Filtern, die aus dem gleichen Element wie das Targetmaterial bestehen und senkrecht zur Strahlrichtung der Photonen ausgerichtet sind, Teile des Bremsstrahlungskontinuums absorbiert werden. Bei der Absorption von Photonen können Elektronen nur ins Kontinuum angeregt werden, da ein Elektronenübergang in besetzte Schalen aufgrund des Pauli-Prinzips nicht erlaubt ist. Das Absorptionsspektrum setzt sich daher nicht aus Linien zusammen, sondern aus den sog. Absorptionskanten. Mit steigender Photonenenergie sinkt die Absorption, bis gerade die Energie erreicht ist, bei der die Ionisation einer neuen Unterschale möglich wird. Ein Absorptionsprozess geschieht demnach, wenn die Photonenenergie größer als die Bindungsenergie des anzuregenden Elektrons einer bestimmten Unterschale ist. Verwendet man nun Filter aus gleichem Material wie das Target, so werden im niederenergetischen Bereich große Teile des Bremskontinuums weggefiltert, aber auch Teile kurz hinter der Emissionslinie. Mit zunehmender Photonenenergie sinkt jedoch die Absorptionswahrscheinlichkeit, da der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt mit steigender Energie

sinkt.

Für die Erstellung der Kalibrationsdaten wurde eine Multitarget-Röntgenröhre verwendet. Mehrere Targets, bestehend aus verschiedenen Elementen, sind in diese Röntgenröhre eingebaut. So ist ein schneller und unkomplizierter Targetwechsel durch Rotation des Targethalters möglich.

Kapitel 4

Analysemethoden und theoretische Grundlagen

4.1 Der χ^2 -Test

Der χ^2 -Test findet in zwei Bereichen seine Anwendung. Zum einen wird er zur Prüfung auf stochastische Unabhängigkeit zweier Merkmale herangezogen (Unabhängigkeitstest). Zum anderen kann er zur Überprüfung herangezogen werden, ob ein vorliegender Datensatz einer bestimmten Verteilung entstammt (Anpassungstest). Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf die letztere Anwendung, den Anpassungstest, zurückgegriffen.

Beim Anpassungstest geht es darum, die vorliegenden Daten (in diesem Fall die Messdaten der Detektorkalibration) durch ein mathematisches Funktionsmodell zu beschreiben und ein Maß für die Güte dieser Approximation anzugeben. Hierzu teilt man die Daten in etwa gleich große Klassen bzw. Gruppen (im Rahmen dieser Arbeit in Energiekanäle) ein und vergleicht die wirklichen Häufigkeiten mit den theoretischen Häufigkeiten des Modells bzw. der sog. Hypothese. Je geringer die Abweichung der Häufigkeiten voneinander ausfällt, desto besser beschreibt das angenommene Modell die Daten. Die Laufvariable x_i entspricht hierbei dem Kanal i . Werden die Daten in n Klassen eingeteilt, und bezeichnet $h(x_i)$ die Häufigkeit und $e(x_i)$ die erwartete Häufigkeit der Datenpunkte in der i -ten Klasse, so lässt sich χ^2 berechnen mit

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

Die erwartete Häufigkeit $e(x_i)$ ergibt sich aus $e(x_i) = np(x_i)$.

$p(x_i)$ beschreibt die theoretische Wahrscheinlichkeit, dass ein Wert x_i in die i -te Klasse fällt. Für jeden Wert x_i existiert eine Verteilungskurve, die die Wahrscheinlichkeit für die Häufigkeit $h(x_i)$ angibt, während die erwartete Häufigkeit $e(x_i)$ ist. Die Streuung dieser Messungen x_i um den Mittelwert $\mu_i = e(x_i)$ wird charakterisiert durch $\sigma_i(h)$, welches durch $\sigma_i(h) = \sqrt{\mu_i}$ angenähert wird. Tatsächlich sind diese Parameter jedoch nicht bekannt. Nimmt man eine Poissonverteilung an, so findet man, dass

$\sigma_i(h) = \sqrt{np(x_i)} \simeq \sqrt{h(x_i)}$ gilt (Bevington & Robinson, 1992). Die χ^2 -Verteilung wird damit zu

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

Der Zähler ist ein Maß der tatsächlichen Streuung der Messdaten, der Nenner hingegen ein gutes Maß für die erwartete Streuung. Bei guter Übereinstimmung zwischen Daten und Modell sollte daher $\chi^2 \simeq n$ gelten bzw. $\langle \chi^2 \rangle = \nu = n - n_c$ mit ν als Anzahl der Freiheitsgrade und n_c als Anzahl der durch das Modell festgelegten Parameter (z.B. der Mittelwert $np(x_i)$). Üblicherweise wird jedoch anstelle des χ^2 das sog. reduzierte χ^2 angegeben, wie auch in dieser Arbeit. Dieses lässt sich berechnen durch $\chi_\nu^2 \equiv \frac{\chi^2}{\nu}$ und hat einen Erwartungswert von $\langle \chi_\nu^2 \rangle = 1$. Werte sehr viel größer oder kleiner als 1 lassen auf ein falsches Funktionsmodell und falsche Fehlerangaben bzw. falsches $\sigma_i(h)$ schließen.

Das Programm Xspec (Arnaud & Dorman, 2002), das zur Annäherung der Daten benutzt wurde, führt stets χ^2 -Tests durch. Dabei wird das χ^2 systematisch minimiert, bis das Minimum in der χ^2 -Funktion gefunden wurde. Dieser Wert ist der bestmögliche für das χ^2 und wird zusammen mit den dazugehörigen Anpassungswerten ausgegeben.

4.2 Die Responsefunktion

Die begrenzte spektrale Auflösung von Röntgendetektoren stellt die größte Beeinträchtigung der spektralen Analyse von Röntgenstrahlen gegenüber optischer Spektroskopie dar. Meist wird diese angegeben durch das Verhältnis $\Delta E/E$ mit ΔE als Halbwertsbreite (FWHM) der Energiestreuung bei der Energie E . Für Proportionalzähler ergibt sich dabei ein typischer Wert von 15% bei einer Energie von 5.9 keV, für Halbleiter erhält man eine Energieauflösung von 3%. Mit optischen Prismen können hingegen Werte von $\Delta E/E \leq 0.01\%$ erzielt werden. Dies hat zur Folge, dass die Analyse von Röntgenstrahlen, u.a. bei Halbleiterdetektoren, vergleichsweise komplizierte Methoden erfordert, um aus den gemessenen Daten eine physikalische Bedeutung abzulesen (**Referenz diplomarbeit**).

Das ursprüngliche Photonenspektrum ist in Anzahl der Photonen pro Fläche, pro Zeit und pro Energieintervall in der Einheit $[N_{\text{ph}}] = \text{phcm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$ gegeben. Dieses wandelt der Detektor in dem integrierten Pulse Height Analyzer (PHA) in ein Pulshöhenspektrum um. Das Resultat ist das gemessene Spektrum. Dieses ergibt sich aus der Überlagerung des ursprünglichen Photonenspektrums $N_{\text{ph}}(E)$ der beobachteten Quelle mit einer Funktion, die die Detektoreigenschaften charakterisiert. Die energieabhängige Effizienz des Detektors wird durch seine effektive Sammelfläche $A(E)$ beschrieben und durch die Wahrscheinlichkeitsfunktion $R(E, E')$, dass ein Photon der Energie E registriert wird als ein Photon der Energie E' . Bildet man das Produkt von effektiver Sammelfläche $A(E)$ und Wahrscheinlichkeitsfunktion $R(E, E')$, so erhält

man die o.a. Funktion, die sog. Responsefunktion des Detektors. Die Rate der detektierten Photonen n_i (das PHA-Spektrum) für jeden einzelnen Kanal i berechnet sich somit zu

$$n_i = b_i + \int_{E'_i}^{E'_i + \Delta E'_i} dE' \int_0^\infty R(E', E) A(E) N_{ph}(E) dE. \quad (4.3)$$

In dieser Formel steht E'_i für die Energie im PHA Kanal i , $\Delta E'_i$ für die Energiebreite des Kanals. Aufgrund des durch kosmische Strahlung und anderer Störeffekte hervorgerufenen Hintergrundes des Detektors wird der Term b_i hinzuaddiert. n_i und b_i haben die Einheit counts/s. Oft wird auch die Matrixdarstellung anstelle von (4.3) verwendet. Man erhält dann

$$n_i = b_i + \sum_j R_{ij} I_j, \quad (4.4)$$

mit I_j als Strahlungsintensität im j -ten Energiekanal und R_{ij} als Detektor-Response-Matrix. Möchte man auf die ursprüngliche Energieverteilung bzw. Strahlungsintensität der Photonen zurückrechnen, müssen m Gleichungen von n_i für jeden Kanal entsprechend der Matrixgleichung gelöst werden. Dieses Vorgehen wird Spektrumentfaltung (spectrum unfolding) genannt. Meist jedoch ist die Responsefunktion recht kompliziert, u.a. enthält sie noch Escape-Peaks¹ und Nichtlinearitäten sowie ein Bremskontinuum verursacht durch Compton-Streuung. Ein Escape Peak kommt dadurch zustande, dass bei der Wechselwirkung eines Röntgenquants mit dem Si-Kristall des Detektors nicht die gesamte Energie in Elektron-Loch-Paare umgesetzt wird, sondern ein Si-K-Quant aus dem Detektor entweicht und somit in der Energiebilanz fehlt. Der oben beschriebene Näherungsprozess ist problematisch. Eine Invertierung der Gleichung (4.4) ist nicht möglich. Die Modellierung der Response-Matrix stellt das Ziel dieser Arbeit dar.

¹deutsch: entkommene Photonenpakete

Kapitel 5

Datenanalyse

Wie oben erläutert, bestand das Hauptziel dieser Arbeit in der Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Primärenergie des Photons und gemessener Energie in ADU sowie der anschließenden genaueren Analyse der Energiekalibration des pn-CCD-Detektors. Dazu wurden Röntgenspektren mit folgenden Targetmaterialien verwendet: Ag, Al, Cr, Cu, Fe, Mg, Mo, Ti und Makrolen. Makrolen ist eine Glaskeramik, die aus mehreren Elementen besteht. Die jeweiligen Spektren wurden mit dem pn-CCD-Detektor von CAST aufgenommen und in ein Energiespektrum konvertiert. Diese einzelnen Energiespektren mit ursprünglicher Auftragung des Photonennflusses über die Energieeinheit ADU wurden mit Gaußkurven approximiert. Anhand der ausgegebenen Parameterwerte der Gaußfunktionen konnten die Linienpositionen der Peaks sowie die Linienbreiten σ inklusive deren Fehler bestimmt werden.

Ebenso wurden jeweils χ^2 -Tests als Maß für die Güte der Anpassung des Modellspektrums an die Messdaten durchgeführt. Die Detektorkanäle wurden zur Berechnung des reduzierten χ^2 so zusammengefasst, dass sich jeweils mindestens 60 Photonen in einem Energiekanal befinden. Zusätzlich konnten die Modellspektren etwas variiert werden, indem man eine unterschiedliche Anzahl von Gaußkurven mit ungefährender Linienposition und Linienbreite σ vorgab. Aus mehreren erzeugten Modellen zur Anpassung an die Messdaten wurde für die weitere Datenanalyse stets das beste Resultat, d.h. das Modellspektrum mit bestem χ^2 und der geringsten Anzahl von Gaußkurven, verwendet. Von der weiteren Datenanalyse ausgeschlossen wurden jedoch Datenreihen, die nicht bei einer Betriebstemperatur des CCD-Chips von $T = -130^\circ\text{C}$ aufgenommen wurden (einzelne Cu- K_β -Messungen) sowie Daten, bei denen der Abstand der jeweiligen α - und β -Linie unterhalb der Auflösungsgrenze des Detektors von ca. 170 eV (Al-K und Mo-L) liegt.

Die Ergebnisse der einzelnen Werte, d.h. Linienposition, Linienbreite σ und deren untere sowie obere Fehlergrenzen, wurden nun inklusive der aus den Literaturwerten bekannten Linienenergien in keV in einem weiteren Programm weiterverarbeitet (siehe Tabelle A.4). Das Programm produziert aus diesen Datenpunkten zwei Diagramme: zum einen eine graphische Darstellung der Linienenergien (in ADU) über die Literaturwerte der Linienenergien (in keV), zum anderen die Energieauflösung σ der ange-

gleichenen Linienergien (in eV) ebenfalls über die Literaturwerte der Linienenergien (in keV). An diese Datenpunkte wurden zur Bestimmung der Energiekalibration verschiedene Funktionsmodelle angepasst. Als Funktionsmodelle wurden lineare Funktionen der Form

$$f(x) = ax + b \quad (5.1)$$

und

$$g(x) = ax, \quad (5.2)$$

sowie zwei Polynome sechster Ordnung, sowohl mit als auch ohne Nulldurchgang, verwendet. Dabei wurden die Energieeinheiten übereinander (ADU über keV) aufgetragen. Die graphische Darstellung der Energieauflösung über die Energie in keV wurde approximiert durch eine quadratische Funktion der Form

$$f(x) = ax^2 + b \quad (5.3)$$

sowie eine Exponentialfunktion

$$g(x) = ae^{bx} + c. \quad (5.4)$$

Generell lässt sich die Energieauflösung nicht gut beschreiben, weil sich teils nicht trennbare Linien im Spektrum befinden (α_1 und α_2 sowie β_1 und β_2) und ein Intensitätsmaximum häufig aus einer Überlagerung mehrerer Linien besteht. Aus diesem Grunde wurde für die bestmögliche Wiedergabe der Energieauflösung auf das Detektormodell der spektralen Response des EPIC-pn-Detektors von XMM-Newton zurückgegriffen (Haberl et al., 2002). Betreffend des Zusammenhangs der Energieeinheiten (ADU über keV) ergibt sich die polynomiale Funktion sechsten Grades mit Nulldurchgang als bestes Funktionsmodell. Zu diesem Resultat kam man, indem das ursprünglich in ADU vorliegende Makrolen-Spektrum mit verschiedenen Funktionsmodellen in keV konvertiert und anschließend auf dessen Linienlagen überprüft wurde. Mit den Literaturwerten wurde entsprechend verglichen (siehe Abbildung 6.1).

In dem Energiebereich bis zu ca. 9 keV kann der Zusammenhang zwischen Linienenergie in ADU und keV als linear angenommen werden, was die Kalibrationsdaten bestätigen (siehe Abbildung 6.3). Zusätzlich zu den Daten der Einzelmessungen wurde noch ein Hintergrundspektrum für höhere Energien zur Energiekalibration verwendet. Durch Anpassen von Gaußkurven an das Hintergrundspektrum konnten wieder spezielle Peakpositionen in ADU ermittelt werden. Diese wurden inklusive der jeweiligen Linienbreiten und deren Fehler sowie der entsprechenden Literaturwerte für die Erstellung der Response-Matrix weiterverarbeitet. Zu erwarten sind Fluoreszenzlinien der Elemente Kupfer, Gold, Silizium und Blei (Cu, Au, Si, Pb), da diese Materialien zur Abschirmung des CCD-Detektors verwendet werden. Der lineare Verlauf zwischen dem Verhältnis der Energien in ADU zu keV bricht bei ca. 12.5 keV ab, wobei bei Auftragung von keV über ADU die Gerade abflacht. Die Abflachung liegt

an einer leichten Nichtlinearität der elektronischen Detektorkomponenten. Zur Erstellung der Response-Matrix bzw. zur Bestimmung der Energiekalibration benötigt man sowohl die Parameter des angeglichenen Polynoms mit der Auftragung der Energieeinheiten ADU über keV als auch die inverse Beziehung mit keV über ADU. Die inverse Beziehung ist graphisch realisierbar durch Spiegelung an der Winkelhalbierenden. Bei den Funktionsmodellen wurde ebenfalls eine lineare Funktion mit Nulldurchgang dargestellt sowie die prozentuale Abweichung des Polynoms von dieser Geraden.

Zur Überprüfung der erhaltenen Energiekalibration wurde das Hintergrundspektrum mit dieser von ADU in keV konvertiert und erneut an Gaußkurven angepasst (gleiches Verfahren wie beim Makrolenspektrum, s.o.). Dadurch konnten die aus der Datenanpassung folgenden Linienpositionen der einzelnen Intensitätsmaxima mit den Literaturwerten verglichen und letztendlich verifiziert werden, denn die resultierenden Linienpositionen aus der Energiekalibration sollten mit den Literaturwerten übereinstimmen.

Kapitel 6

Ergebnisse

Die einzelnen an die Röntgenröhrenspektren angepassten Modellspektren in der Einheit ADU sind in den Abbildungen A.1 bis A.4 abgebildet. Das ebenfalls zur Energiekalibration benötigte Funktionsmodell für das Hintergrundspektrum befindet sich in Abbildung 6.2. Die Daten der einzelnen Fitergebnisse sind in den Tabellen A.1 und A.2 zu finden.

Beim Erstellen des Modellspektrums der gesamten Daten fiel auf, dass die Energiekalibration der aus der Röntgenröhre stammenden Linien gegenüber den Hintergrunddaten bei höheren ADU-Werten liegen. Die Abweichung lässt sich dadurch erklären, dass die Kalibrationsdaten bei einer anderen Temperatur am CCD-Chip gemessen wurden als die Hintergrunddaten. Am CCD-Chip ist kein direkter Temperatursensor angebracht. Folglich kann keine direkte Temperaturmessung erfolgen. Die Betriebstemperatur des Kühlfingers am CCD-Chip kann zwar geregelt werden, jedoch entspricht diese nicht der tatsächlichen Temperatur des CCD-Chips. Bei eingeschaltetem Magnetfeld, d.h. bei Aufnahme des Hintergrundspektrums, wird der CCD-Chip vom supraleitenden Magneten etwas mitgekühlt. Um diesem Effekt vorzubeugen, wurde die Betriebstemperatur des Kühlfingers bei Aufnahme der Kalibrationsdaten um 4°C niedriger eingestellt als beim Vermessen der Hintergrunddaten. Entscheidend für die Kalibration des CCD-Detektors von CAST sind somit nur die Hintergrunddaten, da diese unter den gleichen Bedingungen wie die experimentellen Messungen bei Ausrichtung des Magneten auf die Sonne aufgenommen wurden.

Aus diesem Grunde wurde für die Berechnung der Energiekalibration lediglich von den Hintergrunddaten sowie von zwei niederenergetischen Linien (Cr-L bei 0.577 keV und Ag-L bei 2.9837 keV) als Stützwerte für das Polynom sechsten Grades Gebrauch gemacht. Die Verschiebung infolge der Temperaturdifferenz ist bei niedrigen Energien noch vernachlässigbar. Die lineare Ordnung dieses Polynoms dominiert erwartungsgemäß, da sich alle elektronischen Bauteile, die im Detektor das analoge Signal in ein digitales Signal umwandeln, linear verhalten. Die resultierenden Parameter aus der Anpassung des Polynoms an diese Daten, auf die die Energiekalibration zurückgreift, sind in Tabelle A.3 aufgelistet. Mit diesen können vom Detektor ausgegebene Energien in Detektorkanälen in Energien in keV und umgekehrt umgerechnet werden.

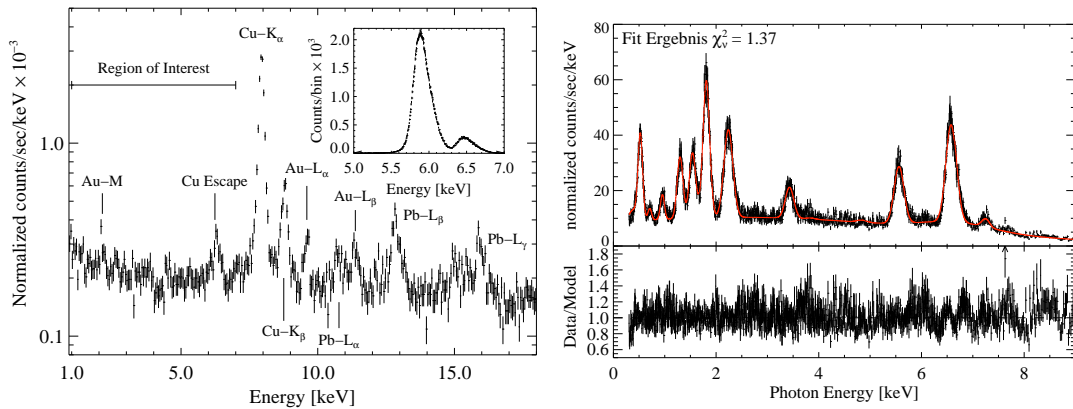


Abbildung 6.1: Links: Das Hintergrundspektrum liegt einer linearen Energiekalibration zugrunde und ist daher fehlerbehaftet. Aufgenommen wurde es während der CAST Magnet nicht zur Sonne gerichtet war, aber unter den selben Operationsbedingungen arbeitete. Die Fluoreszenzlinien des Detektorhintergrunds, verursacht durch die Abschirmung des Detektors, sind im Bild beschriftet. Auch der Cu-Escape-Peak ist erkennbar, der 1.74 keV unter der eigentlichen Cu-Linie liegt. Im rechten oberen Bildbereich ist die Fe-Kalibrationslinie vergrößert dargestellt. Rechts: Das mit der Energiekalibration der Kalibrationsdaten konvertierte Makrolenspektrum in Energieeinheit keV wurde mit Gaußkurven angepasst (1243 DOF). Durch Vergleich mit den Literaturdaten konnte die Energiekalibration überprüft werden.

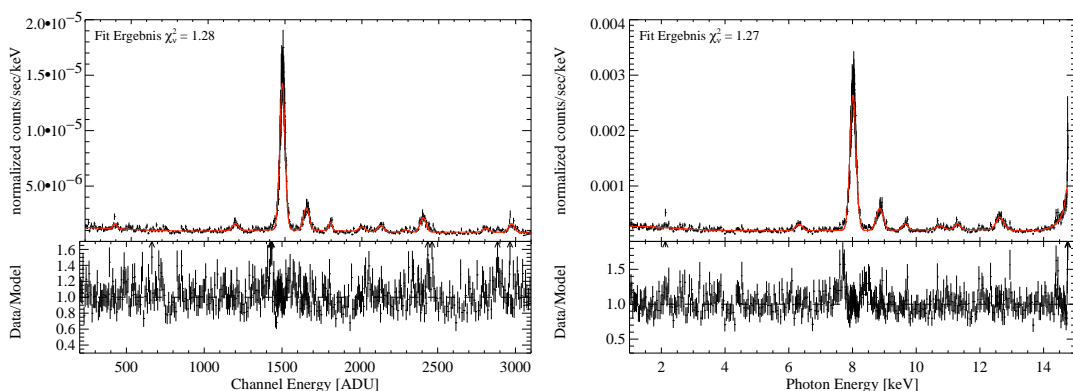


Abbildung 6.2: Links: Ursprüngliches Hintergrundspektrum in ADU, an welches Gaußkurven angepasst wurden. Rechts: Anhand der erstellten Energiekalibration in keV konvertiertes Hintergrundspektrum, Resultat der Energiekalibration.

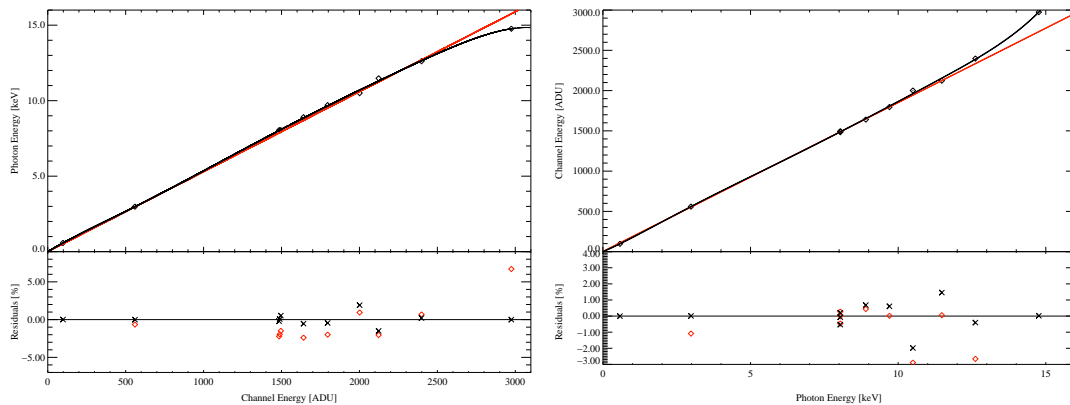


Abbildung 6.3: Links: Anpassung einer linearen Funktion (rot) sowie eines Polynoms sechster Ordnung (schwarz) an den Zusammenhang zwischen Energie in keV über Energie in ADU bzgl. der Hintergrunddaten. Im unteren Bildbereich sind die prozentualen Abweichungen von einer linearen Funktion (rote Rauten) und von einem Polynom sechsten Grades (schwarze Kreuze) gegenüber der Literaturwerte in keV aufgetragen. Rechts: Invertierte Kurve zu linkem Bild. Im unteren Bildbereich sind die prozentualen Abweichungen von einer linearen Funktion (rote Rauten) und von einem Polynom sechsten Grades (schwarze Kreuze) gegenüber der angepassten Messdaten in ADU aufgetragen.

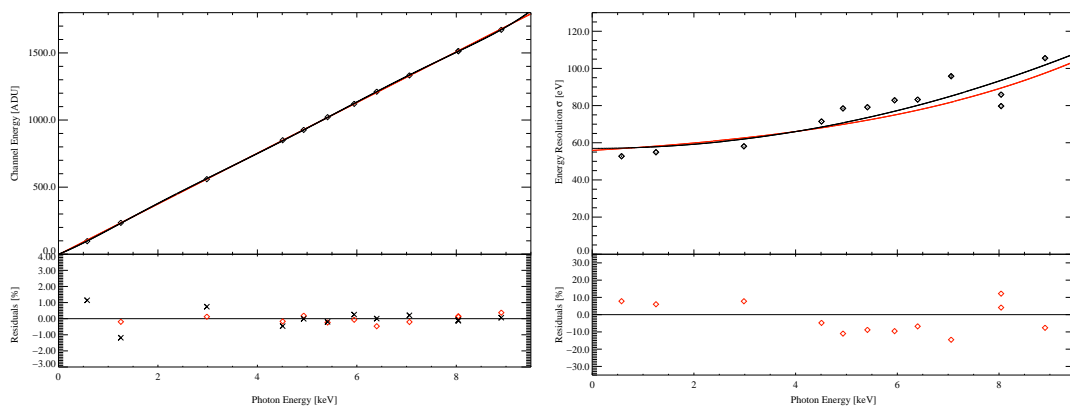


Abbildung 6.4: Links: Funktionsmodelle einer linearen Funktion (rote Gerade) sowie eines Polynoms sechsten Grades (schwarze Kurve) wurden bzgl. des Zusammenhangs zwischen Energie in ADU über Energie in keV bei Auftragung der Kalibrationsdaten verwendet. Im unteren Bereich sind die prozentualen Abweichungen der linearen Funktion (rot) und des Polynoms (schwarz) von den Messdaten aufgezeichnet. Rechts: Zusammenhang zwischen Energieauflösung in eV über Energie in keV. Die Kalibrationsdaten werden sowohl durch eine Exponentialfunktion (rot) als auch durch eine quadratische Funktion (schwarz) angepasst. Im unteren Bildbereich sind die prozentualen Abweichungen von dem Funktionsmodell der Exponentialfunktion zu den Fit-ergebnissen der Energieauflösung (rote Rauten) gegenüber der Literaturwerte in keV aufgetragen.

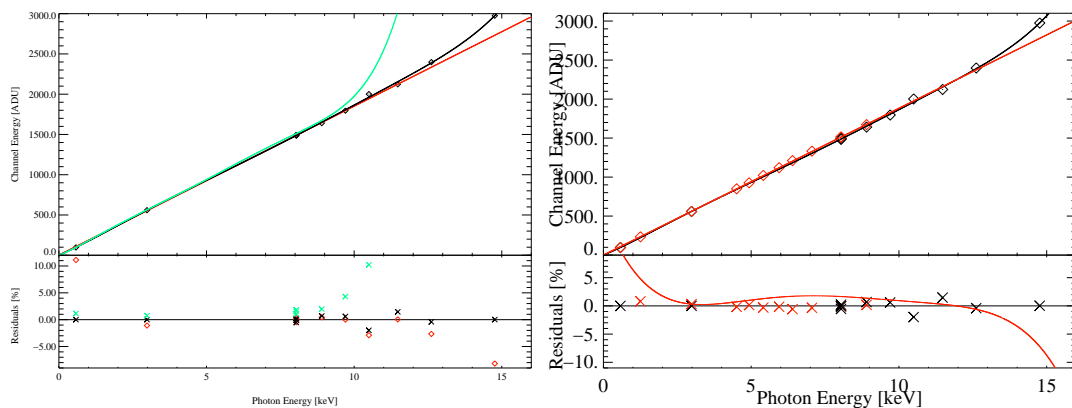


Abbildung 6.5: Links: Anpassung einer linearen Funktion (rote Gerade) und eines Polynoms sechsten Grades (schwarze Kurve) an die Hintergrunddaten sowie eines Polynoms an die Kalibrationsdaten (grüne Kurve) in ADU über keV. Im unteren Bereich sind die prozentualen Abweichungen des linearen Funktionsmodells (rote Rauten), des Polynoms (schwarze Kreuze) der Hintergrunddaten und des Polynoms der Kalibrationsdaten (grüne Kreuze) von den Messdaten aufgezeichnet. Rechts: Anpassung einer linearen Funktion (rote Gerade) an die Kalibrationsdaten (rote Rauten) und eines Polynoms (schwarze Kurve) an die Hintergrunddaten (schwarze Rauten) in ADU über keV. Im unteren Bereich sind die prozentualen Abweichungen der angepassten linearen Funktion (rote Kreuze) der Kalibrationsdaten und des Polynoms (schwarze Kreuze) der Hintergrunddaten von den Messdaten eingezeichnet. Die rote Kurve stellt die prozentuale Abweichung der Polynom-Anpassung der Hintergrunddaten zur linearen Funktion der Kalibrationsdaten dar.

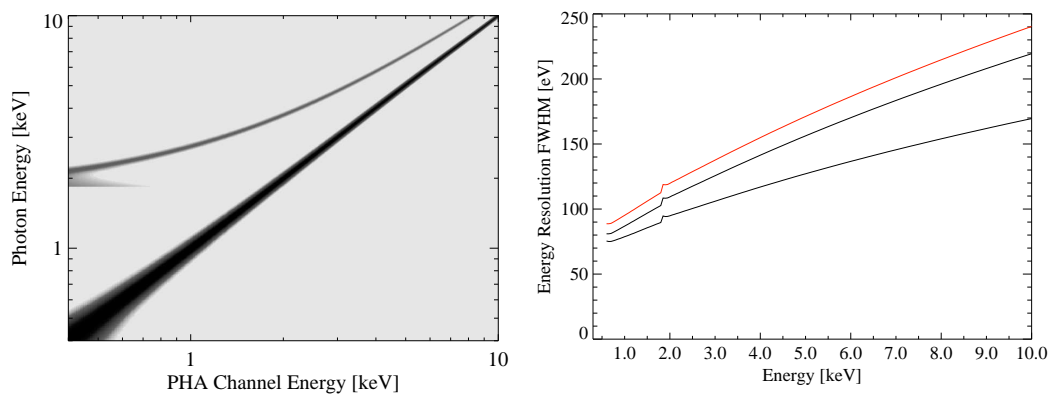


Abbildung 6.6: Links: Logarithmische Darstellung der Responsefunktion des pn-CCD-Detektors. Die untere schwarze Kurve stammt von den Fluoreszenzphotonen (Photopeaks), die obere graue Kurve gibt die Lage und Energiebreite dervon dem Si-Escape Peak. Ein horizontaler Schnitt durch die Kurve ergibt ein Spektrum einer verbreiterten Fluoreszenzlinie sowie deren Escape Peak; die Breite ist ein Maß für die Energieauflösung des Detektors. Rechts: Spektrale Energieauflösung des CAST pn-CCD-Detektors und des EPIC-pn-Detektors des XMM-Newton (siehe Text). Die untere Linie stellt die kombinierte Energieauflösung von dem CAST pn-CCD für single und double events dar, die mittlere Linie die Energieauflösung des EPIC-pn-CCDs für double events, die obere für single events (Haberl et al., 2002).

Wie im vorigen Abschnitt schon beschrieben, wurde zur Approximation der spektralen Energieauflösung σ das Detektormodell aus der Kalibration des XMM-Newton EPIC-pn-Detektors verwendet.

Durch erneutes Anpassen von Gaußkurven an das in keV konvertierte Hintergrundspektrum und anschließendem Vergleich der erhaltenen Linienenergien des Modellspektrums mit den Literaturdaten konnte die Genauigkeit bzw. die Güte der ermittelten Energiekalibration überprüft werden. Die Ergebnisse dieses Vergleichs befinden sich in Tabelle A.4. Da die einzige Linie mit einigermaßen guter Statistik die Cu-K $_{\alpha}$ -Linie ist, kann nur hierfür ein vernünftiger Fehler der Energieauflösung σ angegeben werden. Auch für die Cu-K $_{\beta}$ -Linie ließ sich noch ein sinnvoller Fehler angeben, jedoch bei schlechterer Statistik. Das kann man anhand des Hintergrundspektrums am Verhältnis Linienintensität zu Hintergrund unschwer erkennen. Für alle weiteren Intensitätsmaxima lassen sich keine angemessenen Fehler für die Energieauflösung bestimmen, zum einen wegen der benannten schlechten Statistik, aber auch, da es sich bei den meisten Linien um eine Überlagerung von jeweils zwei Linien handelt (Au-L $_{\alpha}$ -Linie besteht aus α_1 - und α_2 -Linie ebenso wie Pb-L $_{\alpha}$, Au-L $_{\beta}$ und Pb-L $_{\beta}$, besonders Au-L $_{\beta}$ und Pb-L $_{\alpha}$ sind nicht auflösbar). Das angepasste Intensitätsmaximum bei 10.74 keV sollte der Pb-L $_{\alpha}$ -Linie entsprechen und weicht damit mit 239.4 eV sehr stark von dem Literaturwert ab im Vergleich zu den übrigen Abweichungen. Dies liegt daran, dass in deren näherer Umgebung insgesamt vier Linien, Au-L $_{\alpha_{1,2}}$ sowie Pb-L $_{\alpha_{1,2}}$, vorzufinden sind. Führt man mit dem Modell verschiedener Gaußkurven sowie einer Potenzfunktion zum Hintergrunddatenangleich einen χ^2 -Test durch, so erhält man ein reduziertes χ^2 von 1.272.

Die bestimmte Responsefunktion des pn-CCD-Detektors von CAST ist in Abbildung 6.6 links abgebildet. In dieser sind sowohl die Photopeaks als auch die dazugehörigen Si-Escape Peaks mit einer erwarteten Energie von 1.74 keV unterhalb des Photopeaks enthalten. Die Breite der Peaks stellt die Energieauflösung des Detektors dar. Vernachlässigt wurden bei der Berechnung der Responsefunktion Effekte höherer Ordnung wie z.B. sog. partial events, bei denen niederenergetische Photonen in der p-Schicht absorbiert werden mit der Folge, dass ein Teil der erzeugten Ladungswolke rekombinieren kann und somit nicht mehr an der Pixelebene registriert wird. Die Energieauflösung des Detektors von CAST sowie des EPIC-pn-CCD-Detektors von XMM-Newton ist im rechten Teil der Abbildung 6.6 aufgetragen. Diese hängt neben der Energie des einfallenden Photons auch davon ab, ob die im pn-Übergang erzeugte Ladungswolke des einfallenden Photons in einem Pixel (single event) oder in zwei, drei usw. Pixeln (double, triple usw. event) registriert wird.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Energiekalibration des pn-CCD-Detektors von CAST durchgeführt. Dabei wurden zum einen Spektren von Emissionslinien aus einer Röntgenröhre mit Targets verschiedener Materialien, zum anderen ein die Fluoreszenzlinien des Hintergrundspektrums vermessen. Das Hintergrundspektrum wurde während des Betriebs des supraleitenden LHC-Magneten von CAST aufgenommen. Die Energiekalibration basiert auf den Daten des Hintergrundspektrums, da diese unter den gleichen Arbeitsparametern aufgenommen wurden wie die während der eigentlichen Messzeit bei der Suche nach Axionen herrschenden Arbeitsbedingungen. Nach dem Anpassen von Modellspektren an die Daten wurden die Funktionsparameter ermittelt, d.h. Linienposition, Linienbreite und untere sowie obere Fehlerschranken. Diese Energiewerte werden vom Detektor in Detektorkanälen der Einheit ADU ausgegeben. Die Güte der Datenanpassung konnte mit χ^2 -Tests überprüft werden. Da die Emissionslinienenergien der verwendeten Elemente von den Literaturdaten her bekannt sind, konnte somit die Energiekalibration erstellt werden. Zwei funktionale Zusammenhänge wurden hergestellt, indem die einzelnen Datenpunkte mit Modellfunktionen angepasst wurden: zum einen die Beziehung der Energiewerte der Einheit ADU und keV zueinander sowie deren inverse Beziehung, zum anderen die Abhängigkeit der Linienbreite σ von der Energie (Einheit keV). Ein Polynom sechsten Grades mit Nulldurchgang passt den Zusammenhang der Energieeinheiten ADU und keV am besten an. Die einzelnen Polynomparameter sind in Tabelle A.3 aufgeführt. Für die Abhängigkeit der Linienbreite σ von der Energie stellte sich das Detektormodell des XXM-Newton EPIC-pn-CCD-Detektors als geeignet heraus (Haberl et al., 2002). Aus den angepassten Modellen konnte die Energiekalibration berechnet werden, in Abbildung 6.3 zu sehen. Das Hintergrundspektrum wurde mit der Energiekalibration in die Energieeinheit keV konvertiert. Dadurch konnte die Energiekalibration anhand der Literaturdaten verifiziert werden.

Anhang A

Analyseergebnisse

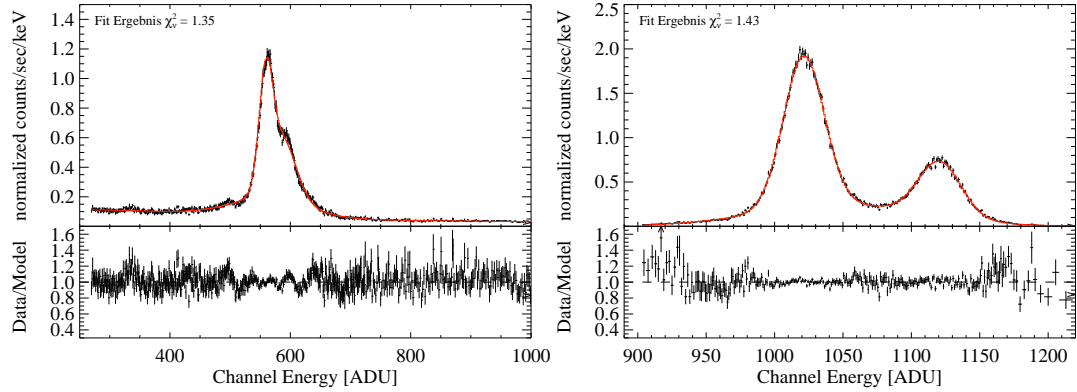


Abbildung A.1: Links: Datenanpassung der Ag-L-Linie, bestehend aus einer Überlagerung dreier Linien. Der größere Peak setzt sich zusammen aus der L_{α_1} - und L_{α_2} -Linie, das Nebenmaximum auf der rechten Flanke stellt die L_{β_1} -Linie dar (724 DOF¹). Rechts: Datenanpassung der Cr-K-Linie. Das erste Maximum ist eine Überlagerung der K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie, das zweite Maximum (rechts) zeigt die K_{β_1} -Emissionslinie (88 DOF).

¹engl. Degrees of freedom, steht für Freiheitsgrade

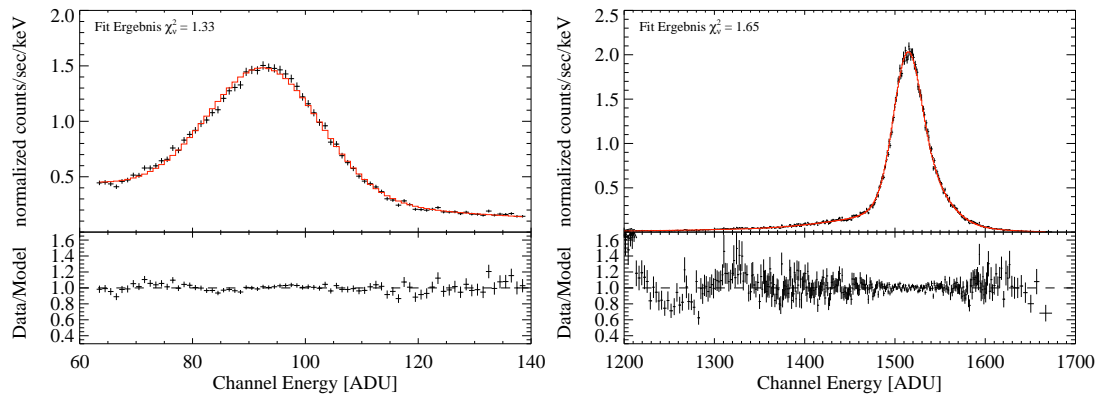


Abbildung A.2: Links: Datenanpassung der Cr-L-Linie, welche sich aus einer Überlagerung von der L_{α_1} -, L_{α_2} - und L_{β_1} -Linie zusammensetzt (69 DOF). Rechts: Datenanpassung an die Cu-K-Linie, bestehend aus K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie (332 DOF).

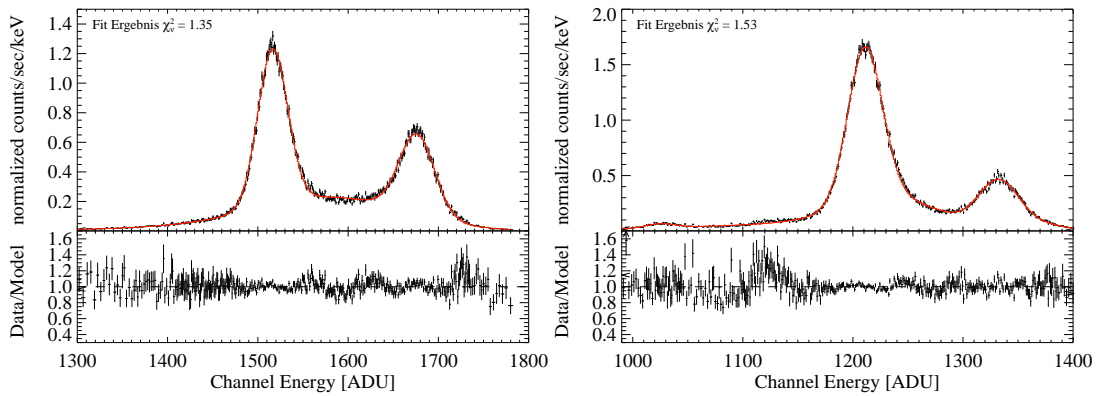


Abbildung A.3: Links: Datenanpassung an die Cu- K_{β_1} -Linie (rechts); links im Bild ebenfalls die Überlagerung von Cu- K_{α_1} und Cu- K_{α_2} -Linie (886 DOF). Rechts: Datenanpassung der Fe-K-Linie, zusammengesetzt aus K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie (371 DOF).

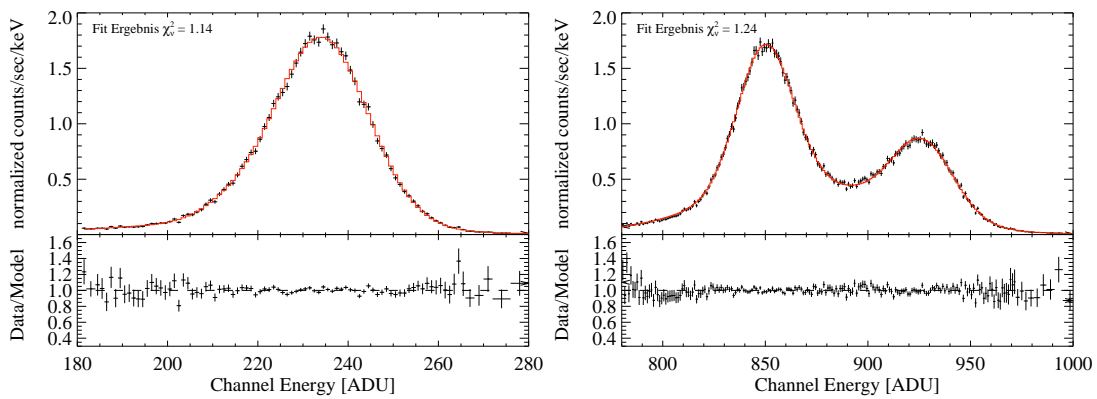


Abbildung A.4: Links: Datenanpassung der Mg-K-Linie, welche sich aus den Linien K_{α_1} , K_{α_2} und K_{β_1} zusammensetzt (80 DOF). Rechts: Datenanpassung an die Ti-K-Linie, bestehend aus K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie (204 DOF).

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

Energie ¹ keV	Emissionslinie	T_{CCD}^2 °C	FWHM ADU	Peakpos. ADU	Verstärkung eV/ADU	FWHM eV
0.577	Cr- $L_{\alpha_{1,2},\beta_1}$	-134	23.46 ^{+0.40} _{-0.40}	97.73 ^{+0.16} _{-0.16}	5.9040 ^{+0.0097} _{-0.0097}	138.41 ^{+2.39} _{-2.36}
0.937	Cu- $L_{\alpha_{1,2},\beta_1}$	-134	23.32 ^{+0.57} _{-0.45}	169.69 ^{+0.19} _{-0.14}	5.5218 ^{+0.0047} _{-0.0062}	128.73 ^{+3.13} _{-2.46}
1.2536	Mg- $K_{\alpha_{1,2},\beta_1}$	-134	24.42 ^{+0.41} _{-0.44}	234.10 ^{+0.24} _{-0.19}	5.3567 ^{+0.0055} _{-0.0043}	130.89 ^{+2.19} _{-2.36}
2.9837	Ag- $L_{\alpha_{1,2}}$	-134	25.85 ^{+0.95} _{-0.92}	559.69 ^{+0.28} _{-0.27}	5.3310 ^{+0.0026} _{-0.0026}	137.75 ^{+5.06} _{-4.88}
4.509	Ti- $K_{\alpha_{1,2}}$	-134	31.78 ^{+0.47} _{-0.46}	849.92 ^{+0.18} _{-0.18}	5.3052 ^{+0.0011} _{-0.0011}	168.75 ^{+2.49} _{-2.43}
4.9318	Ti- K_{β_1}	-134	34.91 ^{+0.68} _{-0.66}	926.67 ^{+0.30} _{-0.31}	5.3221 ^{+0.0017} _{-0.0018}	185.72 ^{+3.62} _{-3.52}
5.4117	Cr- $K_{\alpha_{1,2}}$	-134	35.19 ^{+0.30} _{-0.30}	1021.40 ^{+0.12} _{-0.12}	5.2983 ^{+0.0006} _{-0.0006}	186.52 ^{+1.56} _{-1.57}
5.9467	Cr- K_{β_1}	-134	36.85 ^{+0.56} _{-0.55}	1120.80 ^{+0.21} _{-0.26}	5.3058 ^{+0.0010} _{-0.0012}	195.70 ^{+2.96} _{-2.91}
6.400	Fe- $K_{\alpha_{1,2}}$	-134	37.01 ^{+0.56} _{-0.59}	1211.35 ^{+0.21} _{-0.21}	5.2834 ^{+0.0009} _{-0.0009}	195.42 ^{+2.95} _{-3.10}
7.058	Fe- K_{β_1}	-134	42.61 ^{+1.96} _{-3.11}	1332.70 ^{+0.78} _{-1.30}	5.2960 ^{+0.0031} _{-0.0052}	225.83 ^{+10.37} _{-16.50}
8.041	Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$	-134	35.46 ^{+0.84} _{-0.84}	1513.96 ^{+0.31} _{-0.32}	5.3112 ^{+0.0011} _{-0.0011}	188.28 ^{+4.44} _{-4.44}
8.041	Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$	-134	38.21 ^{+0.41} _{-0.41}	1513.31 ^{+0.17} _{-0.17}	5.3135 ^{+0.0009} _{-0.0009}	203.02 ^{+2.15} _{-2.15}

¹Die Literaturwerte sind anhand der Intensitäten der einzelnen Linien gewichtet. Der Fehler des Literaturwerts macht sich frühestens erst in der 5. Nachkommastelle bemerkbar (siehe**Mod.Rev.Phys. 39, 78 (1967))**

²geregelte Temperatur des Kühlfingers

Tabelle A.2: Übersicht über die einzelnen Fitergebnisse und Parameter der Hintergrunddaten, die zur Erstellung der Energiekalibration benötigt werden.

Energie ¹ keV	Emissionslinie	T_{CCD}^2 °C	FWHM ADU	Peakpos. ADU	Verstärkung eV/ADU	FWHM eV
8.041	Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$	-130	44.90 ^{+0.48} _{-0.48}	1495.63 ^{+0.18} _{-0.18}	5.3763 ^{+0.0006} _{-0.0006}	241.56 ^{+2.60} _{-2.54}
8.041	Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$	-130	35.30 ^{+2.33} _{-2.03}	1488.81 ^{+0.88} _{-0.78}	5.4010 ^{+0.0032} _{-0.0028}	190.60 ^{+12.56} _{-10.95}
8.041	Cu- $K_{\alpha_{1,2}}$	-130	40.24 ^{+1.26} _{-1.21}	1484.60 ^{+0.54} _{-0.53}	5.4163 ^{+0.0020} _{-0.0194}	218.07 ^{+6.82} _{-6.60}
8.905	Cu- K_{β_1}	-130	42.64 ^{+3.53} _{-4.76}	1641.25 ^{+2.09} _{-2.15}	5.4257 ^{+0.0069} _{-0.0071}	231.51 ^{+19.18} _{-25.82}
9.705	Au- $L_{\alpha_{1,2}}$	-130	24.00 ^{+9.15} _{-7.15}	1796.08 ^{+3.90} _{-4.37}	5.4034 ^{+0.0027} _{-0.0030}	129.62 ^{+49.41} _{-38.59}
10.500	Pb- $L_{\alpha_{1,2}}$	-130	36.21 ^{+2.35} _{-2.35}	2001.27 ^{+5.00} _{-5.00}	5.2467 ^{+0.0131} _{-0.0131}	190.076 ^{+12.37} _{-12.37}
11.479	Au- $L_{\beta_{1,2}}$	-130	45.58 ^{+2.35} _{-2.35}	2123.27 ^{+6.46} _{-6.47}	5.4063 ^{+0.0164} _{-0.0165}	246.59 ^{+12.76} _{-12.76}
12.616	Pb- $L_{\beta_{1,2}}$	-130	45.59 ^{+2.35} _{-2.35}	2398.38 ^{+3.34} _{-3.24}	5.2602 ^{+0.0073} _{-0.0071}	239.79 ^{+12.39} _{-12.39}
14.764	Pb- L_{γ_1}	-130	45.85 ^{+2.35} _{-2.35}	2974.73 ^{+5.00} _{-5.00}	4.9631 ^{+0.0083} _{-0.0083}	227.41 ^{+11.68} _{-11.68}

Tabelle A.3: Parameter der Modellfunktionen an die Hintergrunddaten sowie Kalibrationsdaten mit beiden Konvertierungsrichtungen. Die Modellfunktion stellt ein Polynom sechsten Grades der Form $f(x) = ax + bx^2 + cx^3 + dx^4 + ex^5 + fx^6$ dar.

Daten Konvertierung	Hintergrund keV \rightarrow ADU	Hintergrund ADU \rightarrow keV	Kalibration keV \rightarrow ADU	Kalibration ADU \rightarrow keV
a	156.74	6.21×10^{-3}	148.68	6.43×10^{-3}
b	26.14	-3.64×10^{-6}	51.31	-7.74×10^{-6}
c	-7.97	5.33×10^{-9}	-23.66	1.90×10^{-8}
d	1.09	-3.46×10^{-12}	4.97	-2.13×10^{-11}
e	-6.88×10^{-2}	1.04×10^{-15}	-0.48	1.10×10^{-14}
f	1.67×10^{-3}	-1.19×10^{-19}	1.76×10^{-2}	-2.14×10^{-18}

Tabelle A.4: Vergleich der durch die Energiekalibration in keV erhaltenen Linienenergien der Hintergrunddaten mit den Literaturwerten.

Emissionslinie	Literaturwert ¹ keV	Fitwert keV	Sigma eV	Abweichung Fitwert von Literaturwert eV
Cu-K-Escape	6.297	$6.3894^{+0.0412}_{-0.0421}$	55.898	92.4
Cu-K _{$\alpha_{1,2}$}	8.041	$8.0239^{+0.0029}_{-0.0029}$	$56.562^{+3.957}_{-6.607}$	17.1
Cu-K _{β_1}	8.905	$8.8521^{+0.0115}_{-0.0104}$	$70.93^{+14.743}_{-17.946}$	52.9
Au-L _{$\alpha_{1,2}$}	9.705	$9.6421^{+0.0247}_{-0.0228}$	26.0	62.9
Pb-L _{$\alpha_{1,2}$}	10.5	$10.739^{+0.0642}_{-0.0494}$	67.887	239.0
Au-L _{$\beta_{1,2}$}	11.479	$11.312^{+0.0305}_{-0.0301}$	19.972	167.0
Pb-L _{$\beta_{1,2}$}	12.616	$12.648^{+0.0167}_{-0.0179}$	$79.737^{+27.248}_{-29.54}$	31.9

Literaturverzeichnis

- Arnaud K., Dorman B., 2002, Xspec, An X-ray Spectral Fitting Package, User's Guide for version 11.2.x, Technical report, HEASARC – Laboratory for High Energy Astrophysics – NASA/GSFC available at <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/manual/manual.html>
- Bevington P.R., Robinson D.K., 1992, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill, New York, second edition
- Haberl F., Briel U.G., Dennerl K., Zavlin V., 2002
- Knoll G.F., 2000, Radiation detection and measurement, New York, John Wiley & Sons, Inc., 605 Third Avenue, New York, NY 10158-0012, 3rd edition
- Kuster M., 1997, *Master's thesis*, Universität Tübingen, Institut für Astronomie und Astrophysik
- Mayer-Kuckuk T., 1994, Atomphysik, Stuttgart, Teubner Verlag
- Peccei R.D., Quinn H.R., 1977, Phys. Rev. Lett. 38, 1440
- Strüder L., Briel U., Dennerl K., et al., 2001, Astron. Astrophys. 365, L18
- Zioutas K., Andriamonje S., Arosov V., et al., 2005, Phys. Rev. Lett. 94, 121301