Einfluss von niederenergetischen Protonen auf pn-CCD-Detektoren

Diplomarbeit

von

Tobias Clauß

Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Institut für Astronomie und Astrophysik
Abteilung Astronomie

August 2000

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Astronomie zählt zu den ältesten Wissenschaften in der Menschheitsgeschichte. In fast allen Kulturen finden sich Zeugnisse astronomischer Beobachtungen und Theorien zur Erklärung der beobachteten Vorgänge. Diese Stellung der Astronomie erklärt sich zum einen dadurch, dass die Ergebnisse der Beobachtungen bis vor nicht allzu langer Zeit wichtige Anwendungen im Bereich der Zeitmessung sowie der Seenavigation hatten; zum anderen sind viele astronomische Ereignisse beeindruckende Naturschauspiele.

Bis zum Beginn der Neuzeit fanden alle Beobachtungen mit dem bloßen Auge statt, so dass bis zu diesem Zeitpunkt vor allem die Objekte in unserem Sonnensystem und die Sterne der näheren Umgebung beobachtet werden konnten. Erst die Erfindung des Fernrohres durch Galileo Galilei im Jahre 1609 ermöglichte einen tieferen Einblick in das Weltall, der mit fortschreitender technischer Entwicklung immer mehr verfeinert wurde und bis heute wird.

Das optische Licht, das vom menschlichen Auge wahrgenommen werden kann, ist nur ein kleiner Teil des gesamten elektromagnetischen Spektrums. Diese Erkenntnis wurde erst Ende des 19. Jahrhunderts gewonnen. Bis zur Entdeckung, dass auch astronomische Objekte Strahlung außerhalb des optischen Spektralbereichs aussenden, dauerte es noch bis zur Mitte des 20. Jahrhunderts. Ein wesentlicher Grund dafür ist, dass die Erdatmosphäre für Strahlung aus weiten Teilen des elektromagnetischen Spektrums undurchlässig ist. Da insbesondere Strahlung mit höheren Energien als das optische Licht das biologische Leben auf der Erde schädigen kann, ist dies sehr vorteilhaft; astronomische Beobachtungen in diesem Bereich werden aber dadurch erschwert.

1.1 Kurze Einführung in die Röntgenastronomie

Die Röntgenastronomie beschäftigt sich mit elektromagnetischer Strahlung im Energiebereich von 0.1 – 500 keV. Diese Strahlung wird durch die Atmosphäre vollständig absorbiert, wie in Abbildung 1.1 zu sehen ist. Beobachtungen in diesem Spektralbereich müssen also oberhalb der Atmosphäre durchgeführt werden.

Die ersten Messungen extraterrestrischer Röntgenstrahlung wurden von Raketen aus durchgeführt. Damit wurde 1950 die Röntgenstrahlung von der Sonne nachgewiesen. Die erste Röntgenquelle außerhalb des Sonnensystems, Sco X-1, wurde 1962 entdeckt. Das Problem bei Messungen von Raketen aus ist die kurze Beobachtungszeit, die typischerweise nur wenige Minuten beträgt. Eine Möglichkeit für längere Beobachtungen bis zu einer Dauer von vielen Stunden bieten Ballone, die auch größere Nutzlasten in Höhen von bis zu 40 km bringen können. Dort ist die Atmosphäre so dünn, dass zumindest Röntgenstrahlen mit Energien oberhalb von 20 keV beobachtet werden können. In den

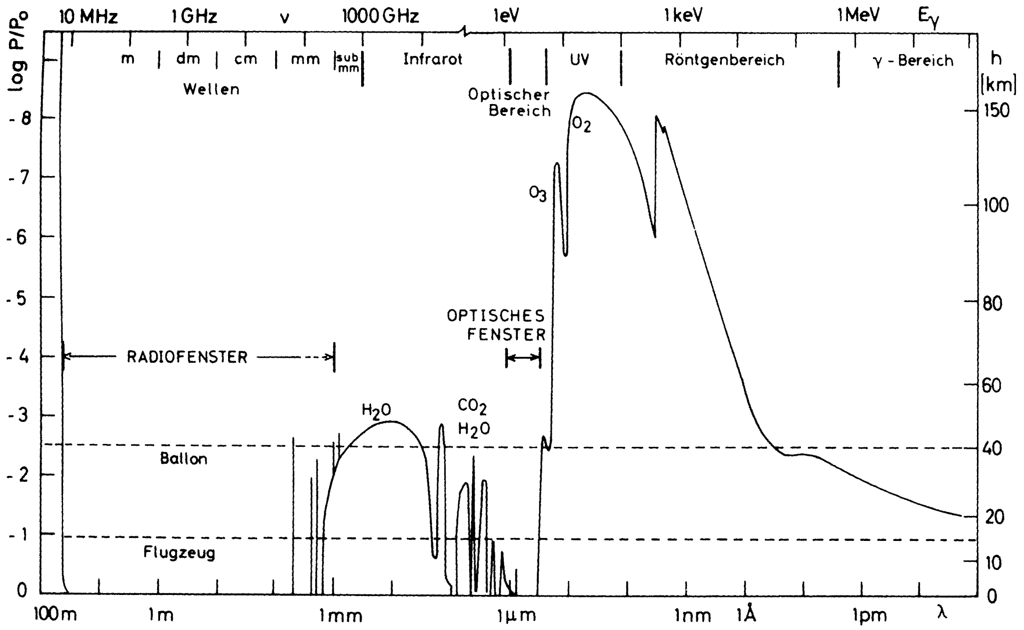


Abbildung 1.1: Durchlässigkeit der Erdatmosphäre für elektromagnetische Strahlung (aus Unsöld & Baschek (1999)).

Jahren 1973–1990 wurden auch vom Astronomischen Institut Tübingen mehrere Ballonexperimente durchgeführt.

Auf Satelliten ist es möglich, Röntgenstrahlung im gesamten Energiebereich über längere Zeiträume zu beobachten. Die erste Röntgensatellitenmission, UHURU, wurde 1970 gestartet. Mit UHURU gelang zum ersten Mal eine Himmelsdurchmusterung im Röntgenbereich, bei der 339 Röntgenquellen gefunden wurden. Seitdem wurde der Röntgenhimmel von einer Vielzahl von Satelliten mit zunehmender Empfindlichkeit und Auflösung untersucht. Herauszuheben ist dabei insbesondere der deutsche Röntgensatellit ROSAT, der von 1990–1999 in Betrieb war. Mit der ROSAT-Himmelsdurchmusterung im Energiebereich von 0.1 – 2.4 keV steigerte sich die Zahl der bekannten Röntgenquellen von 5000 auf 120000.

1.2 Entstehungsmechanismen und Quellen von Röntgenstrahlung

Photonen mit Energien im Bereich von 0.1 bis 10 keV stammen hauptsächlich von heißen Plasmen mit Temperaturen zwischen 10^6 und 10^8 K. Diese strahlen ein Röntgenkontinuum aus, das meist durch Bremsstrahlung erzeugt wird. Außerdem finden sich im Spektrum auch Emissionslinien hochionisierter schwererer Elemente (z.B. Fe, O, Mg, S, Si, K, Ca, Ar, Ne, Ni), deren Vorkommen und Häufigkeit aus den Spektren bestimmt werden kann. Im folgenden werden einige Quellen von Röntgenstrahlung kurz dargestellt, die Gegenstand der aktuellen Forschung sind.

Kosmische Röntgenhintergrundstrahlung

Frühere Röntgensatelliten entdeckten neben einzelnen Röntgenquellen auch eine diffuse Hintergrundstrahlung im Röntgenbereich. Mit ROSAT war es möglich, einen Teil dieser Hintergrundstrahlung in Einzelquellen auflösen. Allerdings konnte mit den Ergebnissen von ROSAT nicht die gesamte Hintergrundstrahlung erklärt werden. Erst neueste Beobachtungen zeigen, dass wahrscheinlich die gesamte Röntgenhintergrundstrahlung von diskreten Quellen stammt, vgl. Mushotzky et al. (2000). Um die Art dieser schwachen Quellen genauer zu bestimmen, sind sehr lange, sensitive Messungen im Röntgenbereich und die Identifikation dieser Objekte in anderen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums notwendig.

Elliptische Galaxien und Galaxienhaufen

In elliptischen Galaxien und Galaxienhaufen befindet sich gravitativ erhitztes Gas. Die dabei auftretenden Temperaturen sind so hoch, dass ein großer Teil der Strahlung im Röntgenbereich liegt. Galaxienhaufen zählen damit neben den aktiven Galaxien (s.u.) zu den leuchtkräftigsten Röntgenobjekten im Universum. Da die Temperatur des Gases von gravitativen Prozessen abhängt, lässt die Temperaturverteilung des Gases Rückschlüsse auf die Massenverteilung in den Galaxien und Galaxienhaufen zu. Damit ist es möglich, unsichtbare dunkle Materie indirekt nachzuweisen.

Aktive Galaxien (AGN - Active Galatic Nuclei)

Bei AGN handelt es sich um sehr leuchtkräftige Objekte, die unter anderem auch im Röntgenbereich hell leuchten. Als Ursache der großen Leuchtkraft wird Massenakkretion auf ein extrem massereiches schwarzes Loch im Zentrum einer Galaxie angenommen. Dabei entsteht im Zentralbereich der AGN harte Röntgenstrahlung, die mit der umgebenden Materie wechselwirkt. Im Röntgenspektrum zeigen sich charakteristische Emissionslinien. Die Röntgenspektren sind außerdem abhängig vom Blickwinkel und damit der Geometrie, was eine mögliche Erklärung für die verschiedenen Klassen von AGN (Seyfert-1, -2, BL Lac) ist.

Durch die Aufnahme hochaufgelöster Röntgenspektren dieser Objekte ist es möglich, genauere Aussagen über Aufbau, Materiezusammensetzung und Prozesse im Zentralbereich der AGN zu machen.

Röntgendoppelsterne

In Röntgendoppelsternsystemen fließt Masse von einem normalen Stern auf einen kompakten Begleiter (Neutronenstern oder Schwarzes Loch) über. Ein Teil der kinetischen Energie der einfallenden Materie wird dabei in Röntgenstrahlung umgesetzt, die Aufschluss über den Akkretionsmechanismus und damit auch über den kompakten Begleiter gibt.

Viele solcher Röntgenquellen zeigen eine starke zeitliche Variabilität, sie pulsieren. Aus der Form des Pulsprofils und dem zeitlichen Verhalten der Periode können weitere Rückschlüsse über das System gezogen werden.

Galaktische Röntgenquellen und interstellares Gas

Neben Röntgendoppelsternen zählen vor allem Supernovaüberreste (SNR - Super Nova Remnants) zu den interessanten Röntgenobjekten in unserer Galaxie. In diesen Objekten entsteht Röntgenstrahlung zum einen direkt in heißem Gas, das bei der Supernovaexplosion ausgestoßen und aufgeheizt wurde. Zum anderen entsteht Röntgenstrahlung, wenn dieses Gas auf die umgebende Materie trifft. Die Röntgenstrahlung erlaubt somit die Untersuchung der Wechselwirkung und der Zusammensetzung der beteiligten Materie.

Die Untersuchung von interstellarem Gas in unserer Galaxie ist ebenfalls im Röntgenbereich möglich. Heißes interstellares Gas emittiert selbst Röntgenstrahlung und kann so direkt nachgewiesen werden. Es findet sich in unserer Galaxie vor allem außerhalb der galaktischen Ebene in einem Halo. Kaltes Gas kann durch die Absorption von Röntgenstrahlung nachgewiesen werden. Aus den dabei entstehenden Absorptionslinien kann insbesondere die Zusammensetzung des Gases bestimmt werden.

1.3 Aktuelle Röntgenastronomie

Seit der Entdeckung der ersten Röntgenquelle vor weniger als 40 Jahren gab es in der Röntgenastronomie große Fortschritte, die das Verständnis des Universums entscheidend vorangebracht haben. Wie im vorigen Abschnitt dargestellt wurde, können im Röntgenbereich vor allem Prozesse im Hochenergiebereich untersucht werden, die in anderen Spektralbereichen schlecht oder nicht sichtbar sind. Allerdings sind die genauen Entstehungsprozesse in vielen Fällen noch nicht im Detail bekannt. Das Ziel aktueller Satellitenmissionen ist deshalb neben der Entdeckung weiterer Quellen vor allem die genaue Untersuchung der einzelnen Röntgenquellen, um die zugehörigen Objekte zu identifizieren und die Strahlungsprozesse zu erklären.

Die Fortschritte in der Röntgenastronomie werden entscheidend durch Verbesserungen der Instrumente und Detektoren zum Nachweis der Röntgenstrahlung beeinflusst. Ein wichtiger Fortschritt war dabei die Entwicklung von Spiegelteleskopen für niederenergetische Röntgenstrahlung ($E_\gamma < 15$ keV), sogenannte Wolter-Teleskope. Chandra und XMM-Newton (vgl. Kapitel 2) sind zwei große, aktuelle Röntgensatelliten, die mit Röntgenspiegeln ausgestattet sind. Eine weitere Neuentwicklung sind CCD-Detektoren für Röntgenstrahlung, vgl. Kapitel 3. Mit diesen ist es möglich, gleichzeitig Bilder und detaillierte Spektren aufzunehmen.

Ziel dieser Diplomarbeit war es, den Einfluss von niederenergetischen Protonen auf pn-CCD-Detektoren zu untersuchen. Diese neuentwickelten CCD-Detektoren werden auf dem Satelliten XMM-Newton eingesetzt und sind dort dem kosmischen Teilchenstrahlungshintergrund ausgesetzt. Erfahrungen mit anderen CCD-Detektoren auf dem Satelliten Chandra zeigen, dass im Orbit vor allem niederenergetische Protonen eine Gefahr für CCD-Detektoren darstellen können. Um die Gefahren für den pn-CCD-Detektor abzuschätzen, wurde ein CCD-Chip im Labor mit niederenergetischen Protonen bestrahlt und deren Auswirkungen untersucht.

Kapitel 2

Röntgensatelliten

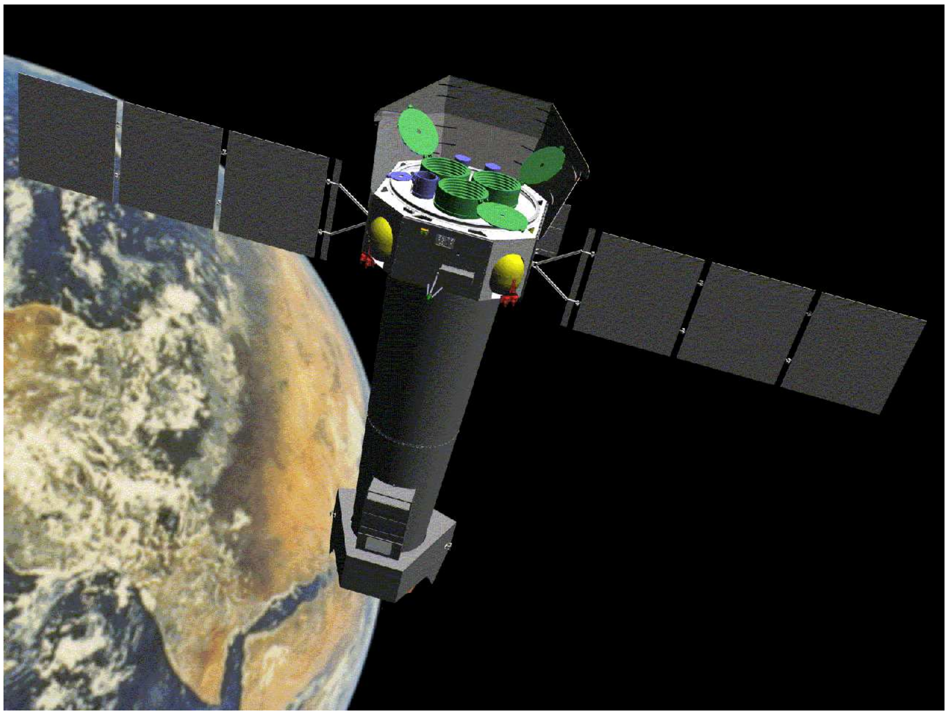


Abbildung 2.1: XMM-Newton (aus XMM SOC (1999))

Mit dem erfolgreichen Start des ESA-Satelliten XMM[1]-Newton und des NASA-Satelliten Chandra im Jahr 1999 befinden sich gerade zwei funktionsfähige Großsatelliten für Röntgenbeobachtungen im All. Beide Satelliten sind mit Röntgenteleskopen ausgestattet und beobachten im weichen Röntgenbereich zwischen 0.1 keV und 15 keV. Die Satelliten sind so gebaut, dass sie sich gegenseitig ergänzen; der Vorteil von Chandra ist das gute örtliche Auflösungsvermögen, während sich XMM-Newton durch große Lichtstärke auszeichnet. Beide Satelliten umfliegen die Erde auf stark elliptischen Umlaufbahnen, die lange ununterbrochene Beobachtungen ermöglichen. Die Satelliten werden im folgenden genauer vorgestellt.

[1] X-ray Multi Mirror Mission

2.1 XMM-Newton

XMM-Newton wurde am 10.12.1999 mit einer Ariane-5-Rakete auf seine hochexzentrische Umlaufbahn gebracht. Die Umlaufbahn ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

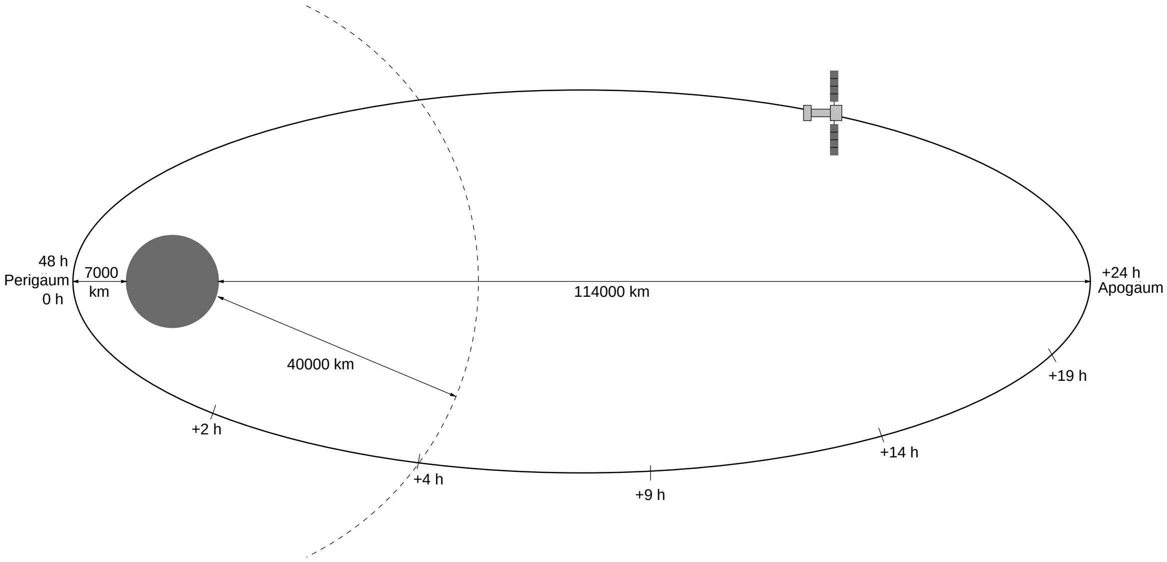


Abbildung 2.2: Der Orbit von XMM-Newton.

Die Umlaufbahn hat ein Perigäum von 7000 km und ein Apogäum von 114000 km, die Umlaufzeit des Satelliten beträgt 48 h. Die Bahn ist um 40^{o} gegen die Äquatorebene der Erde geneigt, so dass XMM-Newton im Perigäum an der Nordhalbkugel der Erde vorbeifliegt. Während der Beobachtungszeit wird XMM-Newton von zwei Bodenstationen in Perth und Kourou überwacht, an die auch sofort alle Beobachtungsdaten gesendet werden; der Satellit selbst hat keine Möglichkeit zur Datenspeicherung. Das hat zur Folge, dass die maximale Beobachtungszeit ohne Unterbrechung bei weniger als 20 h liegt, da an beiden Umkehrpunkten der Umlaufbahn der Kontakt zu den Bodenstationen unterbrochen wird. Eine weitere Einschränkung der Beobachtungszeit stellen die Strahlungsgürtel dar, die XMM-Newton in Erdnähe durchquert. Der erhöhte Teilchenfluss in den Strahlungsgürteln (siehe Kapitel 4) führt zu einem hohen Hintergrund und gefährdet außerdem die Instrumente, so dass als untere Grenze für Beobachtungen zunächst ein Erdabstand von 40000 km angesetzt wurde. Eine genauere Beschreibung des Strahlungshintergrunds auf XMM-Newton findet sich in Kapitel 7.1.

2.1.1 Aufbau und Instrumente

Der Aufbau von XMM-Newton ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Links in der Abbildung sind die drei Spiegelmodule zu sehen. Hinter zwei der Spiegelmodule befinden sich Reflexionsgitter des RGS (Reflection Grating Spectrometer). Die Plattform mit den Detektoren ist rechts in der Abbildung zu sehen. Auf ihr sitzen drei CCD-Detektoren der European Photon Imaging Camera (EPIC) sowie zwei CCD-Detektoren des RGS. Zusätzlich befindet sich ein optisches Teleskop auf dem Satelliten, der sogenannte Optical Monitor.

Der prinzipielle Aufbau der Spiegelmodule ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Jedes der Spiegelmodule besteht aus 58 dünnen Spiegelschalen aus Nickel, die mit Gold beschichtet sind. Die Spiegelschalen sind vom Typ Wolter-1 und bestehen aus einem parabolischen und einer hyperbolischen Teil.

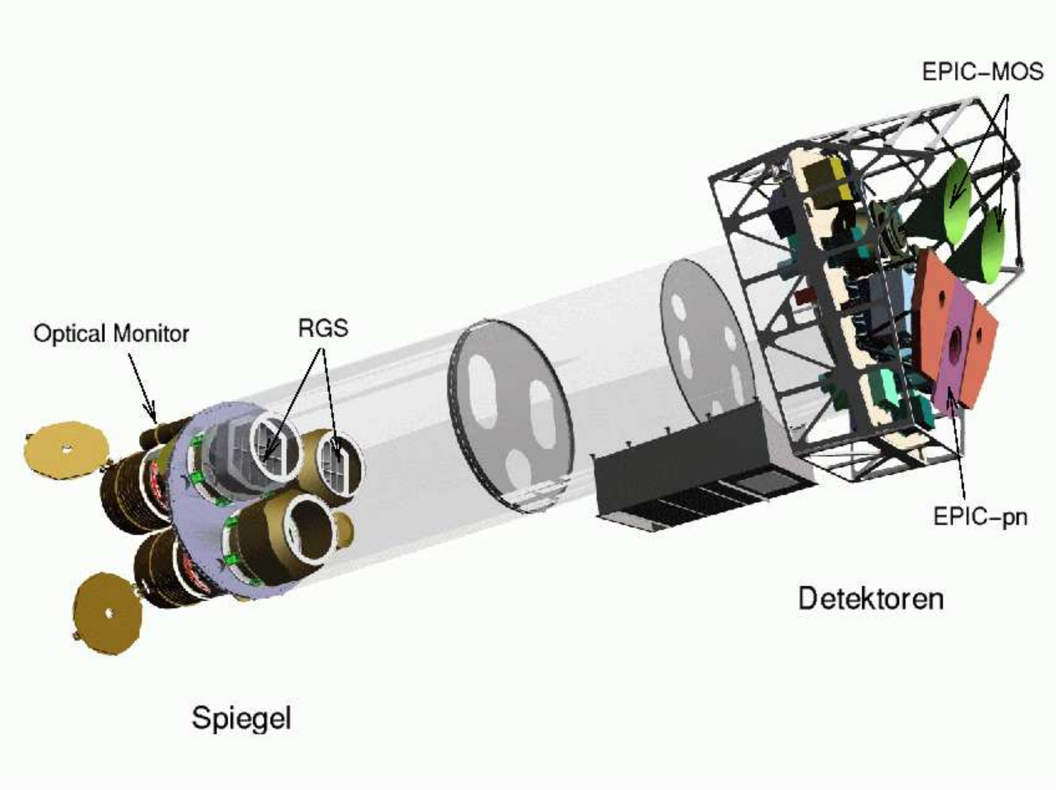


Abbildung 2.3: Der Aufbau von XMM-Newton (aus XMM SOC (1999)).

Die Spiegel fokussieren Röntgenstrahlen, die unter kleinen Winkeln einfallen, auf die Detektoren. Jedes Modul hat einen Durchmesser von 70 cm, die Gesamtfläche aller Spiegel bei einer Röntgenenergie von 1 keV beträgt 4650 cm^2. Die Fokallänge der Spiegel beträgt 7.5 m, in der Detektorebene wird eine Ortsauflösung von $\sim$15" (Half Energy Width) erreicht. Die Reflexionsgitter sitzen direkt hinter zwei der Spiegelmodule und lenken jeweils 58 % der einfallenden Strahlung auf die RGS-Detektoren um.

Die fünf Detektoren auf der Detektorplattform beobachten alle gleichzeitig dasselbe Gesichtsfeld. Bei zwei der EPIC-Detektoren handelt es sich um baugleiche MOS-CCD-Arrays, deren trichterförmige Kühlkörper in Abbildung 2.3 gut zu erkennen sind. Die MOS-Arrays teilen sich das Licht aus je einem Spiegelmodul mit den RGS-Detektoren, die ebenfalls in doppelter Ausführung vorhanden sind. Die Kühlköper der RGS-Detektoren sind jeweils unterhalb der MOS-Detektoren sichtbar. Dazwischen sitzt der EPIC-pn-CCD-Detektor, der das gesamte Licht aus dem dritten Spiegelmodul zur Verfügung hat.

European Photon Imaging Camera (EPIC)

Die MOS-CCD-Arrays und der pn-CCD-Detektor bilden zusammen die European Photon Imaging Camera. Mit den CCD-Detektoren ist es möglich, gleichzeitig Bilder und Spektren im Röntgenbereich aufzunehmen, die genaue Funktionsweise wird in Kapitel 3 beschrieben. Vor allen EPIC-Detektoren sitzt ein Filterrad, das mit verschiedenen dünnen Filtern ausgestattet ist. Diese dienen dazu, optisches Licht auszufiltern. Optisches Licht wird ebenfalls von den CCD-Detektoren nachgewiesen und führt zu erhöhtem Rauschen, einer Energieverschiebung und einer Veränderung der Energieauflösung. Außerdem besitzt jedes Filterrad eine geschlossene Position, in der alle einfallen-

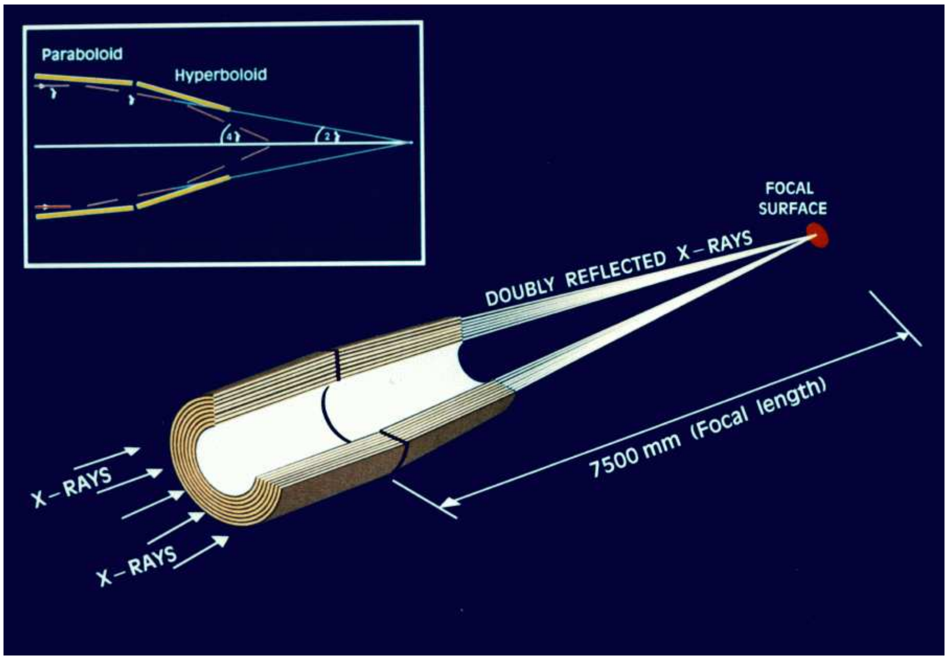


Abbildung 2.4: Der Aufbau der Spiegelmodule auf XMM-Newton (aus XMM SOC (1999)).

de Strahlung durch eine 1 mm starke Aluminiumscheibe abschirmt wird, sowie eine offene Position ohne Filter. Beim Durchgang durch die Strahlungsgürtel können durch die geschlossene Position Strahlungsschäden an den Detektoren verhindert werden.

Reflection Grating Spectrometer (RGS)

Die zwei baugleichen RGS bestehen jeweils aus zwei Teilen, den Reflexionsgittern und den Detektoren. Die Reflexionsgitter sitzen direkt hinter zwei der Spiegelmodule und spalten das einfallende Röntgenlicht spektral auf. Das Spektrum wird von dem zugehörigen Detektor auf der Detektorplattform nachgewiesen. Bei den Detektoren handelt es sich um Arrays aus MOS-CCDs, die linear angeordnet sind. Die intrinsische Energieauflösung der CCDs wird nur benötigt, um die verschiedenen Ordnungen des Spektrums zu trennen.

Mit RGS ist hochauflösende Spektroskopie im Energiebereich zwischen 0.35 keV und 2.5 keV möglich. In diesem Energiebereich liegen Emissionlinien vieler hochionisierter Elemente, die in heißen Plasmen vorkommen können (z.B. Fe, O, Mg, S, Si, Na, Ca, Ar, Ne und Ni). Die Energieauflösung $E/\Delta E$ des RGS liegt zwischen 200 und 800.

Optical Monitor

Der Optical Monitor ist ein optisches Teleskop, das sich zusätzlich zu den oben beschriebenen Röntgenteleskopen und -detektoren auf dem Satelliten befindet. Mit dem Optical Monitor können simultan zu den Röntgenbeobachtungen auch Beobachtungen im optischen und UV-Spektralbereich durchgeführt werden.

Der Optical Monitor besteht aus einem Ritchey-Chrétien-Spiegelteleskop mit 30 cm Durchmesser. Als Detektor dient ebenfalls ein CCD-Detektor, wobei das einfallende Licht vorher mit Mikrokanalplatten verstärkt wird. Dazu löst das optische Licht an einer Photokathode Elektronen aus, die durch die Mikrokanalplatten vervielfacht werden und danach auf einen Leuchtschirm vor dem

CCD treffen. Durch die Verstärkung wird der Optical Monitor sehr sensitiv und kann Objekte bis zur 24. Größenklasse beobachten. Durch den Einsatz von verschiedenen Farbfiltern können optische Breitband-Spektren dieser Quellen gemessen werden.

Radiation Monitor

Der Radiation Monitor misst die Rate der Teilchenstrahlung auf dem Satelliten. Damit sind Aussagen über den Hintergrund der CCD-Detektoren möglich, außerdem warnt der Radiation Monitor bei erhöhtem Strahlungshintergrund (z.B. durch solare Flares), der die CCDs gefährden könnte.

Der Radiation Monitor besteht aus zwei Instrumenten, die unterschiedliche Energiebereiche abdecken. Der Low-Energy-Detektor hat für Elektronen einen Energiebereich von 50 keV bis 5 MeV, der High-Energy-Detektor von 130 keV bis 12 MeV. Protonen können erst ab einer Energie von 3 MeV nachgewiesen werden. Bei beiden Detektoren handelt es sich um Siliziumdioden, deren Signale mit einer Auflösung von 256 Kanälen digitalisiert und mit einer maximalen Zeitauflösung von 4 s ausgelesen werden.

Eine Übersicht über die Eigenschaften von XMM-Newton und der Vergleich mit ROSAT und Chandra findet sich am Ende von Kapitel 2.2. Eine genauere Beschreibung des Satelliten und der Instrumente gibt es bei XMM SOC (1999).

2.1.2 Ziele und Stand der Mission

Die Stärke von XMM-Newton liegt in der großen Lichtstärke, der hohen Zeitauflösung (EPIC-pn) und guten spektralen Auflösung (RGS) seiner Instrumente. Durch die große Lichtstärke ist die Beobachtung schwacher Röntgenquellen möglich, z.B. der kosmischen Hintergrundstrahlung, intergalaktischen heißen Gases und auch einzelner Objekte in anderen Galaxien. Die hohe Zeitauflösung ist vor allem bei der Beobachtung der Pulsprofile von Röntgendoppelsternen und Pulsaren erforderlich. Bei allen Beobachtungen werden gleichzeitig Bilder und Spektren aufgenommen. Ein weiterer Vorteil von XMM-Newton ist die Möglichkeit, mit dem Optischen Monitor eine eindeutige Zuordnung von optischen und Röntgen-Quellen zu erreichen sowie simultan ein Breitband-Spektrum der Quellen beobachten zu können.

Nach dem Start des Satelliten begann zunächst die Commissioning-Phase, in der nacheinander alle Instrumente eingeschaltet und überprüft wurden. Dabei zeigte sich, dass alle Instrumente problemlos funktionieren. Im Anschluss wurde in der Calibration- und Performance-Verification-Phase die Leistungsfähigkeit der Instrumente an verschiedenen ausgewählten Objekten untersucht und geeicht. Der erste Teil der wissenschaftlichen Beobachtungen begann im Juli 2000 mit der GTO-Phase (Guaranteed Time Observation).

2.2 Chandra

Chandra (geplant unter dem Namen AXAF – Advanced X-ray Astrophysics Facility, später benannt nach dem Astronomen S. Chandrasekhar (1910–1995)) wurde am 23.7.1999 vom Space Shuttle Columbia zunächst in eine erdnahe Umlaufbahn und dann durch zwei Feststoffraketen weiter in seinen endgültigen Orbit gebracht. Ähnlich wie XMM-Newton umkreist Chandra die Erde in einem stark exzentrischen Orbit, wobei bei Chandra das Perigäum bei 10000 km und das Apogäum bei 140000 km liegt. Damit taucht auch Chandra in die Strahlungsgürtel ein. Wenn als untere Grenze für Beobachtungen eine Höhe von 60000 km angenommen wird, dann können von der gesamten Umlaufzeit von

63.5 h ca. 48 h für Beobachtungen genutzt werden. Die Beobachtungsdaten können auf dem Satelliten zwischengespeichert werden, so dass keine weiteren Unterbrechungen der Beobachtungszeit auftreten.

2.2.1 Aufbau und Instrumente

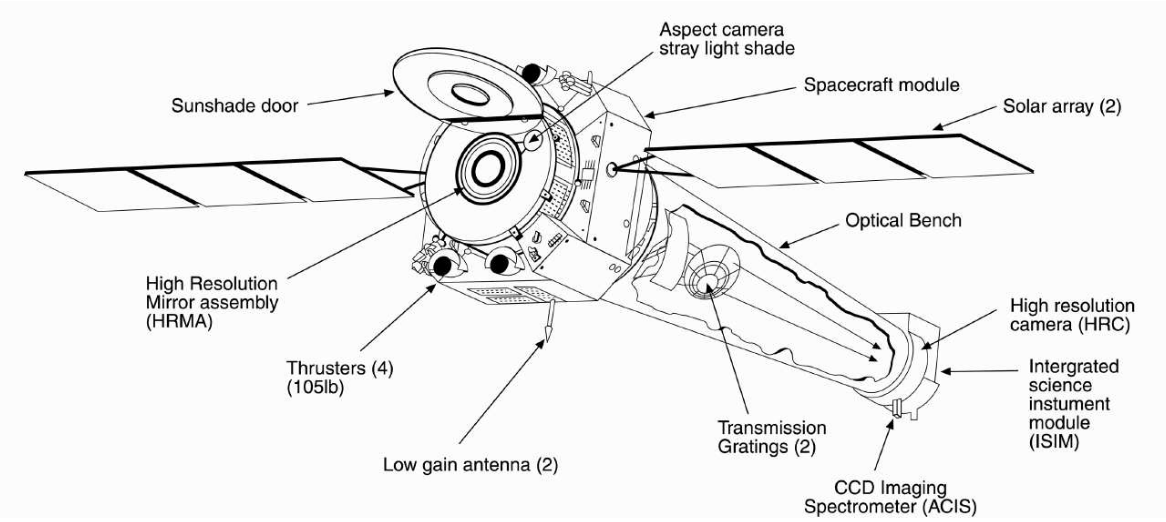


Abbildung 2.5: Der Aufbau von Chandra (aus SAO/NASA (2000)).

Der Aufbau von Chandra ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Chandra besitzt nur ein einziges Spiegelmodul mit einem Durchmesser von 1.2 m, das aus 4 Spiegelschalen besteht. Damit hat Chandra weniger als ein Fünftel der Spiegelfläche von XMM-Newton, vgl. Tabelle 2.1. Dafür bestehen die Spiegel auf Chandra aus massivem Zerodur, dessen Oberfläche sehr glatt poliert werden kann. Die Spiegel besitzen deshalb eine bessere optische Qualität als die dünnen Spiegelschalen auf XMM-Newton. Die hohe optische Qualität ermöglicht bei einer Fokallänge von 10 m in der Detektorebene eine sehr gute Ortsauflösung von $\sim$0.5” (HEW).

Die Detektoren befinden sich im hinteren Bereich des Satelliten. Chandra besitzt zwei CCD-Arrays und die High Resolution Camera (HRC). Die Detektoren können nur alternativ in den Strahlengang gefahren, also nicht gleichzeitig benutzt werden. Hinter dem Spiegelmodul befinden sich mehrere Transmissionsgitter für verschiedene Energiebereiche, die in den Strahlengang geklappt werden können.

High Resolution Camera (HRC)

Bei der HRC handelt es sich um einen hochauflösenden Detektor mit Mikrokanalplatten. Die vervielfachten Elektronen treffen auf ein Gitter aus feinen Drähten, in dem sie ortsaufgelöst nachgewiesen werden können. Die Ortsauflösung der HRC ist so gut, dass mit dem Detektor das Auflösungsvermögen der Spiegel von 0.5” voll ausgenutzt werden kann. Ein weiterer Vorteil der HRC ist die gute Zeitauflösung von 16 μs. Allerdings ist es mit der HRC alleine nicht möglich, auch spektrale Information über die Quellen zu gewinnen.

Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)

Bei ACIS handelt es sich um zwei CCD-Arrays. ACIS-I ist für die gleichzeitige Aufnahme von Bildern und Spektren gedacht, während ACIS-S vor allem als Detektor für die Gitterspektrographen dient. Aufbau und Funktionsweise der Detektoren sind in Kapitel 3 beschrieben.

Transmission Gratings (HETG and LETG)

Die Gitterspektrographen, das HETG (High Energy Transmission Grating) und das LETG (Low Energy Transmission Grating), können alternativ in den Strahlengang gefahren werden. Als Detektor für das HETG dient das ACIS-S CCD-Array, als Detekor für das LETG dient die HRC. Zusammen ermöglichen die Gitterspektrometer hochauflösende Spektroskopie im Energiebereich 0.09 – 10 keV.

In Tabelle 2.1 sind die Eigenschaften von Chandra im Vergleich mit XMM-Newton und ROSAT zusammengestellt. Eine genauere Beschreibung von Chandra und den Detektoren findet sich bei Chandra X-ray Center (2000).

Tabelle 2.1: Vergleich der Röntgensatelliten XMM-Newton, Chandra und ROSAT.

	XMM-Newton	Chandra	ROSAT
Spiegel	3	1	1
Schalen pro Spiegel	58	4	4
Durchmesser	0.7 m	1.2 m	0.8 m
Fläche (bei 1 keV)	4650 cm^2	800 cm^2	400 cm^2
Fokallänge	7.5 m	10 m	2.4 m
Auflösung (HEW)	15”	0.5”	4”
Energiebereich	0.1 – 15 keV	0.1 – 10 keV	0.1 – 2.4 keV
Detektoren			
Mikrokanalplatten		HRC	HRI
Vieldrahtzähler			PSPC
CCDs	EPIC pn	ACIS I	
	EPIC MOS	ACIS S	
Gitter	RGS	HETG und LETG	
Energiebereich	0.35 – 2.5 keV	0.4 – 10 keV/ 0.09 – 3 keV	
Auflösung E/ΔE	200 – 800	60 – 1000 / 40 – 2000	

2.2.2 Ziele und Stand der Mission

Die Stärke von Chandra liegt in der hohen Ortsauflösung. Damit eignet sich Chandra vor allem zur Identifizierung von Einzelobjekten sowie zur Untersuchung der Struktur von Röntgenquellen wie zum Beispiel Aktiver Galaxien und Supernova-Überresten.

Der Start des Satelliten verlief problemlos, allerdings wurden die ACIS-Detektoren kurze Zeit später durch Strahlung stark geschädigt (vgl. Kapitel 5). ACIS ist damit nur noch eingeschränkt funktionsfähig. Bei der HRC gibt es Probleme mit Hintergrundrauschen durch die Elektronik. Trotzdem liefert Chandra die erwarteten hochaufgelösten Bilder.

Kapitel 3

CCD-Detektoren

3.1 Aufbau und Funktionsweise von CCD-Detektoren

3.1.1 CCD-Detektoren

Grundlage eines CCD-Detektors ist ein depletierter, d.h. an freien Ladungsträgern verarmter Halbleiter. Beispiele dafür sind die Verarmungszone eines in Sperrichtung gepolten pn-Übergangs oder die Feldregion unter einem MOS[1]-Kontakt.

Ein depletierter Halbleiter kann als Detektor für elektromagnetische Strahlung verwendet werden. Wenn ein Photon in der Depletionszone absorbiert wird, werden bei ausreichender Energie Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband gehoben. Die so entstehenden freien Ladungsträger können nachgewiesen werden, da sie auf Grund des elektrischen Feldes in der Depletionszone nicht rekombinieren. Der Bandabstand bei Silizium beträgt $\Delta E = 1.12$ eV, die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares beträgt jedoch $\Delta E = 3.68$ eV, da ein Teil der Energie in Gitterschwingungen umgesetzt wird. Wenn das einfallende Photon eine Energie deutlich oberhalb dieser Schwelle besitzt, so ist die Zahl der gebildeten Ladungen proportional zur Photonenenergie. Depletierte Halbleiter besitzen also ein intrinsisches spektrales Auflösungsvermögen.

Um Photonen ortsaufgelöst nachweisen zu können, ist beim CCD-Detektor der depletierte Halbleiter in viele sogenannte Pixel unterteilt. Die Unterteilung in die eine Richtung wird erreicht, indem der Kontakt auf der Vorderseite aus Streifen besteht, die auf unterschiedlichem Potential liegen (siehe Abbildung 3.1). Ein Pixel wird durch drei Streifen definiert, von denen der mittlere auf positiverem Potential als die zwei äußeren liegt. Dadurch entstehen Potentialmulden, in denen sich die gebildeten Elektronen sammeln können. In die andere Richtung wird der Halbleiter durch feste Streifen aus negativen Ionenimplantaten unterteilt, die Potentialbarrieren für die Elektronen darstellen. Damit befindet sich unter jedem Pixel ein Potentialtopf, in dem die im Pixel gebildeten Ladungen gesammelt werden.

Zum Nachweis der Ladungen können die Potentialtöpfe verschoben werden, indem die Spannungen an den Kontakten an der Vorderseite (die sogenannten Phi-Pulse) entsprechend variiert werden. So gelangen die Inhalte aller Pixel nacheinander zu einer oder mehreren Ausleseanoden, wo die Ladungsmengen in Spannungssignale entsprechender Höhe umgewandelt werden.

Abgesehen von der unterschiedlichen Ausführung der Kontakte unterscheiden sich verschiedene Bauformen von CCDs vor allem durch die Richtung, aus der die Photonen einfallen.

Beim Front-Illuminated-CCD (FI-CCD) fallen die Photonen auf die Vorderseite des CCDs mit

[1] Metal Oxide Semiconductor

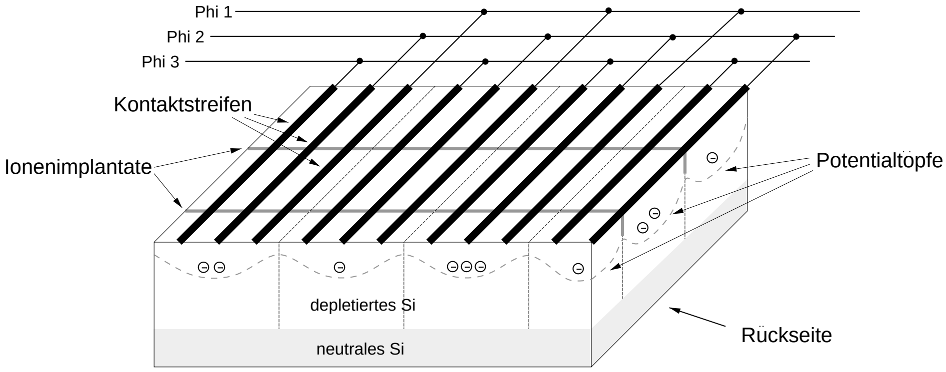


Abbildung 3.1: Prinzipieller Aufbau eines CCDs.

den streifenförmigen Kontakten. Der Vorteil dieser Bauform ist, dass die Verfahren zur Herstellung gut etabliert sind und so CCDs mit hoher Qualität gefertigt werden können. Insbesondere besitzen FI-CCDs eine gute spektrale Auflösung, vgl. Abbildung 3.10. Nachteilig ist, dass die Photonen beim Eintritt in das CCD durch die Kontakte an der Oberfläche dringen müssen. Dabei wird ein Teil der niederenergetischen Photonen absorbiert, so dass die Quanteneffizienz vor allem bei niedrigen Energien schlecht ist, vgl. Abbildung 3.8.

Bei der anderen Bauform, dem Back-Illuminated-CCD (BI-CCD), fallen die Photonen auf die Rückseite des CCDs ein. Dort befinden sich keine Kontaktstrukturen, an denen Photonen absorbiert werden können. Deshalb haben BI-CCDs eine gute Quanteneffizienz auch bei niedrigen Energien. Allerdings müssen die Photonen bei nicht vollständig depletierten BI-CCDs den nicht-depletierten Bereich durchqueren. Wenn Photonen in diesem Bereich absorbiert werden, so kann ein Teil der gebildeten Ladunsgträger rekombinieren und nicht mehr nachgewiesen werden. Da niederenergetische Photonen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit in diesem Bereich absorbiert werden, ist die spektrale Auflösung der BI-CCDs bei niedrigen Energien geringer. Dazu kommt, dass die Herstellungsprozesse bei BI-CCDs aufwendiger und weniger ausgereift als bei FI-CCDs sind. Deshalb haben BI-CCDs auch bei höheren Energien oft eine schlechtere spektrale Auflösung als FI-CCDs.

Beispiele und Verbesserungen beider Bauformen werden weiter unten an den konkreten Modellen erläutert.

3.1.2 Eigenschaften von CCD-Detektoren

Offset

CCD-Detektoren erzeugen auch dann ein Signal, wenn keine Photonen auf den Detektor fallen. Dieses Signal wird als Dunkelstrom oder Offset bezeichnet und ist bei allen Messungen als additives Signal zusätzlich im CCD-Ausgangssignal enthalten. Um das reine Signal durch die einfallenden Photonen zu erhalten, muss der Offset vor der Messung bestimmt und bei der Messung vom Ausgangssignal abgezogen werden.

Der Offset hat mehrere Anteile, die unterschiedlichen Ursprung haben. Zum einen hat jedes Pixel einen charakteristischen Offset. Dieser entsteht, da während der Integrationszeit einige Elektronen durch ihre thermische Energie ins Leitungsband gelangen können. Einen weiteren, deutlich größeren Beitrag zum Offset liefert der Verstärker, der das CCD-Ausgangsignal verstärkt. Der Offset ist temperaturabhängig, so dass während einer Messung die Temperatur am CCD möglichst konstant sein sollte.

Rauschen

Das Rauschen ist ebenfalls ein zusätzlicher Beitrag zum Ausgangssignal, der aber statistisch verteilt ist und somit nicht korrigiert werden kann. Ähnlich wie der Offset hat auch das Rauschen mehrere Anteile. Die im Halbleitermaterial vorhandenen Störstellen führen dazu, dass jedes einzelne Pixel einen Rauschbeitrag liefert. Dazu kommen Leckströme an den Ausleseanoden und das elektronische Rauschen der Verstärkerschaltungen.

Das thermische Rauschen der einzelnen Pixel dominiert bei hohen Temperaturen ($> 0\ ^{o}$C), nimmt aber zu tieferen Temperaturen hin ab. Durch den Betrieb des CCDs bei Temperaturen um -100 ^{o}C kann das Rauschen deutlich verringert werden.

CTE

Durch Photonen erzeugte Ladungen können durch Störstellen im Halbleitermaterial eingefangen und so nicht mehr im entsprechenden Pixel nachgewiesen werden. Besonders relevant ist dieser Effekt, wenn die Störstellen in dem Bereich liegen, in dem die Ladungen zur Ausleseanode geschoben werden. Hier kann es durch Störstellen zu erheblichen Ladungsverlusten kommen. Dieser Sachverhalt wird durch die sogenannte Charge Transfer Efficiency (CTE) beschrieben. Die CTE ist definiert durch den Anteil der Ladungsmenge Q, der beim Schieben von einer Zeile i+1 in der nächsten Zeile i ankommt, also

$$\mathrm{CTE} = \frac{\mathrm{Q_i}}{\mathrm{Q_{i+1}}}$$

Durch eine CTE < 1 bleibt von einer in Zeile i erzeugten Ladungsmenge $\mathrm{Q_i}$ nach i-fachem Schieben an der Anode nur noch die Ladungsmenge

$$\mathrm{Q_{Anode}} = \mathrm{Q_i} \cdot \mathrm{CTE^i}$$

übrig.

Die CTE ist bei den meisten FI-CCDs so gut (≈ 1), dass eine Korrektur des Ladungsverlustes nicht notwendig ist. Bei den BI-CCDs befinden sich im allgemeinen herstellungsbedingt mehr Störstellen im Bereich der Schiebekanäle. Eine Korrektur der Ladungsverluste beim Schieben zur Ausleseanode ist möglich, wenn die CTE des Detektors und der Einfallsort der Photonen bekannt ist.

Die CTE ist ebenfalls temperaturabhängig. Der Grund dafür ist, dass ein Teil der Störstellen durch den Dunkelstrom abgesättigt wird. Die Störstellen bleiben umso länger abgesättigt, je tiefer die Temperatur ist. Dadurch ist es möglich, einmal abgesättigte Störstellen "einzufrieren" und so eine Zeitlang unschädlich zu machen. Allerdings wird die CTE zu sehr tiefen Temperaturen hin wieder schlechter, da dann die Zahl der Dunkelstromladungen so gering wird, dass die Zahl der aktiven Störstellen wieder zunimmt.

Split Events

Wenn ein Photon in der Nähe der Grenze zwischen einzelnen Pixel auftrifft, verteilt sich die gebildete Ladungswolke auf mehrere Potentialtöpfe. Ereignisse dieser Art werden als Split Events bezeichnet; bei diesen stimmt die Ladung im einzelnen Pixel nicht mit der Energie der einfallenden Photonen überein. Der Effekt kann korrigiert werden, indem die Ladung aller unmittelbar benachbarten Ereignisse zusammengefasst wird. Alternativ können auch nur die Ereignisse ausgewählt werden, die nur aus einem einzigen Pixel bestehen (Single Events), allerdings wird dabei ein Teil der Ereignisse und damit ein Teil der nachgewiesenen Photonen verworfen. Der Anteil der Split Events hängt von der Größe der Pixel ab.

Pile-Up

Die im CCD gebildete Ladungsmenge ist proportional zur Energie des einfallenden Photons. Die Energiebestimmung ist allerdings im allgemeinen nur dann möglich, wenn die Ladung nur von einem Photon stammt. Bei langen Integrationszeiten oder hohen Photonenflüssen kann es zu sogenannten Pile-Up-Ereignissen kommen, bei denen mehrere Photonen innerhalb eines Integrationszyklus (sogenannter Frame) in das gleiche Pixel treffen. Bei Einstrahlung monochromatischer Photonen führt das dazu, dass im Spektrum eine weitere Linie bei doppelter Energie auftaucht. Bei kontinuierlichen Spektren ist der Pile-Up-Effekt nicht mehr direkt sichtbar und nicht direkt korrigierbar. Es muss deshalb insbesondere bei hellen Quellen darauf geachtet werden, dass die Integrationszeit kurz genug ist. Als Faustformel für die Vermeidung von Pile-Up-Effekten gilt für den EPIC-pn-Detektor die Grenze von $\frac{1}{40}\frac{Ereignis}{Pixel \cdot Frame}$.

Out-of-Time-Ereignisse

Out-of-Time-Ereignisse sind Ereignisse, die während des Auslesens auf den Detektor treffen. Da beim Auslesen die Potentialtöpfe über den Detektor geschoben werden, treffen diese Ereignisse in einen Potentialtopf, der eigentlich zu einem anderen Pixel gehört. Damit erscheinen die Ereignisse im Bild an einer in Spaltenrichtung verschobenen Position. Der Anteil der Out-of-Time-Ereignisse hängt vom Verhältnis von Auslesezeit und Integrationszeit ab.

3.2 EPIC MOS- und Chandra ACIS CCD-Detektoren

Bei den FI-CCDs des EPIC-MOS-Detektors auf XMM-Newton und des ACIS-Detektors auf Chandra handelt es sich um CCD-Detektoren, deren Aufbau von optischen CCD-Detektoren abgeleitet ist. Die Depletion des Halbleiters wird duch einen MOS-Kontakt erreicht. Beim MOS-Kontakt befindet sich zwischen Kontakt und Halbleitermaterial eine isolierende Oxidschicht. Wird an den Kontakt eine Spannung angelegt, so entsteht im Halbleiter ein elektrisches Feld, durch das sich eine Depletionszone bildet.

Die Ähnlickeit mit optischen CCD-Detektoren hat den Vorteil, dass zur Herstellung der CCDs hauptsächlich gut etablierte Verfahren verwendet werden können. Dadurch kann insbesondere die Zahl der Störstellen durch Verunreinigungen sehr gering gehalten werden. Die CCDs besitzen so im Ausgangszustand eine CTE von fast 1.0 (> 0.999996), bei der auf eine CTE-Korrektur verzichtet werden kann.

3.2.1 EPIC MOS-CCD

Beim EPIC-MOS-Detektor handelt es sich um ein Array aus sieben einzelnen CCDs, die zusammen das Gesichtsfeld von 30' nahezu vollständig abdecken. Der Aufbau des Arrays und der einzelnen CCDs ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Die einzelnen CCDs besitzen eine bildgebende Fläche mit 600×600 Pixel, wobei jedes Pixel eine Größe von $40 \times 40\,\mu m^2$ hat. Zum Auslesen kann der gesamte Detektorinhalt zunächst in eine Zwischenspeicherregion geschoben werden, und von dort durch ein senkrechtes Transferregister ausgelesen werden. Das Transferregister ist zweigeteilt und besitzt an jedem Ende eine Ausleseanode mit Verstärker.

Die CCDs bestehen aus 80 μm dickem hochohmigem Silizium, die Depletionstiefe beträgt ungefähr 50 μm. Die Photonen fallen auf die Vorderseite ein. Die Besonderheit bei den CCDs liegt in der Ausführung der Kontakte. Der Kontakt, unter dem die Ladungen bei Belichtung gesammelt werden,

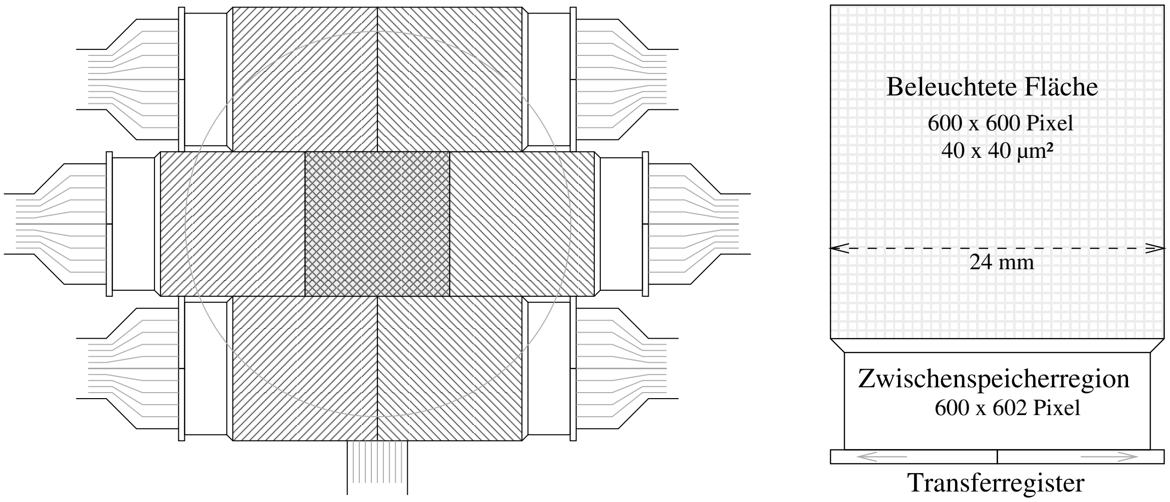


Abbildung 3.2: Der Aufbau der EPIC MOS-CCD-Detektoren. Links: Anordnung der CCDs, der Kreis entspricht dem Gesichtsfeld der Spiegel. Rechts: Schema eines einzelnen CCDs.

ist stark verbreitert und mit Löchern durchbrochen. Dadurch wird die Absorptionswahrscheinlichkeit beim Eintritt in den Detektor verringert und die Quanteneffizienz vor allem bei niedrigen Energien vergrößert. Eine genaue Beschreibung der MOS-CCDs findet sich bei Holland et al. (1996).

3.2.2 Chandra ACIS-CCD

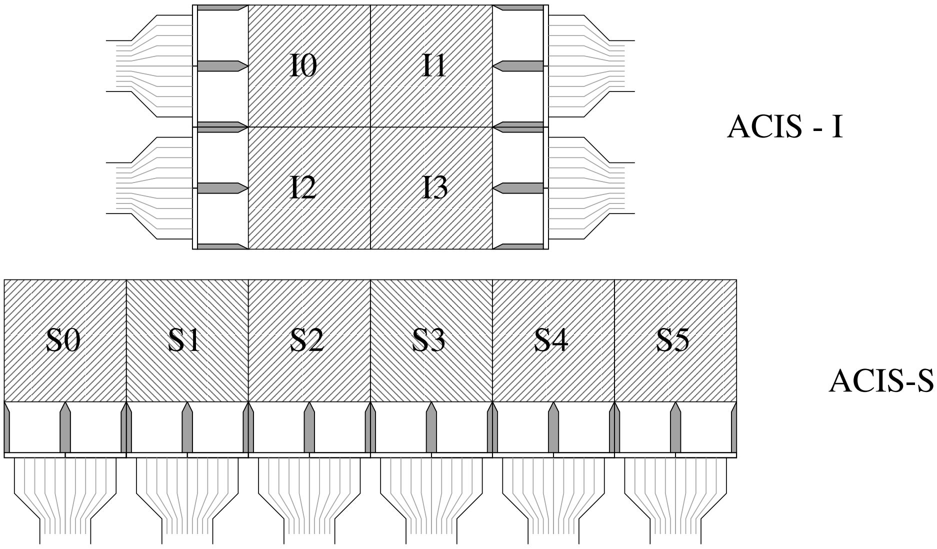


Abbildung 3.3: Der Aufbau des Chandra ACIS Detektors.

Der ACIS-Detektor besteht aus 10 einzelnen CCDs, die in zwei Gruppen angeordnet sind, vgl. Abbildung 3.3. ACIS-I (Imaging) besteht aus 4 FI-CCDs, mit denen gleichzeitig Bilder und Spektren aufgenommen werden sollen. ACIS-S (Spectroscopy) besteht aus 6 linear angeordneten CCDs, die als Detektor für die Spektren des HETG dienen. Bei S0, S2, S4 und S5 handelt es sich wie bei ACIS-I um FI-CCDs. Die CCDs S1 und S3 sind hingegen BI-CCDs mit etwas anderen Eigenschaften.

Alle CCDs haben eine bildgebende Fläche mit 1024×1024 Pixel, die Größe eines einzelnen Pixels beträgt $24 \times 24\,\mu\text{m}^2$. Die CCDs besitzen ebenfalls eine Zwischenspeicherregion, die hier in zwei Teile geteilt ist. Jeder Teil besitzt ein eigenes Transferregister mit jeweils zwei Ausleseanoden. Eine genaue Beschreibung des Detektors findet sich bei Burke et al. (1993).

Die Kontakte der CCDs sind nicht durchbrochen, so dass die Quanteneffizienz der FI-CCDs bei niedrigen Energien schlechter ist. Um auch niedrige Energien nachweisen zu können, wurden bei ACIS-S zwei BI-CCDs eingebaut. Der Nachteil bei diesen CCDs ist die schlechtere CTE (> 0.99995) und die geringere spektrale Auflösung. Beim Einsatz als Detektor für das HETG muss die Energieauflösung allerdings nur so gut sein, dass überlappende Ordnungen des Spektrums getrennt werden können, wozu die Energieauflösung der BI-CCDs ausreicht.

3.3 Der EPIC pn-CCD-Detektor

Der EPIC pn-CCD-Detektor wurde im Gegensatz zu den bisher besprochenen CCDs explizit für den Nachweis von Röntgenstrahlung entwickelt. Der Aufbau des Detektors ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

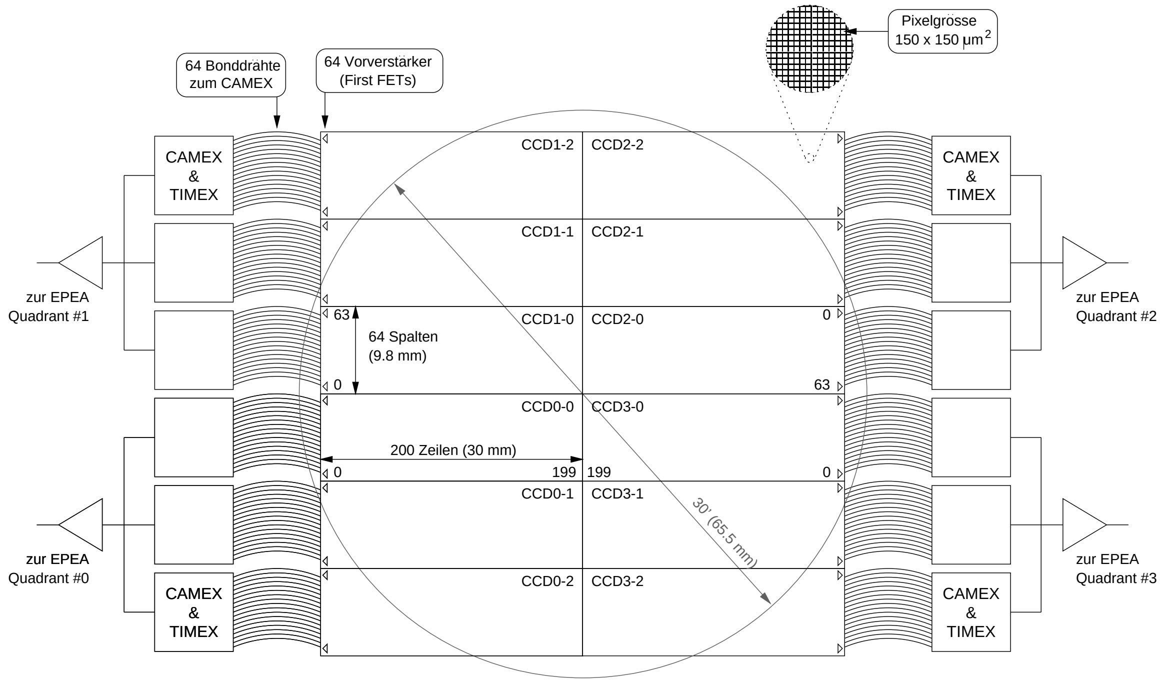


Abbildung 3.4: Der Aufbau des EPIC pn-CCD-Detektors.

Der Detektor besteht aus 12 einzelnen CCDs, die sich auf einem monolithischen Silizium-Wafer befinden. Die CCDs sind in vier 3er-Gruppen (Quadranten) angeordnet, die unabhängig voneinander betrieben werden können, um eine möglichst hohe Ausfallsicherheit zu erhalten. Die einzelnen CCDs bestehen jeweils aus 200×64 Pixel, die einzelnen Pixel sind $150 \times 150\,\mu\text{m}^2$ groß. Diese Pixelgröße ist ausreichend, um die Winkelauflösung der Spiegel abzudecken. Im Unterschied zu den im vorigen Kapitel beschriebenen Detektoren kann jede der 64 Spalten parallel ausgelesen werden. Dazu befindet sich am Ende jeder Spalte eine Ausleseanode mit Vorverstärker (First FET). Die 64 Signale werden dann über Bonddrähte zu einem integrierten Verstärker geführt und weiterverarbeitet (siehe Abschnitt 3.3.2). Durch die relativ geringe Anzahl an Pixel und die Möglichkeit des parallelen

Auslesens ist die Zeit, die zum Auslesen des Detektors benötigt wird, sehr kurz, vgl. Abschnitt 3.3.3. Durch spezielle Auslesemodi kann eine Zeitauflösung im μs-Bereich erreicht werden.

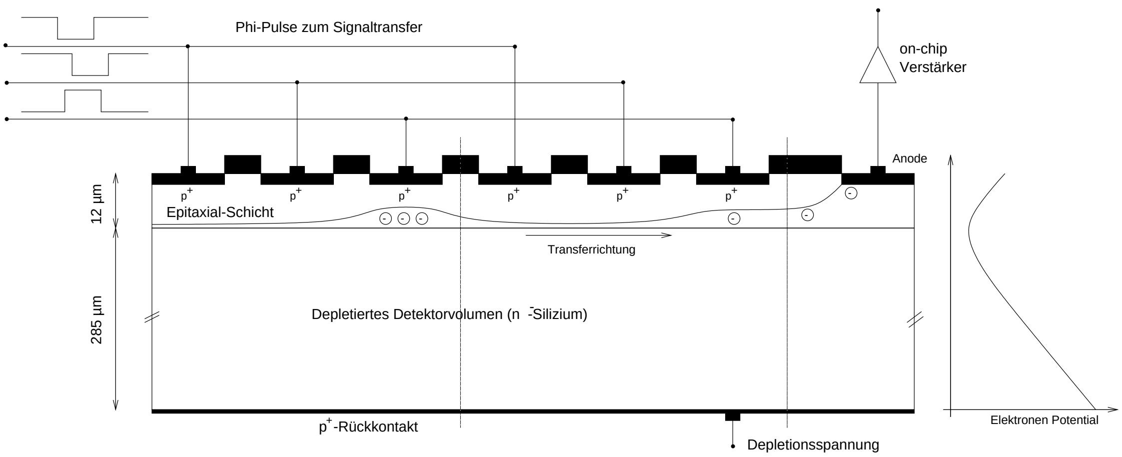


Abbildung 3.5: Die Struktur des EPIC pn-CCDs.

Die Struktur der CCDs ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Es handelt sich um einen pn-Übergang, auf dessen Rückseite ein weiterer p-Kontakt aufgebracht ist, der sogenannte Rückkontakt. Der p-Kontakt auf der Vorderseite besteht aus gegeneinander isolierten Streifen, die auf verschiedenem Potential liegen. Der p-Kontakt auf der Rückseite ist nicht unterteilt. An beiden pn-Übergängen bildet sich eine Depletionszone aus, die durch Anlegen einer negativen Spannung an die p-Kontakte vergrößert werden kann. Ist die negative Spannung groß genug, so berühren sich die beiden Depletionszonen, so dass das gesamte Detektorvolumen depletiert ist. Die große Tiefe des depletierten Bereichs hat den Vorteil, dass auch Photonen hoher Energie mit hoher Quanteneffizienz nachgewiesen werden können.

Die Transferregion des CCDs befindet sich im oberen Bereich nahe der streifenförmigen p-Kontakte. Das wird erreicht, indem zum einen die angelegten Spannungen unterschiedlich sind; die Rückkontaktspannung liegt typischerweise bei -200 V, die Phi-Spannungen bei -20 V. Zusätzlich liegt im oberen Bereich des CCDs die sogenannte Epitaxialschicht, die im Gegensatz zum restlichen Detektorvolumen aus niederohmigem Silizium besteht. Dadurch wird erreicht, dass das Potentialminimum und damit die Transferschicht in einem genau definierten Bereich in der Expitaxialschicht liegt. Eine ausführliche Beschreibung des pn-CCD-Detektors findet sich bei Meidinger et al. (1999).

Das CCD wird als BI-CCD betrieben, die Photonen fallen auf der Rückseite ein. Die dort vorhandene homogene p-Schicht ist so dünn, dass auch niederenergetische Photonen mit sehr guter Quanteneffizienz nachgewiesen werden können. Da die Photonen keinen nicht-depletierten Bereich durchlaufen müssen, ist zusätzlich auch die spektrale Auflösung sehr gut, vgl. Abschnitt 3.4

3.3.1 Eigenschaften des pn-CCDs

Das Signal des pn-CCDs weist auf Grund der speziellen Bauweise des Detektors zusätzlich zu den oben genannten allgemeinen Eigenschaften einige Besonderheiten auf.

Partial Events

Beim Eintritt in das CCD müssen die Photonen zunächst eine dünne Totschicht (ca. 30 nm) aus SiO_2 durchdringen. Von den Photonen, die dort absorbiert werden, können nur wenige freie Ladungsträger in das depletierte Detektorvolumen gelangen und dort nachgewiesen werden. Anschließend durchlaufen die Photonen den p-Kontakt (Dicke ca. 50 nm).

Niederenergetische Photonen mit Energien 100 eV $< E_\gamma <$ 500 eV können die Totschicht durchdringen, werden aber am wahrscheinlichsten im Bereich der Bor-Implantation im p-Kontakt absorbiert. Da dort das elektrische Feld reduziert ist, kann ein Teil der generierten Ladungswolke rekombinieren, so dass nur noch ein Teil der Ladung nachgewiesen werden kann. Die nachgewiesene Energie des Ereignisses ist damit geringer als die Energie des einfallenden Photons, wobei die nachgewiesene Energie stark von der Absorptiontiefe abhängt. Solche Ereignisse werden als Partial Events bezeichnet. Sie sind im Spektrum als Verbreiterung einer Linie hin zu niedrigen Energien sichtbar.

CTE

Die CTE des Detektors liegt im Bereich von 0.9995, so dass eine CTE-Korrektur notwendig ist. Der Grund für diese relativ schlechte CTE sind Störstellen in der Epitaxialschicht durch herstellungsbedingte Titanverunreinigungen. Außerdem ist durch die großen Pixel der Schiebeweg von einem Pixel zum nächsten deutlich weiter als z.B. bei den ACIS-CCDs, was ebenfalls zu einem schlechteren CTE-Wert führt.

Common Mode

Die Vorverstärker auf dem CCD liefern einen weiteren Beitrag zum Rauschen, da deren Versorgungsspannung V_{ss} zeitlich leicht variabel ist. Damit werden die Ausgangssignale aller Pixel einer Zeile um einen zufälligen Wert verschoben, da an allen 64 Vorverstärkern jeweils die gleich Spannung anliegt. Dieser Effekt wird als Common Mode bezeichnet. Der Common Mode kann durch die Ausleseelektronik nachträglich korrigiert werden, indem von jeder Zeile der jeweilige Median abgezogen wird.

Gain

Da jede Spalte eines CCDs einen eigenen Verstärker mit leicht unterschiedlichen Eigenschaften besitzt, unterscheidet sich die Verstärkung (Gain) der einzelnen Spalten untereinander um bis zu einem Prozent. Dieser Effekt ist zeitlich nicht variabel und so nachträglich korrigierbar.

3.3.2 Ausleseelektronik

Die vorverstärkten Signale vom CCD gelangen über 64 dünne Drähte (sogenannte Bond-Drähte) zu einer integrierten Verstärkerelektronik, dem CAMEX [2]. Die CAMEX-ICs befinden sich auf der Rückseite der CCD-Platine, wobei hinter jedem CCD ein eigener CAMEX-IC sitzt. Der CAMEX verstärkt die CCD-Signale, führt eine Rauschfilterung durch und gibt die Signale dann über einen Multiplexer seriell weiter. Zum CAMEX gehört die digitale Kontrolleinheit TIMEX, in der die Signale für die zeitliche Steuerung des CAMEX erzeugt werden. Die TIMEX-ICs sitzen als separate ICs jeweils neben den CAMEX-ICs.

Die weitere Datenverarbeitung übernimmt die EPEA[3], die am IAAT entwickelt wurde. Die EPEA ist außerdem für die Steuerung der CCDs zuständig. In ihr werden die Software-Kommandos interpretiert und die CCDs entsprechend gesteuert. Jeder der vier Quadranten besitzt dabei eine getrennte Elektronikeinheit. Die zeitliche Koordination zwischen den Quadranten wird durch den sogenannten Mastersequenzer geleistet.

[2] CMOS Amplifier and Multiplexer Chip

[3] EPIC pn Event Analyser

In der EPEA werden die analogen Signale zunächst mit einem 12-Bit-ADC digitalisiert, wobei im normalen Betriebsmodus die Breite eines Kanals (eine ADU – Analog Digital Unit) ungefähr 4.5 eV entspricht. Danach werden die digitalen Daten mit Ortsinformationen versehen und mit den zu Beginn der Messung festgelegten Offsetwerten korrigiert. Außerdem wird der Common-Mode durch eine Median-Korrektur beseitigt. Anschließend werden schlechte oder rauschenden Pixel aussortiert, Daten mit Energien außerhalb der gesetzten Schwellen verworfen und Zeitworte in den Datenstrom eingefügt.

Weiterhin kann in der EPEA eine Hintergrundkorrektur durchgeführt werden, indem alle Spalten aussortiert werden, in oder neben denen Hochenergieevents ($\geq$ 3000 ADU) liegen. Die EPEA fügt außerdem nach jedem 20. Zeitwort Zählerinformationen aus mehreren Zählern in den Datenstrom ein. Der ATHRC (Above Threshold Counter) gibt die Zahl der eingehenden Ereignisse an, die über der festgesetzten Schwelle liegen. Der FIFRC (FIFO Read Counter) beinhaltet die Zahl der Ereignisse, die in der EPEA weiterverarbeitet werden können. Der EPDH Counter gibt an, wieviele Ereignisse an die EPDH[4] weitergeleitet wurden. Der Discarded-Line-Counter zählt die Spalten, die durch die Hochenergiekorrektur verworfen wurden.

Die Daten werden von der EPEA weiter an die EPDH gegeben, von wo aus sie über die Satellitentelemetrie zur Bodenstation gelangen. Eine ausführliche Beschreibung der EPEA findet sich in den Diplomarbeiten von Kuster (1997) und Bihler (1996).

3.3.3 Betriebsmodi

Hohe und niedrige Verstärkung

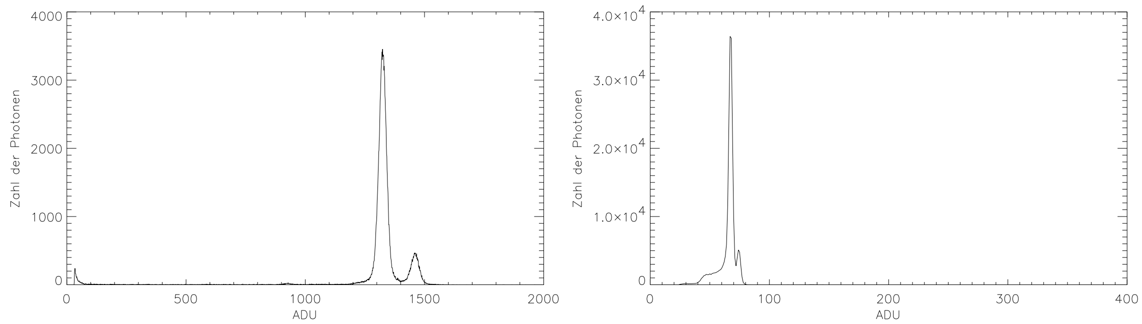


Abbildung 3.6: Spektrum mit den Mn-$K_{\alpha,\beta}$-Linien (Energien 5.9 keV und 6.5 keV) bei hoher Verstärkung (links) und bei niedriger Verstärkung (rechts). Im Spektrum bei hoher Verstärkung sind die unteren 2000 Kanäle, im Spektrum bei niedriger Verstärkung die unteren 400 Kanäle der insgesamt 4096 Kanäle dargestellt.

Für die Verstärkung der Signale des pn-CCDs im CAMEX können in allen Betriebsmodi zwei verschiedene Werte gewählt werden. Normalerweise wird das CCD mit hoher Verstärkung betrieben, was einem Wert von ungefähr 0.22 ADU/eV entspricht. Innerhalb des Dynamikbereiches der Verstärkerelektronik, der bis ungefähr 3000 ADU geht, können somit Ereignisse mit Energien bis zu 14 keV nachgewiesen werden. Bei niedriger Verstärkung entspricht 1 eV nur ungefähr 0.01 ADU, so dass Ereignisse bis zu einer Energie von 300 keV nachgewiesen werden können, ohne dass der

[4]EPIC pn Data Handling

Verstärker in die Sättigung geht. Ein Spektrum der Mn-K-Linie bei hoher und niedriger Verstärkung ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

Offsetberechnung

Der Offset ist abhängig von der Temperatur und dem Betriebsmodus und wird vor jeder Messung neu berechnet. Dazu werden jeweils vier aufeinanderfolgende Zeilen eines CCDs ausgelesen und von jeder ausgelesenen Zeile der Median abgezogen, um den Einfluss des Common Mode zu eliminieren. Das Auslesen der vier Zeilen wird 15 mal wiederholt. Für jedes Pixel wird dann der Mittelwert bestimmt, wobei jeweils die drei höchsten und die drei niedrigsten Werte jedes Pixels nicht berücksichtigt werden. Anschließend wird der gesamte Vorgang für die nächsten vier Zeilen wiederholt, bis alle Zeilen des CCDs ausgelesen sind.

Die berechneten Offsetwerte werden in der EPEA gespeichert und bei Messungen zur Korrektur der Daten verwendet.

Full-Frame-Mode

Im Full-Frame-Mode werden alle CCDs des Detektors vollständig ausgelesen. Während der Integrationszeit von 68.7 ms auf einem CCD werden nacheinander die anderen 11 CCDs ausgelesen. Damit ergibt sich eine Zykluszeit von 73.3 ms. Beim Full-Frame-Mode wird die gesamte Detektorfläche genutzt, die lange Zykluszeit führt allerdings zu einer geringen Zeitauflösung, was bei hellen Quellen zu einer hohen Pile-Up-Wahrscheinlichkeit führt. Außerdem ist der Anteil der Out-of-Time-Ereignisse mit 6.6 % relativ hoch.

Large-Window-Mode

In den Window-Modi wird nur ein Teil des Detektors ausgelesen, um die Zeitauflösung zu erhöhen. Im Large-Window-Mode werden die Zeilen 100-199 aller CCDs ausgelesen. Dazu wird der Inhalt des CCDs zunächst 100 mal geschoben, ohne dass die Ladungen in den Pixel ausgelesen und weiterverarbeitet werden. Die restlichen 100 Pixel werden dann normal ausgelesen. Da das Schieben ohne Auslesen wesentlich schneller geht, verringert sich die Auslesezeit. Die Zykluszeit beträgt nur noch 48 ms, die Pile-Up-Wahrscheinlichkeit und der Anteil der Out-Of-Time-Ereignisse sind verringert.

Small-Window-Mode

Im Small-Window-Mode werden nur die Zeilen 136-199 des CCD 0 aus Quadrant 1 ausgelesen, alle anderen CCDs werden nicht ausgelesen. Damit wird eine Zeitauflösung von 6 ms erreicht.

Timing-Mode

Der Timing-Mode dient zur Untersuchung sehr heller oder zeitlich schnell veränderlicher Quellen. Im Timing-Mode wird ebenfalls nur CCD 0 aus Quadrant 1 verwendet. Dieser wird kontinuierlich ausgelesen, wobei die Ladung aus jeweils 10 Zeilen auf die Ausleseanode geschoben und dann ausgelesen wird. Durch das kontinuierliche Auslesen geht die Ortsinformation in Spaltenrichtung verloren, im CCD-Bild sind in Spaltenrichtung die zeitlich aufeinanderfolgenden Informationen aus den 10-Zeilen-Blöcken dargestellt. Der Vorteil des Timing-Modes ist eine sehr gute Zeitauflösung von 30 μs.

Burst-Mode

Der Burst-Mode liefert die beste Zeitauflösung, kann allerdings nur für sehr helle Punktquellen eingesetzt werden. Im Burst-Mode wird wie im Timing-Mode nur CDD 0 aus Quadrant 1 ausgelesen, wobei die Punktquelle im Bereich der Zeilen 180-199 liegt. Im Burst-Mode wird zunächst 200 mal schnell geschoben, wodurch sich die einfallenden Photonen auf den 200 Zeilen verteilen. Danach werden 180 Zeilen ausgelesen. In dieser Zeit werden nur die Zeilen oberhalb von Zeile 180 von der Punktquelle beleuchtet, die aber nicht ausgelesen werden. Nach dem Auslesen wird der nächste Frame aufgenommen, indem wieder 200 mal schnell geschoben wird.

Die Zeitauflösung im Burst-Mode liegt bei 7 μs. Da jedoch die Auslesezeit sehr viel länger als die Belichtungszeit ist, beträgt die effektive Beobachtungszeit nur 3.3 %, so dass nur sehr helle Quellen beobachtet werden können. Außerdem liefert der Burst-Mode ebenfalls keine Ortsinformationen in Spaltenrichtung.

3.4 Vergleich der CCD-Detektoren

Durch die unterschiedliche Bauweise unterscheiden sich die verschiedenen oben beschriebenen Detektoren erheblich in ihren Nachweiseigenschaften.

Die Pixelgröße auf allen CCDs ist so klein, dass die Ortsauflösung bei allen Instrumenten durch die Spiegel bestimmt wird. Die Pixelgröße der ACIS-CCDs entspricht einer Auflösung von 0.5”, die auch durch die Spiegel auf Chandra erreicht wird. Auf XMM-Newton reicht die Ortsauflösung des pn-CCDs von umgerechnet 4.1”, um die von den Spiegeln abgebildeten Strukturen nachzuweisen. Die bessere Auflösung der EPIC-MOS-CCDs (umgerechnet 1.1”) kann nicht voll ausgenützt werden.

Die Zeitauflösungen der ACIS- und EPIC-MOS-Detektoren sind vergleichbar und liegen beim Auslesen des gesamten Detektors im Bereich von Sekunden, während der pn-CCD-Detektor in 73 ms vollständig ausgelesen werden kann. In den schnellsten Modi ist die Zeitauflösung bei ACIS und EPIC-MOS schlechter als 1 ms. Der pn-CCD-Detektor hat in den schnellen Modi eine deutlich bessere Zeitauflösung und eignet sich so auch für die Zeitmessung von sehr kurzperiodischen Objekten, was bisher mit CCD-Detektoren nicht möglich war.

Die Quanteneffizienz der Detektoren ist den Abbildungen 3.7 und 3.8 dargestellt. Bei den Kurven in Abbildung 3.7 handelt es sich um Simulationen. Kalibrationsmessungen zeigen, dass beim pn-CCD die Quanteneffizienz bei niedrigen Energien noch besser ist (vgl. Hartmann et al. (1999)). Auf Grund seiner Bauweise hat das pn-CCD über den ganzen Spektralbereich zwischen 0.2 keV und 15 keV eine sehr gute Quanteneffizienz. Die MOS-CCDs haben durch die durchbrochene Kontaktstruktur eine für FI-CCDs ebenfalls sehr gute Quanteneffizienz bei kleinen Energien. Bei großen Energien fällt die Quanteneffizienz wegen der geringeren Dicke jedoch stark ab. Bei den ACIS-CCDs ist der Unterschied zwischen FI- und BI-CCDs in der Quanteneffizienz bei niedrigen Energien gut zu erkennen. Insbesondere bei hohen Energien ist die Quanteneffizienz aller ACIS-CCDs deutlich schlechter als die der EPIC-CCDs.

Das Energieauflösungsvermögen der verschiedenen CCD-Detektoren ist in den Abbildungen 3.9 und 3.10 zu sehen. Die Energieauflösung von MOS- und pn-CCD unterscheidet sich kaum; die Energieauflösung der voll depletierten BI-CCDs ist kaum schlechter als die der FI-CCDs. Die Energieauflösung der ACIS-FI-CCDs ist vergleichbar mit der der EPIC-CCDs, dagegen ist die Energieauflösung der ACIS-BI-CCDs vor allem bei niedrigen Energien deutlich schlechter.

3.5 Schädigung von CCD-Detektoren durch Teilchenstrahlung

Alle ionisierenden Teilchen können in Halbleitern Störstellen verursachen. Ein Effekt dieser Störstellen ist die Erhöhung des Dunkelstroms, der aber bei den Betriebstemperaturen der CCD-Detektoren kaum eine Rolle spielt. Problematischer ist der Einfang von Ladungen durch die Störstellen, aus denen sie erst nach einer gewissen Zeit freigegeben werden.

Besonders kritisch ist der Effekt des Ladungseinfangs im Bereich der Schiebekanäle. Dort führt der Einfang von Ladungen zu einer Verschlechterung der CTE. Werden die Ladungen verzögert wieder freigegeben, so befinden sie sich im falschen Pixel und führen zu einer zusätzlichen Verschlechterung der Energieauflösung.

Abhängig von der Bauweise sind die CCDs für Teilchenstrahlung unterschiedlicher Energie empfindlich. Bei FI-CCDs gelangen schon Teilchen mit niedriger Energie (z.B. Protonen mit Energien um 100 keV) in den Bereich der besonders empfindlichen Schiebekanäle. Bei BI-CCDs müssen die Teilchen das gesamte Detektorvolumen durchdringen, um in den Bereich der Schiebekanäle zu kommen, was erst bei Teilchen mit höherer Energie der Fall ist (für Protonen bei Energien $>$ 1 MeV).

Bei MOS-CCDs können ionisierende Teilchen zusätzlich Ladungen in den Oxidschichten erzeugen, welche die Betriebseigenschaften der MOS-Kontakte ändern. Außerdem sind bei den oben beschriebenen MOS-CCDs die Schiebewege deutlich länger als beim pn-CCD. Das führt dazu, dass das pn-CCD allgemein deutlich unempfindlicher gegenüber Teilchenstrahlung als die MOS-CCDs ist. Insbesondere bei einer Betriebstemperatur um -100 ^{o}C verändern sich die Eigenschaften des pn-CCDs auch bei hohen Teilchendosen kaum. Eine ausführliche Beschreibung der Auswirkungen von Teilchenstrahlung auf das pn-CCD findet sich bei Meidinger, Schmalhofer & Strüder (1998).

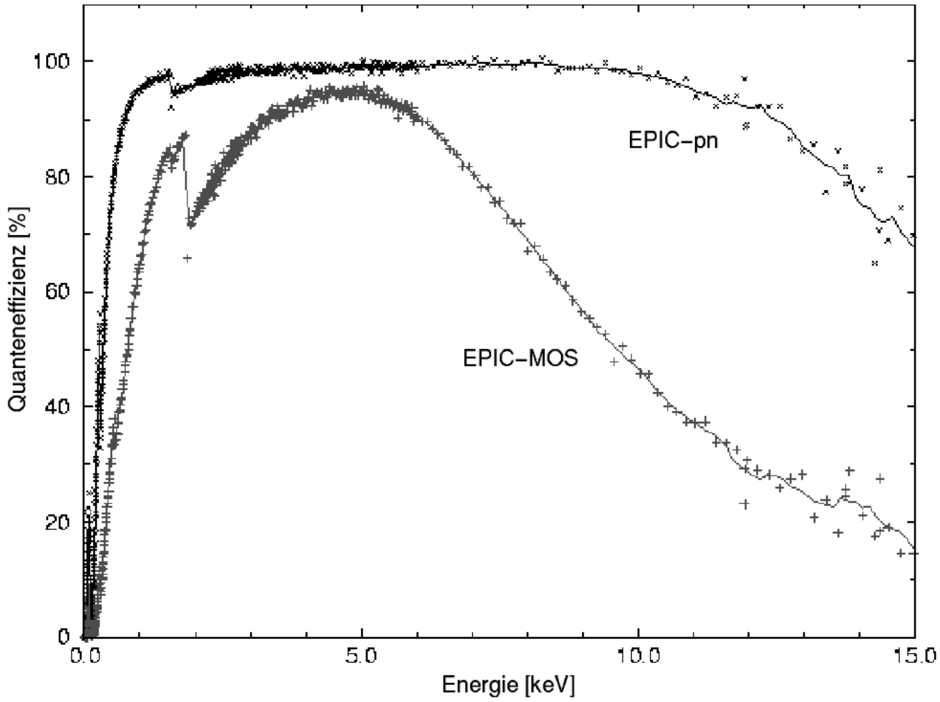


Abbildung 3.7: Quanteneffizienz bei EPIC MOS- und pn-CCD (Simulation aus XMM SOC (1999)).

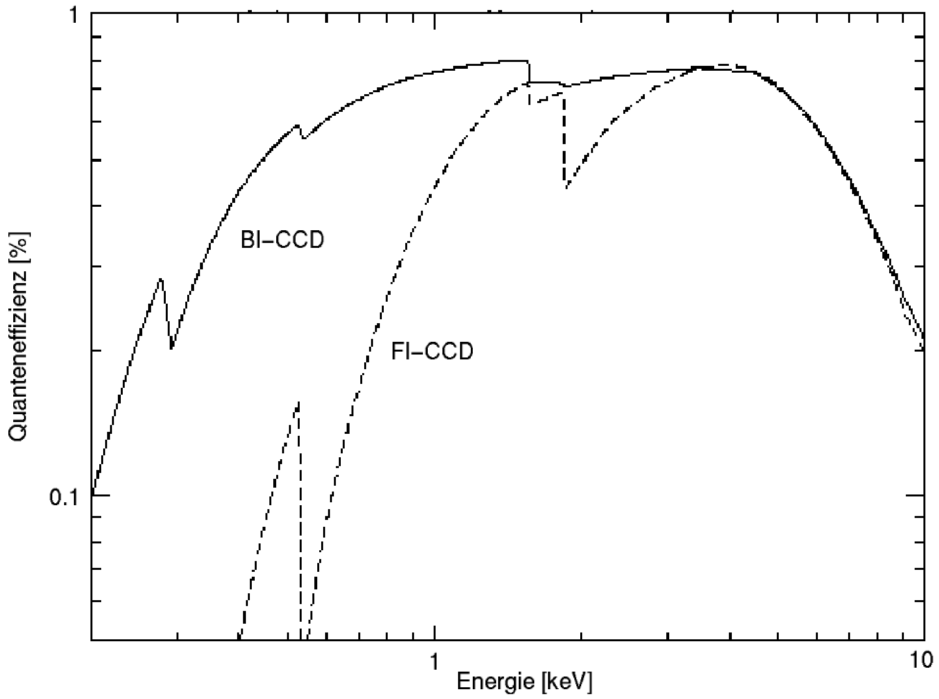


Abbildung 3.8: Quanteneffizienz bei FI-CCD (gepunktete Linie) und BI-CCD (durchgezogene Linie) von Chandra ACIS (Berechnung aus Nousek & Garmire (1997)).

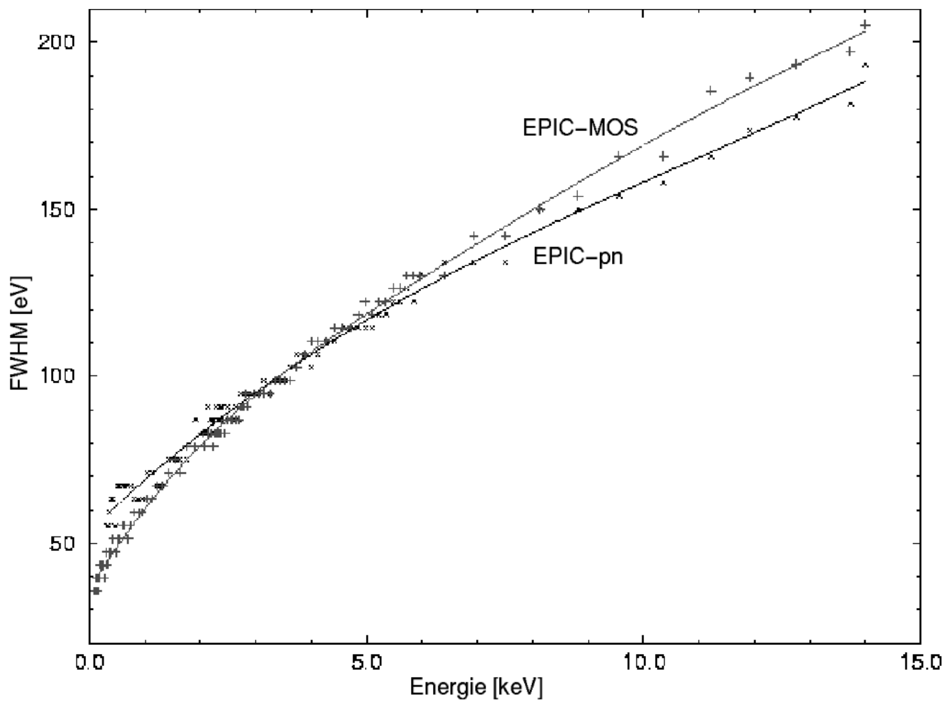


Abbildung 3.9: Energieauflösung bei EPIC MOS- und pn-CCD (Simulation aus XMM SOC (1999)).

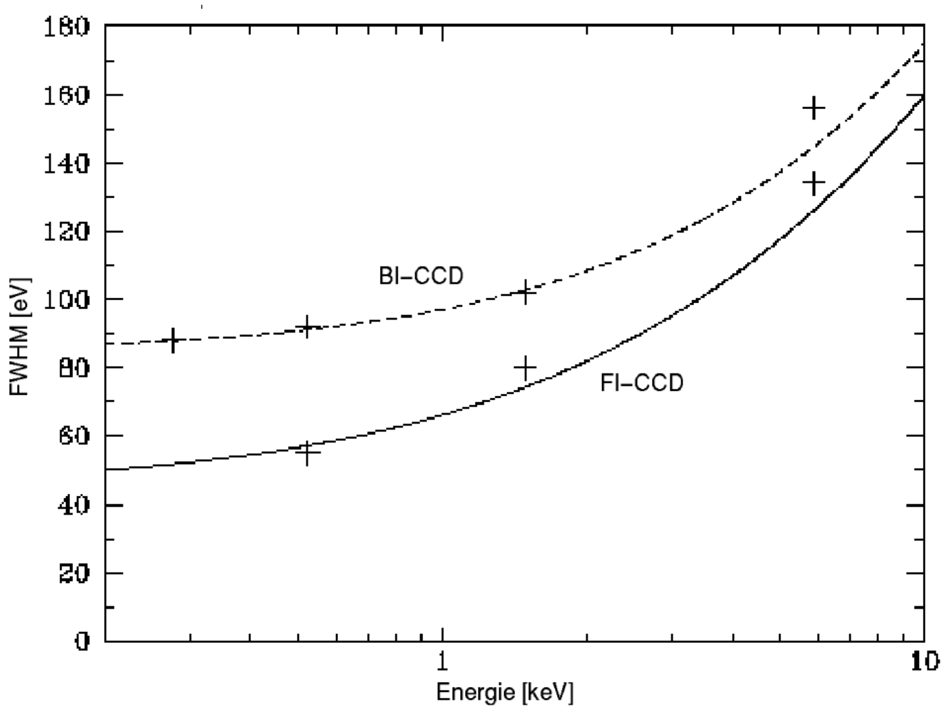


Abbildung 3.10: Energieauflösung bei FI-CCD (durchgezogene Linie) und BI-CCD (gepunktete Linie) von Chandra ACIS (Berechnung aus Nousek & Garmire (1997)).

Kapitel 4

Interplanetarische Teilchenstrahlung

Neben elektromagnetischer Strahlung trifft auch Teilchenstrahlung aus dem Weltall auf die Erde. Bei den Teilchen handelt es sich um Elektronen und Atomkerne, hauptsächlich Protonen. Das Spektrum der Teilchenstrahlung erstreckt sich über einen weiten Bereich bis zu Energien im Bereich von 10^{20} eV, wobei die Intensität zu hohen Energien hin stark abnimmt, vgl. Abbildung 4.1.

Die hochenergetische Teilchenstrahlung (oberhalb von 10^3 MeV) dringt bis in die Erdatmosphäre vor, wo durch Kernreaktionen mit Atomen und Molekülen in der Atmosphäre Sekundärstrahlung entsteht. Die Beschleunigungsmechanismen der Teilchen auf so hohe Energien sind nicht vollständig bekannt, auf Grund der hohen Energien wird aber angenommen, dass die Teilchen aus Hochenergiequellen wie Pulsaren oder Supernovae stammen. Teilchen mit niedrigeren Energien ($\leq 10^2$ MeV) werden durch den Sonnenwind beeinflusst, das Spektrum ist in diesem Bereich deshalb von der Sonnenaktivität abhängig. Zusätzlich hat das Erdmagnetfeld Auswirkungen auf diese Teilchen, wie in Kapitel 4.1 genauer erläutert wird.

Die Teilchenstrahlung trifft auch Satelliten, die um die Erde umlaufen. Insbesondere der Fluss an niederenergetischen Teilchen ist dabei stark abhängig von der Flugbahn. Da viele Komponenten der Satelliten durch Teilchenstrahlung geschädigt werden können, muss der Teilchenfluss im Aufbau der Satelliten berücksichtigt werden.

4.1 Herkunft und Spektrum der niederenergetischen Teilchenstrahlung

Der größte Teil der niederenergetischen Teilchenstrahlung (Energie $\leq 10^2$ MeV) im Sonnensystem stammt von der Sonne. Von der Sonnenkorona geht ein ständiger Teilchenstrom aus, der sogenannte Sonnenwind. Bei den Teilchen handelt es sich hauptsächlich um Protonen, nur 5 % sind Heliumkerne oder schwerere Elemente. Die Teilchen haben typischerweise Geschwindigkeiten von 300 – 600 km/s und in Erdentfernung eine Dichte von ungefähr 6 Teilchen/cm^3.

Die Teilchenströmung des Sonnenwinds besitzt ein eigenes Magnetfeld. Beim Auftreffen des Sonnenwinds auf die Magnetosphäre der Erde können die Magnetfeldlinien im allgemeinen nicht rekombinieren und bleiben getrennt. Der Sonnenwind verformt allerdings die Magnetosphäre, die deshalb auf der der Sonne zugewandten Seite eine klare Grenze hat (Magnetopause), während auf der der Sonne abgewandten Seite ein langer Schwanz entsteht (vgl. Abbildung 4.2). Auf der Vorderseite der Magnetopause bildet sich eine Schockfront aus, in der die Teilchen auf Energien im MeV-Bereich beschleunigt werden können. Außerdem können Teilchen durch Strömungen im Sonnenwind beschleunigt werden.

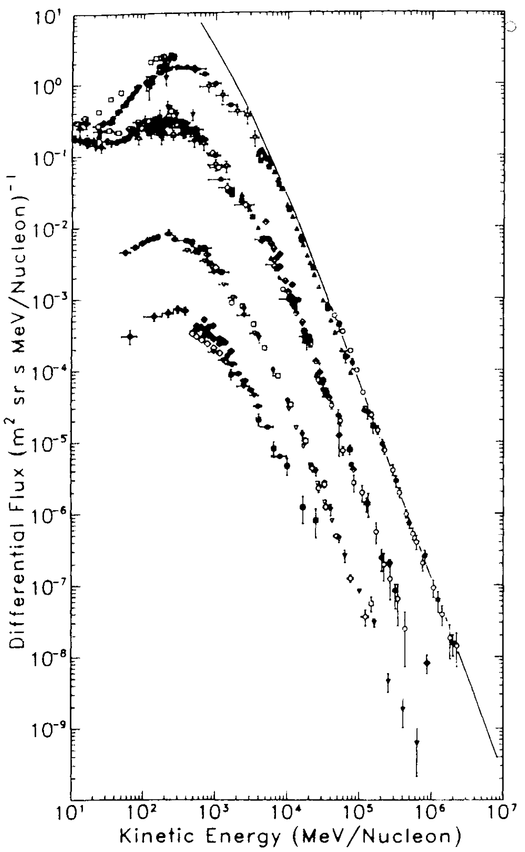


Abbildung 4.1: Das Spektrum der kosmischen Strahlung für (von oben nach unten) Protonen, He-, C- und Fe-Kerne. Die dünne durchgezogene Kurve zeigt das Protonspektrum ohne Einfluss der Sonne (aus Simpson (1983)).

Da die Magnetosphäre den Sonnenwind größtenteils abschirmt, ist die Teilchendichte in Erdnähe geringer als im Sonnenwind, sie variiert zwischen 0.01 und 1 Teilchen/cm^3. Die zwei Regionen innerhalb der Magnetosphäre mit besonders hoher Dichte an energiereichen Teilchen werden als Van-Allen-Strahlungsgürtel bezeichnet, benannt nach dem Physiker Van Allen. Die Teilchen sind in diesen Regionen wie in einer magnetischen Flasche gefangen und können nur langsam (durch Stoßprozesse o.ä.) entweichen.

Der innere Strahlungsgürtel befindet sich in einer Höhe von ungefähr 10000 km und besteht vor allem aus geladenen Teilchen, die Reaktionsprodukte aus Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre sind. Bei den Teilchen handelt es sich überwiegend um Protonen mit Energien zwischen 10 und 100 MeV.

Die Teilchen im äußeren Strahlungsgürtel haben Energien im Bereich von 1 MeV. Bei den Teilchen handelt es sich zu einem großen Teil um Elektronen, die hauptsächlich von der Sonne stammen und bei solaren Flares und Massenausbrüchen in die Magnetosphäre der Erde gelangen. Die Teilchendichte ist weniger konstant als die im inneren Strahlungsgürtel und variiert mit der Sonnenaktivität. Die Mitte des äußeren Strahlungsgürtels befindet sich in einer Höhe von ungefähr 22000 km, wobei auch die Höhe und Ausdehnung des Strahlungsgürtels stark mit der Sonnenaktivität variiert.

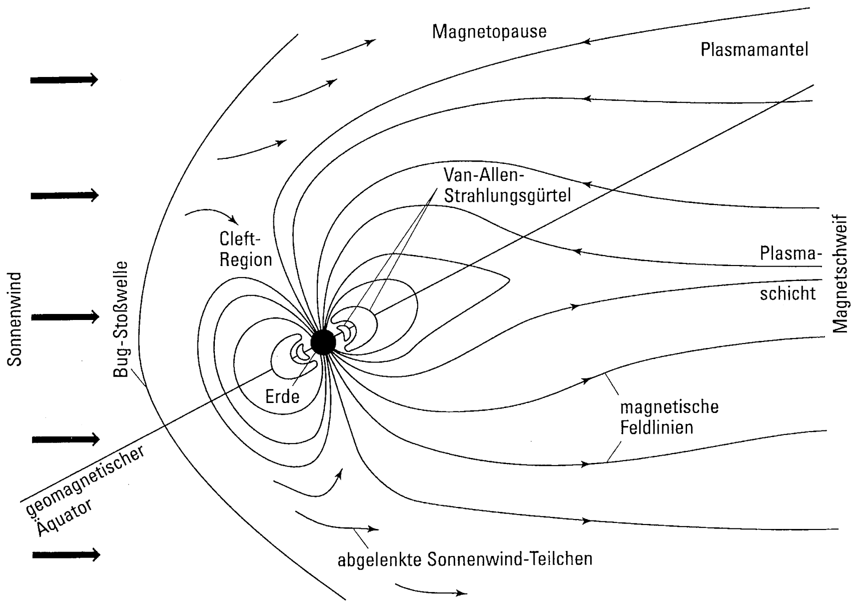


Abbildung 4.2: Die Magnetosphäre der Erde (aus Bergmann & Schäfer (1999)).

4.2 Abschirmung von Teilchenstrahlung in Satelliten

XMM-Newton und Chandra durchlaufen auf ihren elliptischen Bahnen beide Strahlungsgürtel. Das Spektrum und die Dosis der Protonen, die während der geplanten Lebensdauer von 10 Jahren auf XMM-Newton treffen, sind in Abbildung 4.3 dargestellt.

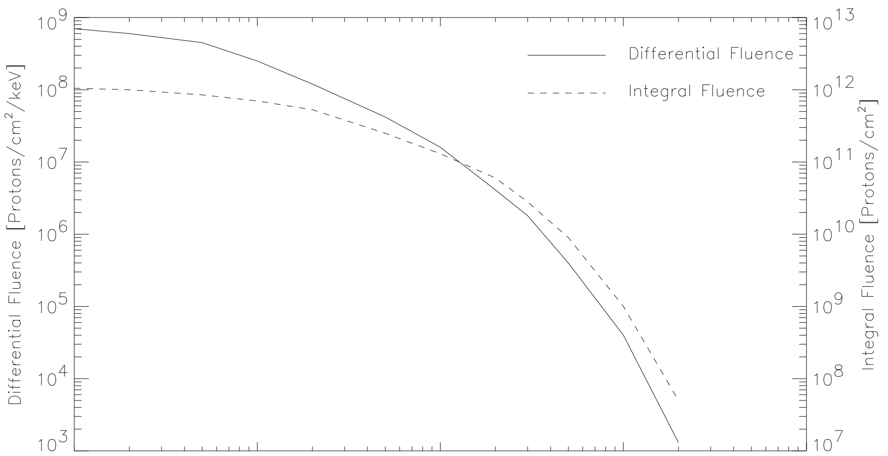


Abbildung 4.3: Protonenspektrum von der Sonne, das innerhalb von 10 Jahren auf XMM-Newton trifft. Die integrale Kurve gibt die Gesamtdosis pro cm^2 oberhalb der angegebenen Energie an. (Quelle: Evans (1997)).

Die CCD-Detektoren auf den Satelliten sind besonders empfindlich gegenüber Teilchenstrahlung, wie in Kapitel 3.5 beschrieben wurde. Deshalb müssen diese besonders gegen Teilchenstrahlung abgeschirmt werden. Zur Abschirmung wird auf den Satelliten vor allem Aluminium eingesetzt, da dieses gut zu verarbeiten und relativ leicht ist, aber trotzdem gute Abschirmeigenschaften besitzt. So reicht 1 cm Aluminium, um Protonen mit einer Energie von 50 MeV zu stoppen.

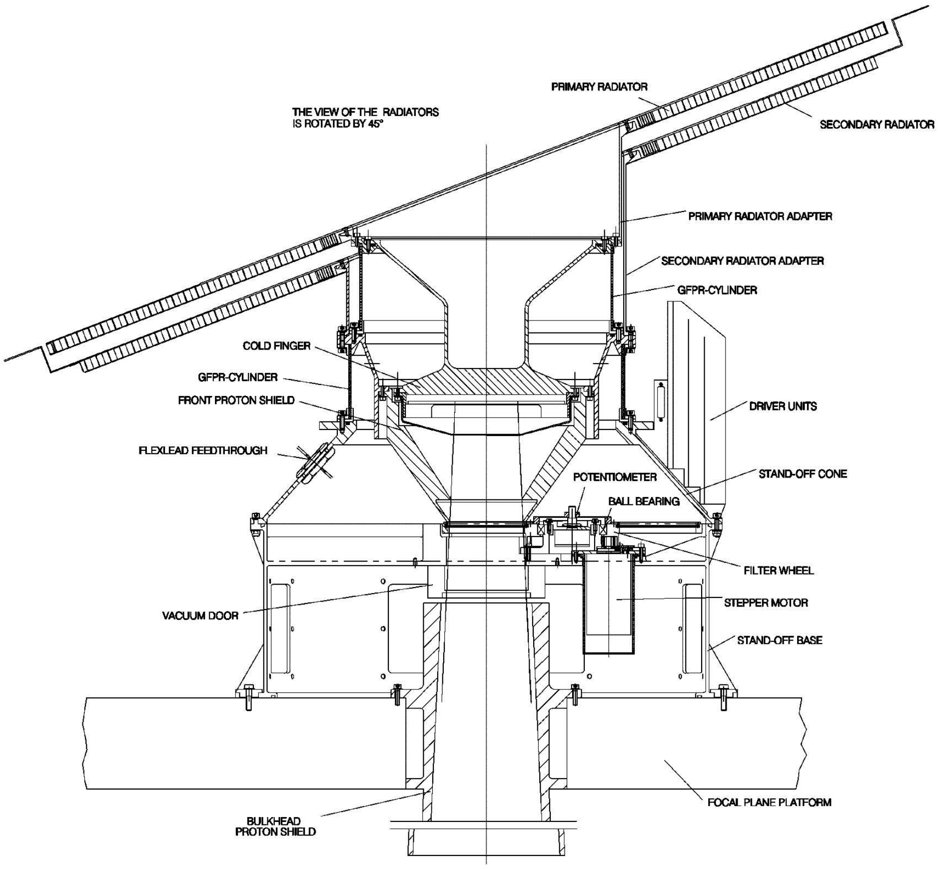


Abbildung 4.4: Der Aufbau des Kamerakopfes mit dem EPIC-pn-CCD auf XMM-Newton. Die Röntgenphotonen fallen im Bild von unten auf das CCD ein, der direkt unterhalb des Kühlfingers sitzt (Quelle: EPIC User Manual).

Der Aufbau des Kamerakopfes der EPIC-pn-Kamera auf XMM-Newton ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Von der Rückseite her ist das pn-CCD durch den Kühlfinger aus Aluminium gut abgeschirmt. Vor dem CCD sitzen zwei kegelförmige Protonenschilde (das Front Proton Shield und das Bulkhead Proton Shield), die alle Strahlung abschirmen, die nicht senkrecht von vorne kommt. Die Protonenschilde bestehen aus Aluminium mit einer Dicke im cm-Bereich. Abgesehen von der Eintrittsöffnung ist der CCD-Detektor damit nach allen Seiten hin von Aluminium mit einer Dicke von mindestens 30 mm umgeben.

Die ACIS-Detektoren auf Chandra sind ebenfalls gegen Teilchenstrahlung abgeschirmt. Die Abschirmung ist so ausgelegt, dass Strahlungsschäden die Eigenschaften der CCD-Detektoren während der geplanten Betriebsdauer von 10 Jahren nur unwesentlich verschlechtern.

Bei beiden Satelliten sind die Detektoren nach vorne hin nicht abgeschirmt, da von dort die Röntgenphotonen auf den Detektor einfallen. Allerdings ist der direkte Weg zu den Detektoren durch die Röntgenspiegel abgeblockt. Unter der Voraussetzung, dass die Spiegelmodule einfallende Teilchenstrahlung absorbieren, sind die Detektoren so auch nach vorne hin ausreichend abgeschirmt. Es ist bekannt, dass diese Voraussetzung zumindest für niederenergetische Elektronen nicht gilt, da diese an den Spiegeln reflektiert werden (vgl. Kapitel 4.3) und so eventuell auf die Detektoren gelangen können. Deshalb wurde bei beiden Satelliten zwischen Spiegel und Detektoren eine magnetische Abschirmung eingebaut. Bei XMM-Newton besteht diese aus Blenden, an deren Rand Permanentmagnete angebracht sind. Die Blenden sitzen jeweils direkt hinter den Spiegelmodulen und lassen den direkten Strahlengang offen. Die Magnete erzeugen im Bereich der gesamten Öffnung ein Magnetfeld mit einer Stärke von mindestens 10 Gauss. Chandra besitzt eine einzige ringförmige Blende mit Permanentmagneten, die in der Öffnung ein Magnetfeld von ungefähr 4 Gauss erzeugen. Niederenergetische Elektronen (Energie $\leq$ 100 keV), die durch die Spiegel in Richtung Detektoren reflektiert werden, werden in diesen Magnetfeldern so abgelenkt, dass sie die Detektoren verfehlen.

Zusätzlich besteht bei XMM-Newton die Möglichkeit, die Filterräder außerhalb von Beobachtungen in eine geschlossene Position zu fahren, so dass die Detektoren auch nach vorne hin mit 1 mm Aluminium abgeschirmt sind. Damit werden alle niederenergetische Teilchen, die eventuell durch den Spiegel reflektiert werden können, vollständig absorbiert.

4.3 Ablenkung von Teilchen durch Röntgenspiegel

An den goldbeschichteten Oberflächen der Röntgenspiegel können neben Röntgenphotonen auch niederenergetische Teilchen unter kleinen Winkeln reflektiert werden. Neue Modellrechnungen zeigen, dass das nicht nur bei Elektronen, sondern auch bei niederenergetischen Protonen der Fall ist, vergleiche Aschenbach (2000). Vor allem Protonen mit Energien unterhalb von 10 keV werden sehr effektiv reflektiert. Für Protonen mit höheren Energien nimmt die Reflexionswahrscheinlichkeit mit zunehmenden Winkeln stark ab, vgl. Abbildung 4.5.

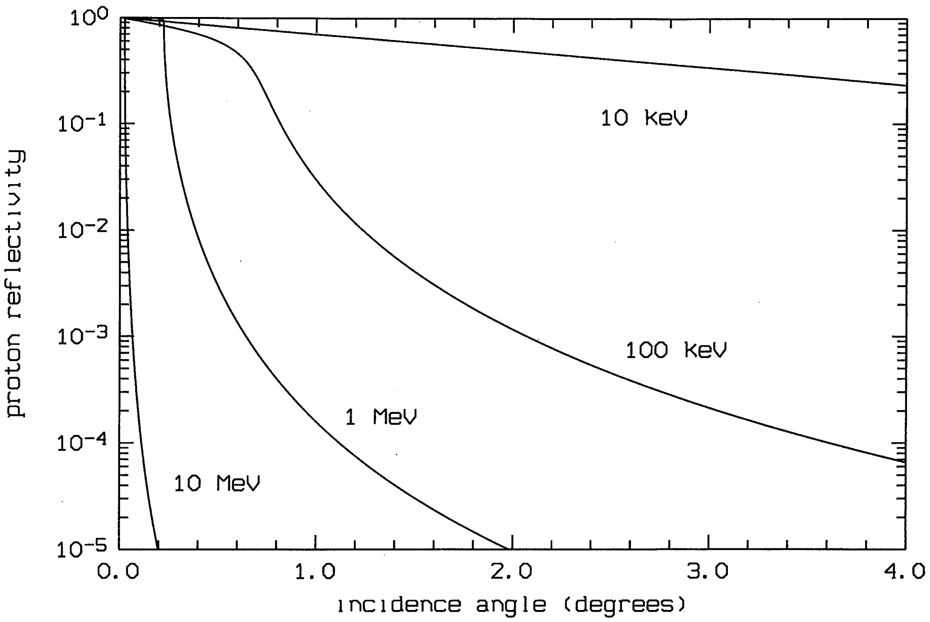


Abbildung 4.5: Wahrscheinlichkeit, mit der Protonen mit unterschiedlichen Energien an Röntgenspiegeln reflektiert werden, in Abhängigkeit vom Einfallswinkel (aus Aschenbach (2000)).

Durch die Form der Spiegelschalen werden die Protonen zusätzlich auf die Detektoren gelenkt. Damit ergibt sich auf den Detektoren ein nicht zu vernachlässigender Fluss an Protonen mit Energien unterhalb von einigen 100 keV. Der genaue Fluss ist stark von der Energieverteilung der Protonen im Orbit und der Transmission der Spiegel abhängig. Es muss aber davon ausgegangen werden, dass insbesondere beim Durchgang durch die Strahlungsgürtel eine hohe Dosis von Protonen mit einer Energie von $\sim$100 keV auf die Detektoren gebündelt wird. Da FI-MOS-CCDs für solche Protonen besonders empfindlich sind, muss darauf geachtet werden, dass bei erhöhtem Protonenfluss die Detektoren ausreichend abgeschirmt sind, z.B. indem bei XMM-Newton die Filterräder in die geschlossene Position gefahren werden.

Kapitel 5

Strahlungsschädigung von Chandra ACIS

Die Informationen in diesem Kapitel stammen zum großen Teil aus dem ACIS FI Anomaly Status Report vom 8.10.1999, Garmire & Nousek (1999).

5.1 Entdeckung und Verlauf

Chandra wurde am 23.7.99 mit dem Space Shuttle Columbia gestartet. Während der ersten 20 Tage im All waren die Detektoren durch mehrere Türen abgeschirmt und wurden von einer ^{55}Fe-Kalibrationsquelle beleuchtet. Die Kalibrationsmessungen zeigten, dass zu diesem Zeitpunkt alle ACIS Detektoren unverändert funktionierten.

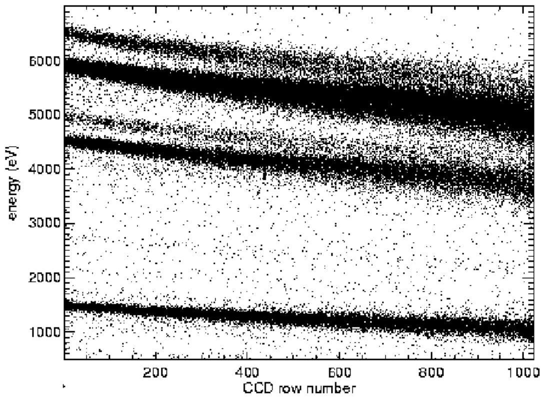
Im Anschluss daran wurden alle Türen geöffnet und ACIS aktiviert. Dabei befand sich ACIS 20 Tage lang in der Fokalebene des Teleskops, wo keine Kalibrationsquelle den Detektor beleuchtet. Erst nach der Aktivierung der HRC, zu der ACIS aus der Fokalebene und unter die Kalibrationsquelle gefahren wurde, zeigte sich eine erhebliche Verminderung der Energieauflösung bei einigen der ACIS Detektoren.

Eine erste Untersuchung des Problems ergab als mögliche Ursache, dass die Schädigung beim Durchgang durch die Strahlungsgürtel durch Teilchenstrahlung verursacht wurde. Deshalb wurde ACIS im folgenden bei jedem Durchgang durch die Strahlungsgürtel aus dem Fokus gefahren und auf Veränderungen in der Energieauflösung überprüft. Seitdem wurde keine Verschlechterung der Energieauflösung mehr beobachtet.

5.2 Beschreibung der Schädigung

Die Schädigung bei den ACIS-Detektoren beschränkt sich auf die acht FI-CCDs, während die zwei BI-CCDs unverändert sind. Bei den FI-CCDs ist nur die bildgebende Fläche geschädigt, die abgedeckte Zwischenspeicherregion ist nicht beeinträchtigt.

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, besitzen die FI-Detektoren im Ausgangszustand eine sehr gute CTE nahe 1.0 (>0.999997), bei der auf eine CTE-Korrektur verzichtet werden kann. Dieser CTE-Wert hatte zum Zeitpunkt der Entdeckung der Schädigung deutlich abgenommen und liegt jetzt im Bereich 0.9998 (bei 5.9 keV). Dieser Wert ist ähnlich wie beim pn-CCD, jedoch sind die Ladungsverluste bei ACIS deutlich höher, da die Ladungen über eine viel größere Anzahl von Zeilen geschoben werden



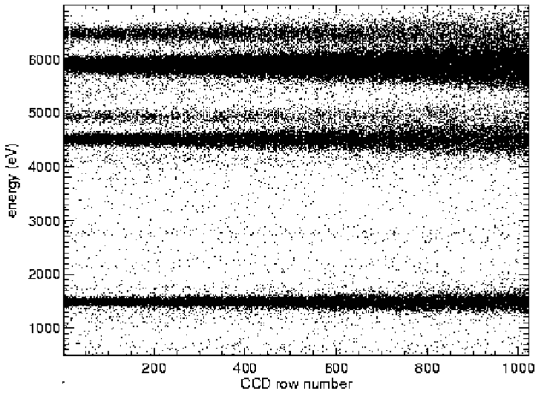


Abbildung 5.1: CTE-Effekt beim I3-CCD von ACIS: Links das unkorrigierte Spektrum in Abhängigkeit der Zeilennummer, rechts nach CTE-Korrektur.

müssen. Die so entstehende stark ortsabhängige Verstärkung ist in Abbildung 5.1 (links) gut in der Energieabnahme hin zu höheren Zeilen erkennbar; sie ist am stärksten bei höheren Energien. Dieser Effekt ist im Prinzip korrigierbar, wenn die CTE bekannt ist.

Nicht korrigierbar ist die zusätzliche Abnahme der Energieauflösung bei höheren Zeilennummern, die auch nach der CTE-Korrektur bestehen bleibt, vgl. Abbildung 5.1 (rechts). Die Ursache dafür ist die verzögerte Reemission von Elektronen aus den Störstellen, durch die Ladungen über benachbarte Pixel verschmiert werden. Besonders verschlechtert sich die Energieauflösung bei Split-Events mit zwei Pixel, bei denen der eine Partner sehr niederenergetisch ist. Durch den Ladungsverlust beim Schieben kann der niederenergetische Partner unter Umständen an der Ausleseanode nicht mehr nachgewiesen werden, so dass das Event fälschlicherweise als Single Event mit geringerer Energie gezählt wird.

Neben der Verschlechterung der Energieauflösung zeigt sich bei genauerer Untersuchung eine Erhöhung des Dunkelstroms bei höheren Temperaturen. Während der Dunkelstrom im Bereich der normalen Betriebstemperaturen (-90 bis -120 °C) unverändert ist, zeigen die FI-CCDs bei -60 °C eine deutliche Erhöhung mit einem ausgeprägten Schwanz hin zu höheren ADU-Werten. Dieser Schwanz wird charakteristischerweise bei CCDs beobachtet, die durch Strahlung geschädigt sind.

5.3 Einfluss von niederenergetischen Protonen

Das Einsetzen der Schädigung mit der Positionierung der ACIS Detektoren in der Fokalebene und dem Öffnen der Türen deutet stark darauf hin, dass von vorne eindringende Strahlung für die Schädigung verantwortlich ist.

Wie in Kapitel 4.2 beschrieben wurde, sind die CCD-Detektoren auf Chandra so abgeschirmt, dass sie von Teilchenstrahlung mit Energien unter 100 MeV nicht auf direktem Weg getroffen werden können. Die Möglichkeit, dass Teilchen durch den Spiegel reflektiert werden und so auf die Detektoren gelangen können, wurde nur für niederenergetische Elektronen, nicht aber für andere Teilchen berücksichtigt.

Es gibt mehrere Indizien dafür, dass es sich bei den beobachteten Effekten tatsächlich um Schäden durch niederenergetische Protonen handelt, die durch die Spiegel auf die Detektoren gelangen. Zum einen zeigen Experimente, dass Bestrahlung von CCDs mit Protonen die CTE deutlich verringert, wie schon in Kapitel 3.5 erläutert wurde; Strahlung anderer Art zeigte keinen solchen Effekt. Allerdings wurden diese Experimente bislang nur mit höherenergetischen Protonen $\geq$ 1 MeV durchgeführt, und die beobachteten Auswirkungen stimmen nicht in allen Punkten mit den bei ACIS beobachteten Effekten überein. Aus der Tatsache, dass die BI-CCDs nicht geschädigt werden, ergibt sich, dass es sich um niederenergetische Teilchen handelt, die in der Siliziumschicht oberhalb der kritischen Schiebekanäle absorbiert werden. In den FI-CCDs werden Teilchen mit dieser Energie gerade im Bereich der kritischen Schiebekanäle absorbiert, was zu der beobachteten starken Reduktion der CTE führen kann.

Wenn die niederenergetischen Protonen durch die Spiegel auf die Detektoren gebündelt werden, lässt sich auch der hohe Fluss erklären, der für Schäden in diesem Ausmaß notwendig ist. Für diese Erklärung spricht auch, dass keine weiteren Schäden mehr aufgetreten sind, seit ACIS beim Durchgang durch die Strahlungsgürtel außerhalb der Fokalebene positioniert wird.

5.4 Ausmaß der Schädigung und Möglichkeiten zur Korrektur

Von den 10 CCD-Detektoren auf ACIS sind alle acht FI-CCDs stark geschädigt, während die zwei BI-CCDs nicht beeinträchtigt sind. Die Energieauflösung der FI-CCDs ist nur noch im vordersten Bereich, den ersten 50 bis 100 Zeilen, besser als die der BI-CCDs. Sie liegt hier für Mn-K_α bei 150 eV, während sie sich im hinteren Bereich bis auf ca. 800 eV verschlechtert, so dass dort Mn-K_α und Mn-K_β nicht mehr getrennt werden können.

Die reine Bildgebung mit ACIS-I ist davon weitgehend unbeeinflusst, auch wenn die schlechtere CTE ohne Korrektur zu einer ortsabhängigen Quanteneffizienz führt. Diese entsteht dadurch, dass Ladungspakete beim Schieben auseinandergezogen werden und so nicht mehr als Röntgenphotonen, sondern als Hintergrund interpretiert werden. Mit geeigneter CTE-Korrektur ist dieser Effekt korrigierbar. Beim augenblicklichen Stand ist es aber auf einem großen Teil der Bildfläche von ACIS-I nicht möglich, gleichzeitig zum Bild auch ein Energiespektrum mit ausreichender Auflösung zu erhalten. Die Möglichkeit, gleichzeitig Bild und Spektrum aufzunehmen, ist der Hauptvorteil von CCD-Detektoren, da das Spektrum im allgemeinen den größten Teil an Informationen über die Quellen liefert. Mit der momentanen Energieauflösung von ACIS-I sind die Einsatzmöglichkeiten des Detektors somit stark eingeschränkt.

Die Auswirkungen auf die Funktion von ACIS-S als Detektor für die Spektren des HETG sind weniger gravierend. Hier ist die Energieauflösung im wesentlichen dazu notwendig, überlappende Ordnungen zu trennen. Das ist zumindest im vorderen Bereich der CCDs möglich. Außerdem handelt es sich bei zwei der sechs ACIS-S CCDs um BI-CCDs, deren Energieauflösung unverändert ist und die insbesondere zur Auflösung der 0. Ordnung verwendet werden können.

Die Strahlungsschädigung ist sicher nicht mehr rückgängig zu machen, allerdings können die Auswirkungen gemildert werden. Mit geeigneten Kalibrationsmessungen können die CTE-Effekte in der Responsematrix berücksichtigt und weitgehend korrigiert werden. Dagegen kann die Verschlechterung der Energieauflösung so nicht korrigiert werden. Hier liegen die Hoffnungen eher darauf, dass der Effekt bei einer weiteren Absenkung der Betriebstemperatur abnimmt. Im Moment wird ACIS bei -110 ^{o}C betrieben, um Ablagerungen durch Ausgasung zu vermeiden. Bei der endgültigen Betriebstemperatur von -120 ^{o}C sollte die CTE deutlich besser sein, da bei dieser tieferen Temperatur die Zahl der aktiven Störstellen geringer ist.

Die Störstellen selbst können zwar theoretisch durch Ausheizen der CCDs beseitigt werden, jedoch ist dies bei ACIS praktisch nicht durchführbar. Eine deutliche Abnahme der Störstellen tritt erst bei Temperaturen größer 100 ^{o}C auf, auf die ACIS nicht aufgeheizt werden kann. Beim Ausheizen bei niedrigeren Temperaturen tritt eher ein gegenteiliger Effekt auf, bei dem die CTE weiter abnimmt.

Kapitel 6

Untersuchung des Einflusses von niederenergetischen Protonen auf den pn-CCD-Detektor

Ziel des Experiments war es, die Strahlungsfestigkeit des pn-CCDs gegenüber niederenergetischen Protonen zu überprüfen. Dazu sollte das CCD mit einer Protonendosis bestrahlt werden, die deutlich über der für die MOS-CCDs kritischen Dosis von 10^6 Protonen/cm^2 liegt. Die Energie der Protonen sollte unterhalb von 300 keV liegen und möglichst breit verteilt sein. Zusätzlich sollte während der Bestrahlung der Betrieb des CCDs möglich sein, um die Nachweiseigenschaften des Detektors für Protonen zu untersuchen.

6.1 Aufbau des Experiments

Die Bestrahlung fand am Beschleuniger des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen auf der Rosenau statt. Es handelt sich dabei um einen Van-de-Graaff-Beschleuniger, mit dem leichte Ionen auf Energien bis 3.5 MeV beschleunigt werden können. Im Van-de-Graaff-Beschleuniger transportiert ein rotierendes Band positive Ladungen zu einer Ionenquelle, die dadurch auf hohe positive Spannung gebracht wird. Im so entstehenden starken elektrischen Feld werden die austretenden Ionen dann beschleunigt. Für die Bestrahlung wurden Protonen beschleunigt, die durch Dissoziation von H_2-Gas mittels Elektronenstoß gewonnen werden. Der austretende Strahl kann durch mehrere Umlenkmagnete, die gleichzeitig als Energieselektoren dienen, in eines von mehreren Strahlrohren geführt werden. An dessen Ende wurde die Vakuumapparatur zur Bestrahlung des CCDs angeflanscht.

Bauartbedingt beträgt die untere Energieschwelle des Beschleunigers ungefähr 900 keV, wobei die Breite der Energieverteilung mit 1 - 2 keV sehr schmal ist. Die minimale Strahlintensität beträgt ungefähr 10 nA, was einer Zahl von 10^{11} Protonen pro Sekunde entspricht. Für die Bestrahlung musste also zum einen die Energie der Protonen verringert werden, zum anderen sollte die Intensität auf dem CCD 10^4 Protonen/s/cm^2 nicht wesentlich überschreiten, um flussabhängige Bestrahlungseffekte zu vermeiden.

Die Energie der Protonen lässt sich durch Aluminiumfilter unterschiedlicher Dicke verringern. Für den Energieverlust von Protonen in Materie gilt näherungsweise die Bethe-Bloch-Formel. Sie beschreibt den Energieverlust von Protonen durch Stöße mit Elektronen, die dabei aus dem Atomverband herausgelöst werden. Für Protonenenergien größer 100 keV ist das der dominierende Prozess für die Abbremsung. Für kleinere Protonenenergien reicht die übertragene Energie nicht mehr für die

Ionisation aus, es treten dann zunehmend Stöße mit ganzen Atomen auf. Dieser Prozess wird durch die Bethe-Bloch-Formel nicht beschrieben.

Für den Energieverlust von Protonen lautet die Bethe-Bloch-Formel:

$$\frac{dT}{dx} = -0.1535 \frac{\mathrm{MeV} \cdot \mathrm{cm}^2}{\mathrm{g}} \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot ln\left(\frac{2m_e\gamma^2 \cdot v_p{}^2 \cdot 2m_e\beta^2\gamma^2}{\mathrm{I}^2} - 2\beta^2\right)$$

Hierbei ist T die kinetische Energie und v_p die Geschwindigkeit der Protonen, $\beta = \frac{v_p}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. ρ, Z und A sind Dichte, Kernladungszahl und Massenzahl des absorbierenden Materials; für Aluminium gilt ρ=2.7 g/cm^3, Z=13 und A=26.98. I ist das mittlere Ionisationspotential, das für Aluminium ungefähr 163.0 eV beträgt.

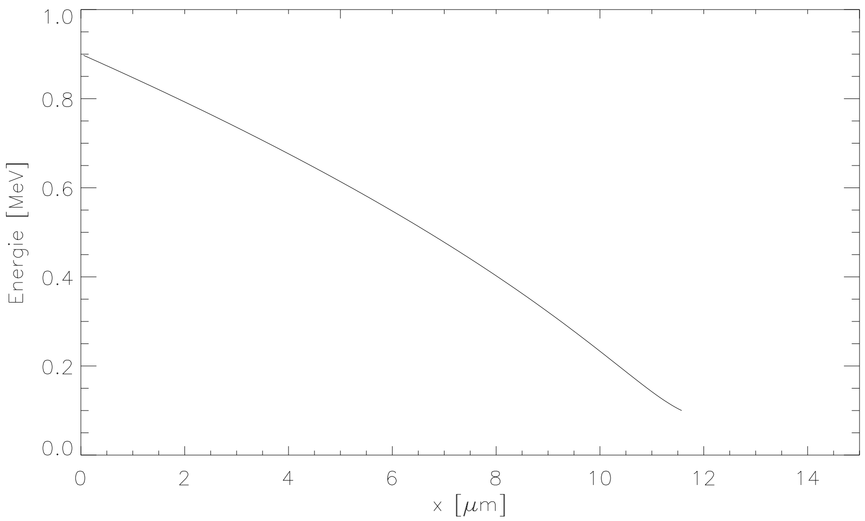


Abbildung 6.1: Energie von 900 keV Protonen nach einer Wegstrecke von x μm in Aluminium.

In Abbildung 6.1 ist für Protonen mit einer Ausgangsenergie von 900 keV die Energie in Abhängigkeit von der in Aluminium durchflogenen Strecke aufgetragen. Um Protonen auf die gewünschte Energie kleiner 300 keV abzubremsen, benötigt man also Filter mit einer Dicke von ungefähr 10 - 14 μm. Im Versuchsaufbau wurden Filter mit den Dicken 10, 12, 13 und 14 μm nebeneinander in einem Rahmen angebracht, der von außen mit einem Manipulator bewegt werden konnte. Dadurch war es möglich, die Energie der Protonen am CCD zu variieren. Ein weiterer Effekt der Filter ist die Aufstreuung des Strahls. Diese ist abhängig von der Filterdicke und liegt bei den verwendeten Filterdicken im Bereich von einigen mrad. Über die lange Strecke zwischen Filter und CCD führt das zu einer merklichen Verbreiterung des Strahls und einer entsprechenden Intensitätsminderung auf dem CCD. Im Experiment war die Intensität auf dem CCD mit dem 12 μm-Filter ungefähr 2.5 mal höher als mit dem 13 μm-Filter.

Wie in Abbildung 6.2 zu sehen ist, gelangt der Protonenstrahl vom Beschleuniger durch eine Lochblende in die Apparatur. Im Strahlrohr, an das die Apparatur angeflanscht ist, kann die Lage und der Durchmesser des Strahls durch Magnete eingestellt werden. Für die Bestrahlung wurde der Strahldurchmesser möglichst groß gewählt (ca. 1 cm), so dass nur ein geringer Teil der Protonen durch die Blende (Lochdurchmesser 1.5 mm) gelangen konnte und die Strahlintensität reduziert wurde. Hinter

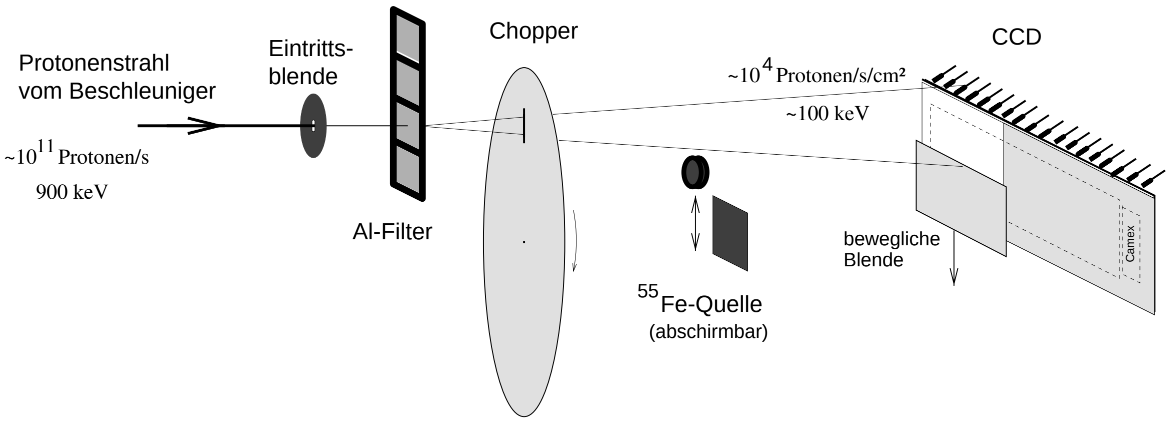


Abbildung 6.2: Der Aufbau des Experiments.

der Blende befinden sich die oben beschriebenen Filter. Anschließend ist zur weiteren Verringerung der Intensität ein Chopperrad in den Strahlengang eingebaut. In diesem dreht sich eine 2 mm dicke Aluminiumscheibe mit einem 0.3 mm breiten Schlitz im Abstand 250 mm von der Drehachse. Bei einer Drehfrequenz von 25 Hz wird der Protonenstrahl so in einzelne Pulse der Länge 14 μs unterteilt, die mittlere Intensität wird um den Faktor $2.8 \cdot 10^3$ reduziert. Im Experiment zeigte sich, dass so die Intensität am CCD bei Verwendung des 13 μm-Filters und der geringstmöglichen Strahlintensität auf ungefähr 10 Protonen/s/cm^2 verringert werden konnte.

Zwischen Chopperrad und CCD ist eine bewegliche Klappe eingebaut, mit der eine ^{55}Fe-Zerfallsquelle in den Strahlengang gedreht werden kann. Mit dieser Quelle können zwischen den einzelnen Bestrahlungsabschnitten Eichmessungen durchgeführt werden, um eventuelle Veränderungen am Detektor festzustellen.

Das CCD sitzt in der Vakuumkammer, die normalerweise im Hofgebäude des Astronomischen Instituts für Messungen mit CCDs verwendet wird. Zur Kühlung des CCDs dient ein Kryostat mit flüssigem Stickstoff, mit dem eine Betriebstemperatur von ungefähr -100 ^{o}C erreicht wird. Die Temperatur kann durch eine Heizfolie am Kühlfinger des Kryostaten geregelt werden. Direkt vor dem CCD sitzt eine feste Abdeckung aus 1 mm starkem Aluminium, die die unteren 2/3 des CCDs abschirmt. Dadurch ist auch der Auslesebereich sowie die Elektronik auf der Keramik abgedeckt. Der verbleibende Bereich kann durch eine bewegliche Blende teilweise abgedeckt werden.

Genaue Pläne des Aufbaus finden sich zusammen mit zwei Fotographien der Anlage im Anhang A.

6.2 Ablauf der Bestrahlung

Die Protonenenergie am Beschleuniger wurde auf 900 keV eingestellt und die Intensität zunächst möglichst gering gehalten. Im Verlauf der Bestrahlung zeigte sich, dass sich die Intensität des Protonenstrahls gut variieren lässt, indem der Strahl durch die Strahlführungsmagnete mehr oder weniger auf die Eintrittsblende fokussiert wird. Mit den Messungen bei niedriger Intensität wurde zuerst die Energieverteilung hinter den Filtern gemessen und die Ausleuchtung untersucht. Die Aufstreuung des Strahls war bei allen Filtern groß genug, um den offenen Detektorbereich homogen auszuleuchten. Eine breite Energieverteilung unterhalb von 300 keV ergab sich bei Verwendung der 12 μm- und 13 μm-Filter.

Die feste Abdeckung blieb immer über dem Detektor, mit der beweglichen Blende wurde der verbleibende freie Detektorbereich während der Bestrahlung zur Hälfte abgedeckt. Die offene Fläche, die bestrahlt wurde, hatte damit eine Ausdehnung von Zeile 135 bis 199 und Spalte 0 bis 26, was einer Fläche von 0.39 cm^2 entspricht.

Die Bestrahlung wurde in mehreren Abschnitten bis zu einer Enddosis von $1.4 \cdot 10^9$ Protonen/cm^2 durchgeführt, wobei in jedem Abschnitt je zur Hälfte mit dem 12 μm und dem 13 μm Filter bestrahlt wurde. Zu Beginn eines Bestrahlungsabschnitts wurde zunächst eine Messung im Small-Window-Mode durchgeführt, um die Ausleuchtung des Detektors und die Protonenenergie zu überprüfen. Während der Bestrahlung wurden dann fortlaufend Messungen im Timing- und Burst-Mode durchgeführt, um die Protonenrate zu bestimmen.

Zwischen den Abschnitten wurden jeweils Eichmessungen mit der ^{55}Fe-Quelle durchgeführt. Bei den Eichmessungen wurde die bewegliche Blende entfernt und so der gesamte Bereich oberhalb von Zeile 140 beleuchtet. Dadurch war ein direkter Vergleich von bestrahltem und unbestrahltem Bereich möglich.

6.3 Auswertung der Daten und Ergebnisse

6.3.1 Nachweis von Protonen mit dem pn-CCD

Protonen, die auf den Detektor treffen, erzeugen dort ebenfalls freie Elektronen, die im CCD gesammelt und anschließend ausgelesen werden können. Der entscheidende Unterschied im Vergleich zu Photonen ist, dass der Wechselwirkungsquerschnitt in Silizium bei Protonen sehr viel größer ist. Eindringende Protonen werden deshalb nach einer kürzeren Eindringtiefe gestoppt, so dass auch Protonen mit Energien von über 1 MeV nachgewiesen werden können.

Abbildung 6.3 zeigt die Spuren (sogenannte Pattern) von Protonen unterschiedlicher mittlerer Energie auf dem CCD. Es zeigt sich, dass die Ausdehnung der Spuren mit zunehmender Energie größer wird, vor allem in Spaltenrichtung. Diese Ausdehnung wird dadurch hervorgerufen, dass die Ladungsmenge, die bei höheren Energien durch die Protonen erzeugt wird, nicht mehr im Potentialtopf eines einzelnen Pixels gehalten werden kann und in die benachbarten Pixel überläuft. Da die Potentialbarrieren in Spaltenrichtung weniger hoch sind als die festen Barrieren senkrecht dazu, laufen die Ladungen vor allem in Spaltenrichtung auseinander. In Zeilenrichtung laufen nur wenige Ladungen über, wie insbesondere an der Messung bei hoher Verstärkung gut zu erkennen ist.

Gut zu erkennen ist das Überlaufen der Potentialtöpfe im Spektrum der Small-Window-Messung in Abbildung 6.4 (links). Die Position des Peaks knapp unterhalb von 1500 ADU entspricht dem durchschnittlichen maximalen Fassungsvermögen eines Potentialtopfs. Pixel mit einer Ladungsmenge von mehr als 1800 ADU (entspricht $\sim$50000 Elektronen) kommen nicht vor. Daran wird deutlich, dass es sich nicht um einen Sättigungseffekt der Verstärkerelektronik handelt, der erst bei ungefähr 3000 ADU einsetzt.

Im Timing Mode werden die Ereignisse aus jeweils 10 Zeilen zusammengeschoben, so dass ein großer Teil der Spuren in Spaltenrichtung zu einem Ereignis addiert wird. Die Energie dieses Ereignisses entspricht dann der tatsächlichen Protonenenergie. Im Spektrum der Timing-Messung in Abbildung 6.4 (rechts) wird so die Energieverteilung der Protonen sichtbar, die bei Verwendung des 12 μm-Filters ein Maximum bei ungefähr 1900 ADU hat. Im Peak bei 3000 ADU sind alle Ereignisse enthalten, deren tatsächliche Energie größer als 3000 ADU ist und bei denen die Verstärkerelektronik in die Sättigung geht.

Die Schwelle, ab der die einzelnen Potentialtöpfe überlaufen, kann durch die Veränderung der Betriebsspannungen beeinflusst werden, wie sich bei Testmessungen nach Abschluss der Bestrahlung gezeigt hat. So führte ein Absenken des unteren Niveaus der Phi-Pulse dazu, dass die Potentialtöpfe

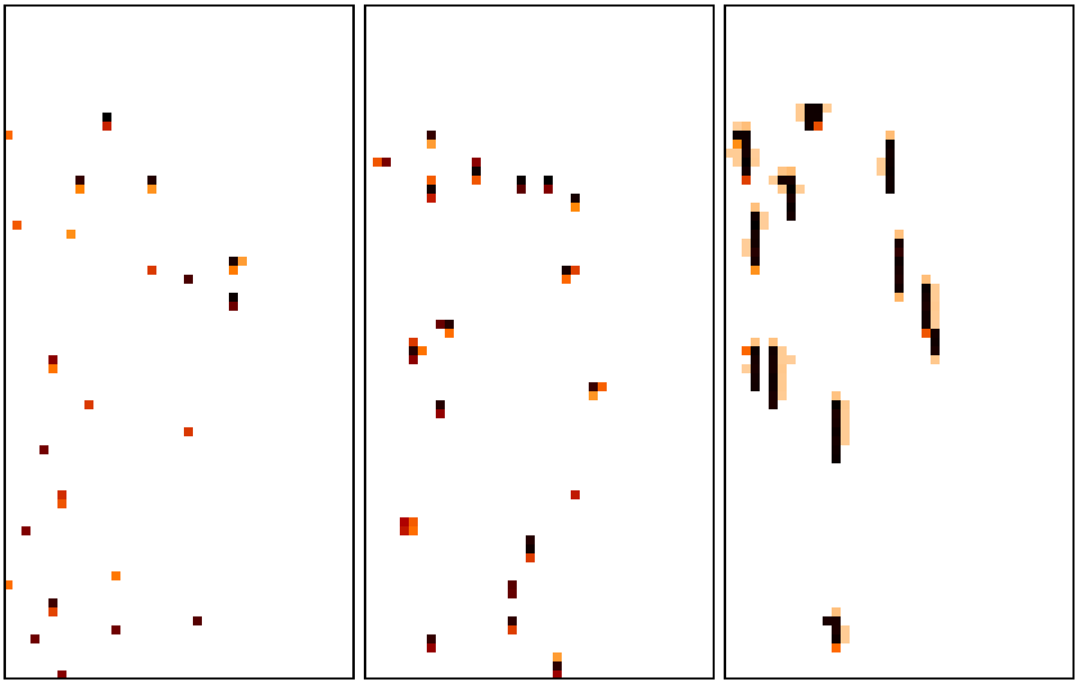


Abbildung 6.3: Die Energieverteilung von Protonenereignissen auf dem CCD bei mittleren Protonenenergien von 70 keV, 170 keV und 1 MeV. Dargestellt ist jeweils der Bereich von Zeile 125..199 und Spalte 0..40, wobei die Energie zu dunkleren Grauwerten hin zunimmt. Die Messungen mit 70 keV und 170 keV Protonen sind bei niedriger Verstärkung, die mit 1 MeV Protonen bei hoher Verstärkung durchgeführt.

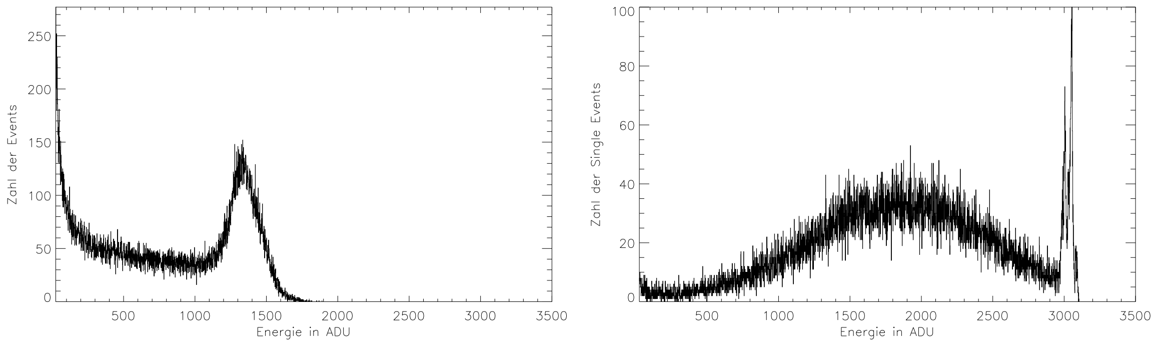


Abbildung 6.4: Rohspektren von Protonen mit 12 μm Filter im Small-Window-Mode (links) und im Timing-Mode (rechts) bei niedriger Verstärkung (1 ADU $\approx$ 100 eV).

tiefer wurden und weniger Ladung überfloss. Dadurch wurden die Spuren auf dem CCD kürzer, und der Peak im Spektrum der Small-Window-Messung verschob sich zu höheren Energien hin.

Die tatsächlichen Protonenspektren ohne den Einfluss von Sättigungseffekten lassen sich jedoch auch aus den während der Bestrahlung durchgeführten Small-Window-Messungen rekonstruieren, in denen die Protonenenergien auf mehrere Pixel verteilt sind. Um hieraus die Energie des Protons zu bestimmen, muss für jede zusammenhängende Spur die Energie aller Pixel aufsummiert werden.

In den Abbildungen 6.5 und 6.6 sind die tatsächlichen Protonenspektren zu sehen, die durch Aufsummieren der einzelnen Protonenspuren gewonnen wurden. Bei beiden Filtern erhält man eine breite

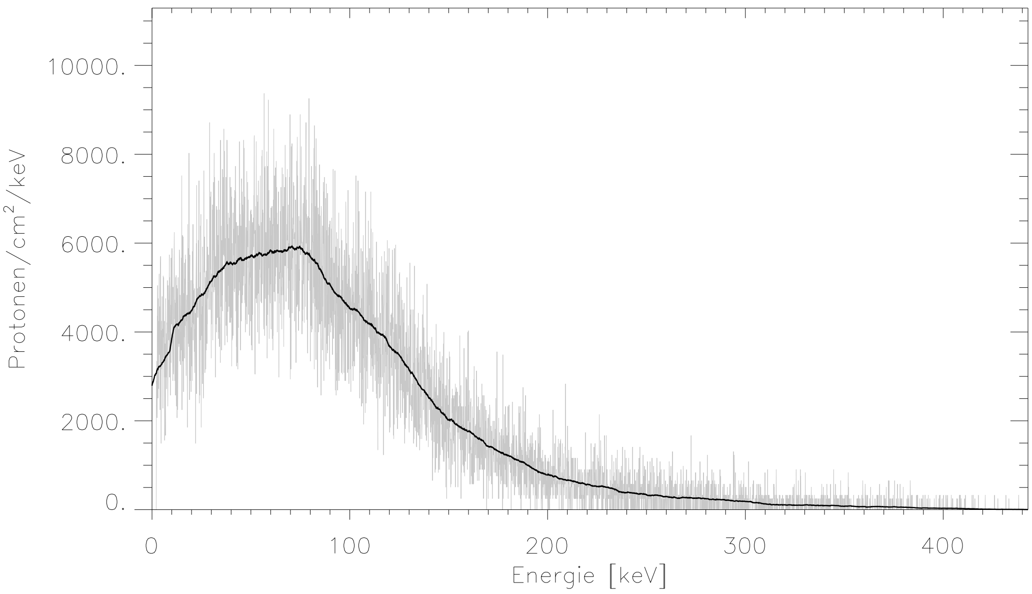


Abbildung 6.5: Protonenspektrum mit dem 13 μm-Filter.

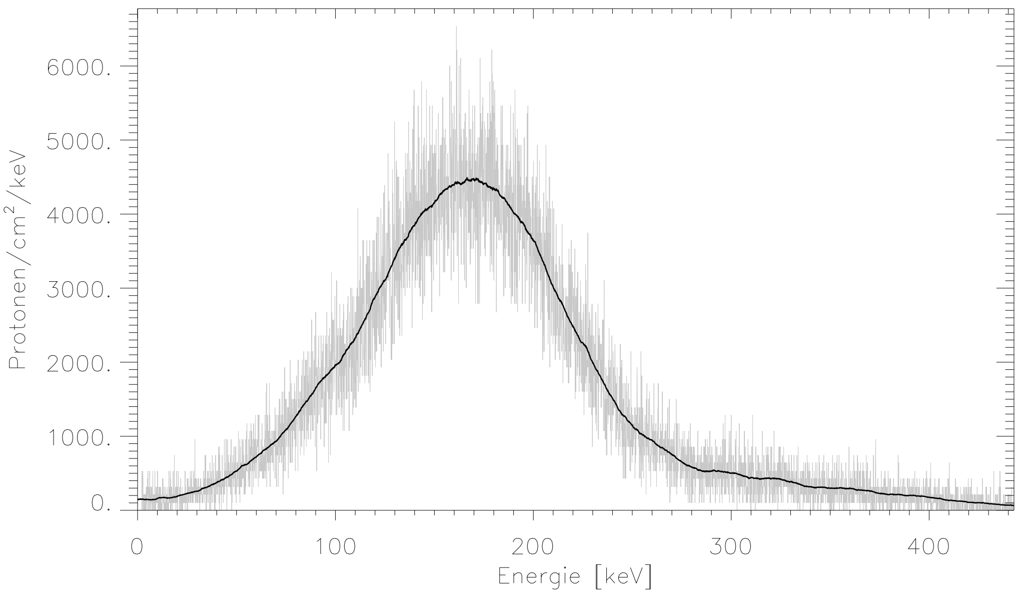


Abbildung 6.6: Protonenspektrum mit dem 12 μm- Filter.

Energieverteilung mit ausgeprägtem Peak, dessen Position gut mit den berechneten Protonenenergien übereinstimmt. Mit dem 13 μm-Filter ergibt sich eine wahrscheinlichste Protonenenergie von 70 keV, mit dem 12 μm-Filter beträgt die wahrscheinlichste Protonenenergie 170 keV. Die Position des Peaks stimmt gut mit der aus der oben gezeigten Timing-Messung überein, wenn die Verstärkungsfaktoren von 0.011 ADU/eV berücksichtigt werden.

Die Aufstreuung des Protonenstrahls durch die Filter ist für den 12 μm-Filter in Abbildung 6.7 zu sehen. Ausgehend von der Strahlmitte bleibt die Intensität in einem Bereich von ungefähr 5 mm zunächst nahezu konstant und fällt dann steil zu Null ab; die Schwankungen im Bereich um die Strahlmitte liegen innerhalb der statistischen Schwankungsbreite. Die Länge der offenen Detektorfläche beträgt knapp 10 mm; bei der Positionierung der Strahlmitte in der Mitte der offenen Fläche wird diese also homogen ausgeleuchtet.

Die Halbwertsbreite der Aufstreuung in der Detektoreben von ungefähr 15 mm entspricht einem Streuwinkel von 11.5 mrad.

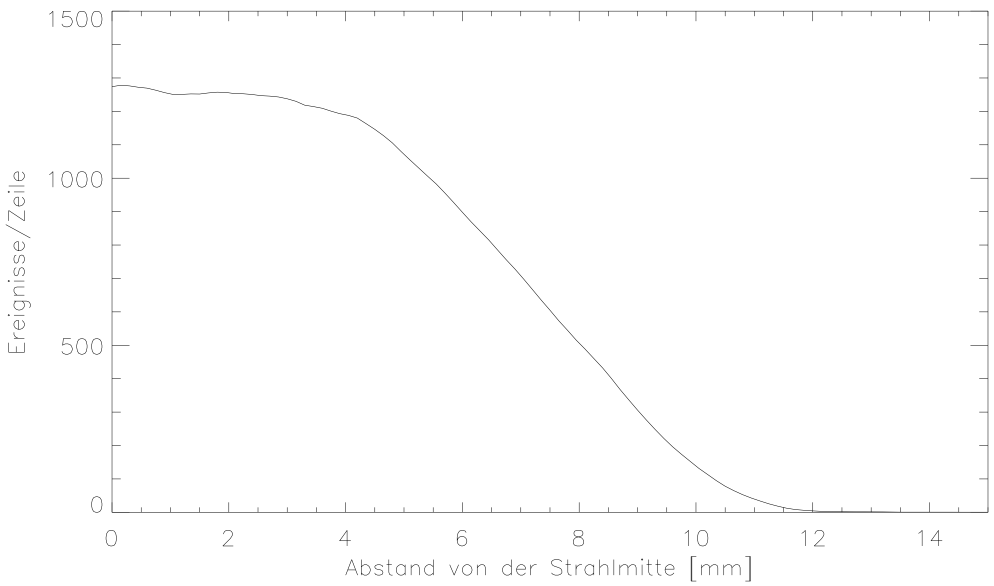


Abbildung 6.7: Das Strahlprofil in der Detektorebene, ausgehend von der Strahlmitte.

6.3.2 Protonen-Raten und -Dosis

Die Zahl der Protonen, mit denen der Detektor bestrahlt wurde, lässt sich aus den Messungen während der Bestrahlung bestimmen. In den Dateien sind in Abständen von 20 Frames die Zählerstände der EPEA-Zähler protokolliert. Um diese in die tatsächliche Protonenrate umrechnen zu können, müssen die Umrechnungsfaktoren von Events pro Frame in Protonen pro Sekunde und cm^2 bekannt sein.

Zur Bestimmung der Umrechnungsfaktoren wurden zunächst die Messungen bei kleinstmöglicher Protonenrate betrachtet, die in verschiedenen Modi durchgeführt wurden. Die Rate ist so gering, dass es in allen Modi nur in Einzelfällen zur Überlagerung von Pattern unterschiedlicher Protonen (sogenanntem Pattern-Pile-Up) kommt. Aus den Patternverteilungen kann dann eine mittlere Anzahl von Pixel bestimmt werden, die pro eintreffendem Proton aufleuchten. Eine Überlagerung von Pattern wurde berücksichtigt, in dem von allen Pattern mit einer Pixelzahl oberhalb einer gewissen Grenze angenommen wurde, dass sie von zwei Protonen stammen. Die Grenze lässt sich durch Betrachtung der Energieverteilung der Pattern auf den einzelnen Frames relativ genau festlegen; aus der Unsicherheit wurde der Fehler abgeschätzt.

Die so berechnete mittlere Zahl der beleuchteten Pixel pro eintreffendem Proton ist in Tabelle 6.1 zu sehen, sie ist erwartungsgemäß von der Filterdicke und damit von der Protonenenergie abhängig und variiert außerdem zwischen den einzelnen Modi.

Tabelle 6.1: Umrechnungrechnungsfaktoren für die Protonenraten. Die Rate in $\frac{\text{Protonen}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}$ ergibt sich durch Multiplikation der Rate in $\frac{\text{Events}}{\text{20 Frames}}$ mit dem jeweiligen Umrechnungsfaktor.

Filterdicke	12 μm		13 μm	
Modus	Timing	Burst	Timing	Burst
Pixel/Proton	1.3 ± 5 %	1.8 ± 3 %	1.4 ± 5 %	2.55 ± 5 %
eff. Zeit/20 Frames	116 ms	1.95 ms	116 ms	1.95 ms
Umrechnungsfaktoren	16.9	730	15.7	515

In den oben genannten Umrechnungsfaktor geht außerdem die Fläche des Detektors ein, die von Protonen getroffen wird, sowie die effektive Zeit pro 20 Frames, welche für die einzelnen Modi ebenfalls in Tabelle 6.1 aufgeführt ist. Diese effektive Zeit ist beim Timing Mode nahezu gleich der tatsächlichen Zeit pro 20 Frames, beim Burst Mode ist darin zusätzlich die große Totzeit und die Tatsache, dass nur 136 Zeilen ausgelesen wurden, berücksichtigt.

Mit den Umrechnungsfaktoren am Ende von Tabelle 6.1 können die EPEA-Zähler dann direkt in Protonen pro Sekunde und cm^2 umgerechnet werden, wenn keine Pile-up-Effekte auftreten. Wegen der kurzen tatsächlichen Frame-Time war dies beim Burst-Mode immer der Fall, die höheren Raten beim Timing-Mode mussten hingegen mit einem zu bestimmenden Pile-up-Faktor korrigiert werden. Die Bestimmung der Pile-up-Faktoren ist im Prinzip durch Vergleich der berechneten Raten aus Timing- und Burst-Mode bei gleicher Protonenrate möglich. Das Problem dabei waren die starken Schwankungen in der Strahlintensität, welche die Bestimmung der Pile-up-Faktoren nur mit einer Genauigkeit von $\pm 5..15\%$ zuließen, abhängig von der Stärke der Schwankungen.

Bei der Bestimmung der Zählerstände zeigte sich, dass der Computer (PEP-Station), der die Verbindung zwischen der Auswerte-Elektronik und dem PC zur Datenaufnahme herstellt, bei hohen Datenraten insbesondere die Zählerstände nicht immer korrekt überträgt. Die falschen Zählerinformationen lassen sich aber eindeutig identifizieren, so dass durch Interpolation der korrekt übertragenen Informationen die Zählraten bestimmt werden können. In Abbildung 6.8 ist der Verlauf der Protonenrate bei einer Messung im Timing-Mode mit einer Dauer von 2050 s dargestellt, in dem die Lücken bei ungültigen Zählerwerten und die Schwankungen in der Strahlintensität gut zu erkennen sind.

Die unter Berücksichtigung der oben genannten Effekte berechneten Protonenraten und -dosen sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt.

Mit den Werten für die Protonendosis lässt sich aus den einzelnen Spektren ein mittleres Gesamtspektrum berechnen, das in Abbildung 6.9 zu sehen ist. Zur Berechnung dieses Spektrums wurde über mehrere Einzelspektren gemittelt und das so entstehende Spektrum entsprechend skaliert und geglättet.

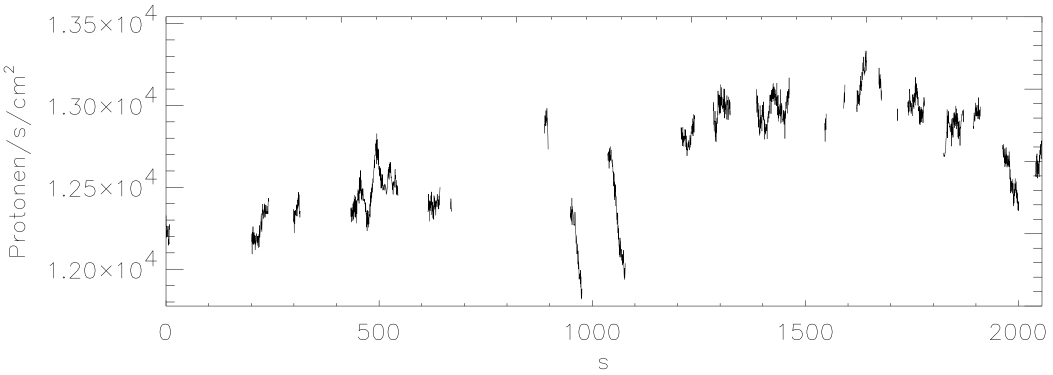


Abbildung 6.8: Verlauf der Protonenrate während einer Bestrahlung mit 170 keV Protonen.

Tabelle 6.2: Protonen-Raten und -Dosis.

mittlere Energie	70 keV	170 keV	Summe
minimale Rate $[\frac{\text{Protonen}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}]$	25	10	
maximale Rate $[\frac{\text{Protonen}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}]$	17000	13500	
Dosis $[\frac{\text{Protonen}}{\text{cm}^2}]$	$7.8 \cdot 10^8 \pm 1.1 \cdot 10^8$	$6.3 \cdot 10^8 \pm 1.0 \cdot 10^8$	$\mathbf{1.4 \cdot 10^9 \pm 2.1 \cdot 10^8}$

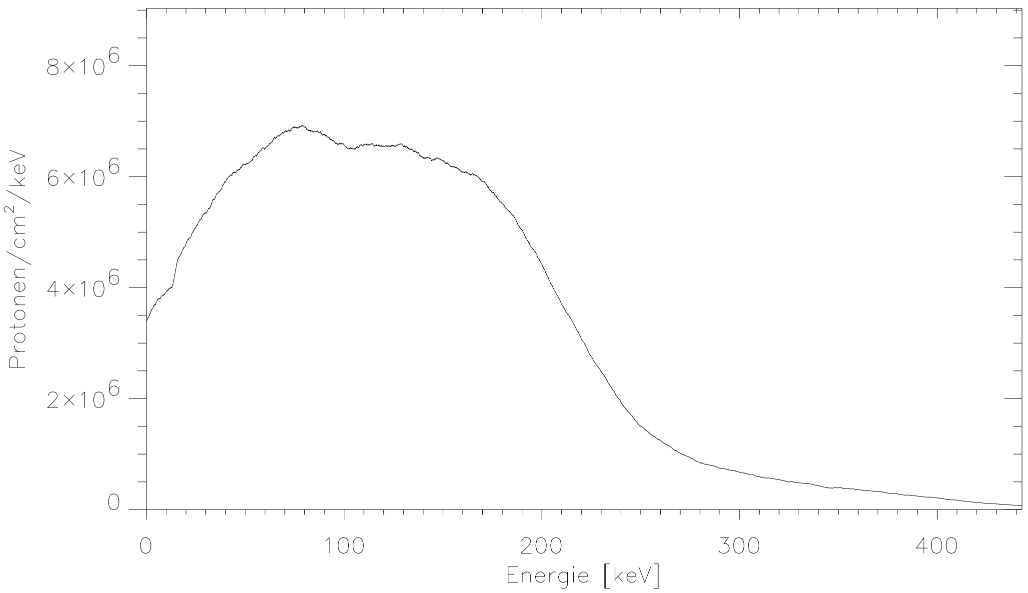


Abbildung 6.9: Spektrale Verteilung der gesamten Protonendosis.

6.3.3 Auswertung der Eichmessungen

Aus den zahlreichen Eichmessungen mit der ^{55}Fe-Quelle wurden zwei Messungen mit einer Messzeit von jeweils über einer Stunde ausgewählt, die genauer ausgewertet wurden. Die erste dieser Messungen fand nach der endgültigen Einstellung der Betriebsspannungen statt; die Protonendosis zu diesem Zeitpunkt betrug ungefähr 10^6 Protonen/cm^2. Die zweite Messung erfolgte nach dem Erreichen der Enddosis. Beide Messungen wurden bei einer Temperatur von T = -96.7 ^{o}C durchgeführt, die Betriebsspannungen blieben im Zeitraum zwischen den Messungen unverändert.

Offset und Rauschen

Um Veränderungen bei Offset und Rauschen (= Noise) festzustellen, wurden die jeweils vor den Eichmessungen durchgeführten Offset- und Noise-Messungen ausgewertet. Dazu wurden die Daten pixelweise voneinander abgezogen und die Verteilung der Differenzen im bestrahlten Bereich (Zeilen 141..199, Spalten 0..25) und im unbestrahlten Bereich (Zeilen 141..199, Spalten 30..49 und 51..56) miteinander verglichen.

Bei den Offsetdifferenzen ergeben sich in diesen Bereichen die in Abbildung 6.10 gezeigten Verteilungen.

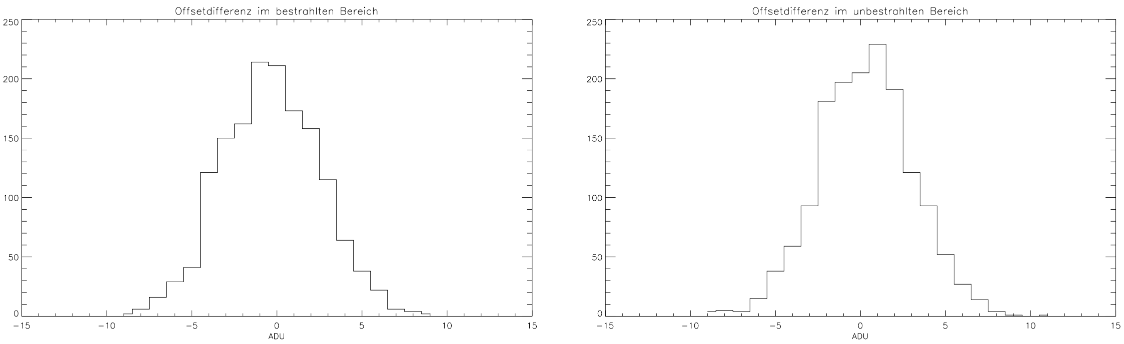


Abbildung 6.10: Verteilung der Offsetdifferenzen im bestrahlten und unbestrahlten Bereich.

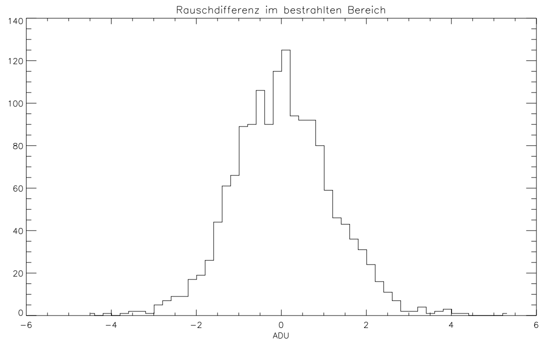
Tabelle 6.3: Mittelwerte μ und Standardabweichungen σ der Offsetdifferenzen in verschiedenen Bereichen auf dem CCD.

	Zeilen 199..141		Zeilen 129..71		Zeilen 69..11	
Spalten	μ [ADU]	σ [ADU]	μ [ADU]	σ [ADU]	μ [ADU]	σ [ADU]
0..12	**0.28**	**2.85**	0.36	2.82	0.41	3.10
13..25	**-0.96**	**2.77**	-0.78	2.91	-0.56	3.01
30..42	0.35	2.77	(2.8)	(62.3)	0.28	2.97
43..56	0.25	2.80	-0.26	2.72	-0.22	3.06

Die Mittelwerte und Standardabweichungen der Verteilungen in verschiedenen kleineren Bereichen des CCDs sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt. Die Werte aus dem bestrahlten Bereich sind fett gedruckt, die eingeklammerten hohen Werte kommen durch zwei stark rauschende Pixel, die sich in diesem Bereich befinden. Werte in der ebenfalls stark rauschenden Spalte 50 wurden nicht berücksichtigt.

Der statistische Fehler der Mittelwerte lässt sich aus den Fehlern der einzelnen Offsetwerte abschätzen. Der Fehler der Offsetwerte entspricht ungefähr dem mittleren Rauschen und beträgt $\sim$5 ADU. Damit ergibt sich der statistische Fehler der Mittelwerte der Offsetdifferenzen in den angegebenen Bereichen zu $\pm$0.26 ADU.

Die Breiten der Verteilungen unterscheiden sich kaum, allerdings gibt es zwischen den Mittelwerten Unterschiede, die deutlich über die statistischen Fehler hinausgehen. Es zeigt sich aber, dass diese Unterschiede nicht nur zwischen dem bestrahlten und dem unbestrahlten Bereich auftreten, sondern auch innerhalb des bestrahlten Bereiches sowie zwischen den unbestrahlten Bereichen. Damit kann es sich bei den Unterschieden nicht um einen Effekt durch die Bestrahlung handeln. Eine mögliche Erklärung für die Unterschiede sind leichte Schwankungen der Betriebsparameter wie der Temperatur oder den Versorgungsströmen. Eine eindeutige Veränderung im bestrahlten Bereich wie zum Beispiel eine Erhöhung des Dunkelstroms um deutlich mehr als 1 ADU ist aber auf jeden Fall nicht zu sehen.



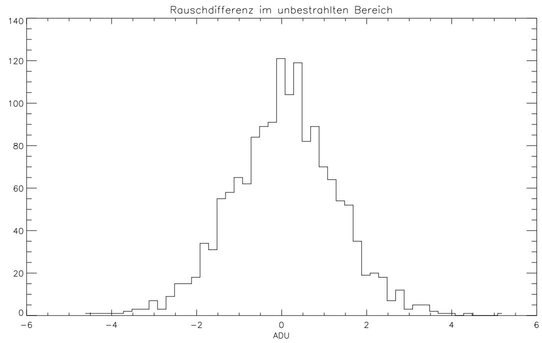


Abbildung 6.11: Verteilung der Noisedifferenzen im bestrahlten und unbestrahlten Bereich.

Die Verteilungen der Noise-Differenzen sind in Abbildung 6.11 zu sehen. Der Mittelwert der Noise-Differenzen im bestrahlten Bereich beträgt 0.14 $\pm$ 0.03 ADU mit einer Standardabweichung $\sigma = 1.17$ ADU; im unbestrahlten Bereich beträgt er 0.15 $\pm$ 0.03 ADU mit $\sigma = 1.22$ ADU.

Ein Unterschied zwischen den zwei Bereichen und damit eine Veränderung des Rauschens durch die Bestrahlung ist nicht festzustellen. Die leichte Erhöhung des Rauschens in beiden Bereichen ist wahrscheinlich auf äußere Störeinflüsse auf die empfindliche Elektronik zurückzuführen. Bei Betrachtung der Rauschbilder des CCDs zeigt sich auch keine Zunahme von besonders stark rauschenden Pixel.

Verstärkung (Gain)

Zur Bestimmung der Verstärkung und der CTE wurde nur der Bereich von Zeile 141 bis 199 betrachtet, da der Bereich bis Zeile 141 durch die feste Blende abgedeckt und nicht von der Eichquelle beleuchtet wurde.

Um die Verstärkung zu berechnen, wurden jeweils alle Ereignisse einer Spalte zusammengefasst. In jeder Spalte wurde dann an den Mn-K_α-Peak ein Gauss-Peak angepasst, wobei nur Ereignisse in einem festgelegten Energiebereich um den Peak berücksichtigt wurden. Die Verstärkung in Abhängigkeit von der Spalte ergibt sich, indem über alle Peakpositionen gemittelt wird und die Peakpositionen der einzelnen Spalten durch den Mittelwert dividiert werden.

In den so gewonnenen Werten ist zunächst auch noch die CTE enthalten. Deshalb wurde die

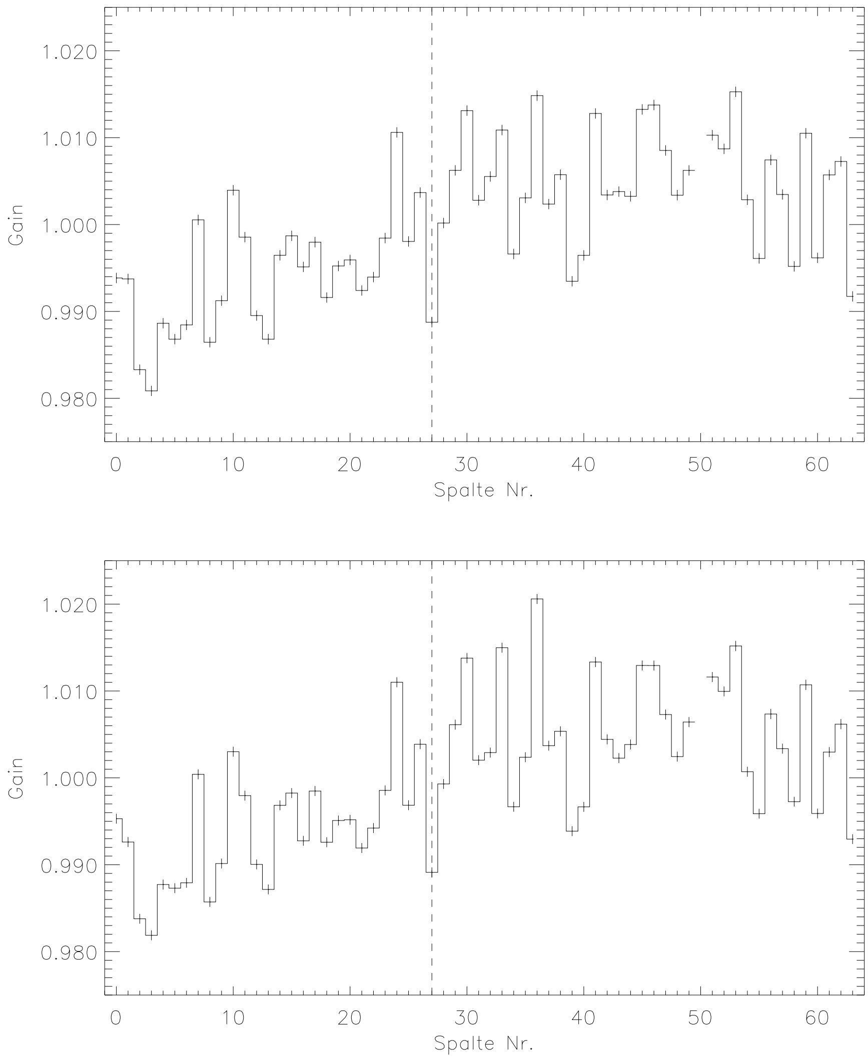


Abbildung 6.12: Gain-Verlauf vor der Bestrahlung (oben) und nach der Bestrahlung (unten). Die Linie bei Spalte 27 trennt jeweils den bestrahlten Bereich (links) und den unbestrahlten Bereich (rechts).

Berechnung der Verstärkung nach der CTE-Berechnung (siehe unten) mit CTE-korrigierten Daten wiederholt, um die reine Verstärkung zu bestimmen. Die Gain-Kurven vor und nach der Protonenbestrahlung sind in Abbildung 6.12 zu sehen, wobei die angegebenen Fehler aus der Verschiebung des Peaks bei unterschiedlichen Energiebereichen für den Fit abgeschätzt wurden.

Um eine eventuelle Änderung der Verstärkung durch die Bestrahlung festzustellen, wurden die Gain-Kurven nach und vor Bestrahlung voneinander abgezogen. Die daraus resultierende Differenz-Kurve, die in Abbildung 6.13 zu sehen ist, zeigt keine signifikanten Veränderungen im bestrahlten Bereich. Die stärkere Abweichung in den Spalten 33 und 36 wird durch stark rauschende Pixel im vorderen, unbeleuchteten Bereich verursacht. Wird die durch ein Photon erzeugte Ladung über ein solches Pixel geschoben, so werden zusätzliche Elektronen zu der Ladung hinzugefügt, was zu einer scheinbar höheren Energie und damit Verstärkung führt. Da die durch stark rauschende Pixel gene-

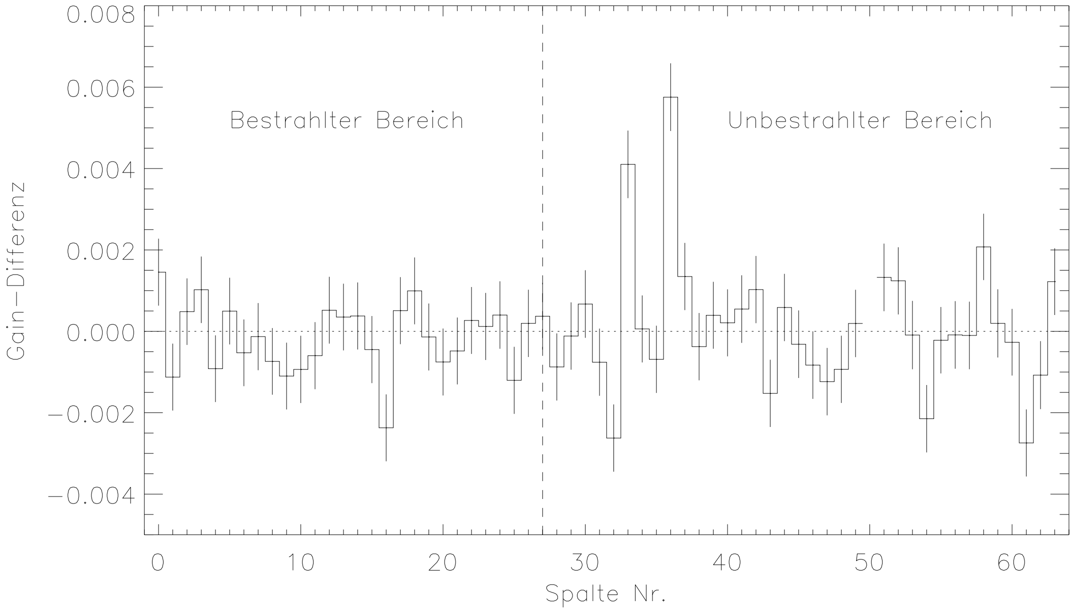


Abbildung 6.13: Differenz der Gain-Kurven nach und vor der Bestrahlung.

rierte Ladungsmenge stark variabel ist, kommt es zu den Unterschieden in den zwei Gain-Messungen.

Die Bestrahlung hat also keinen Einfluss auf die Verstärkung, wie auch zu erwarten war, da die gesamte verstärkende Elektronik vor den Protonen abgeschirmt war.

CTE

Aus den gain-korrigierten Daten kann die CTE berechnet werden. Dazu wurden in jeder Spalte die Ereignisse aus jeweils fünf Zeilen zusammengefasst und an den Mn-K$_\alpha$-Peak wie oben beschrieben eine Gaussverteilung angepasst. Durch die so berechneten 11 Peakpositionen wurde dann eine Gerade gelegt, aus deren Steigung sich die CTE ergibt, vgl. Abbildung 6.14.

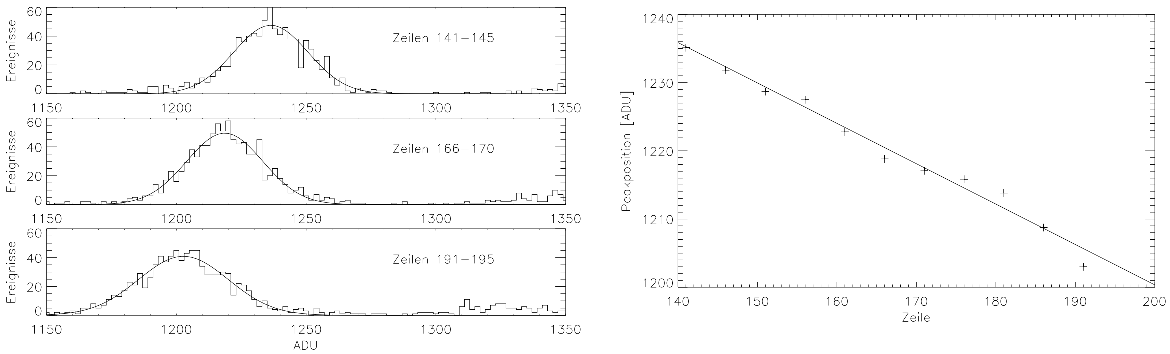
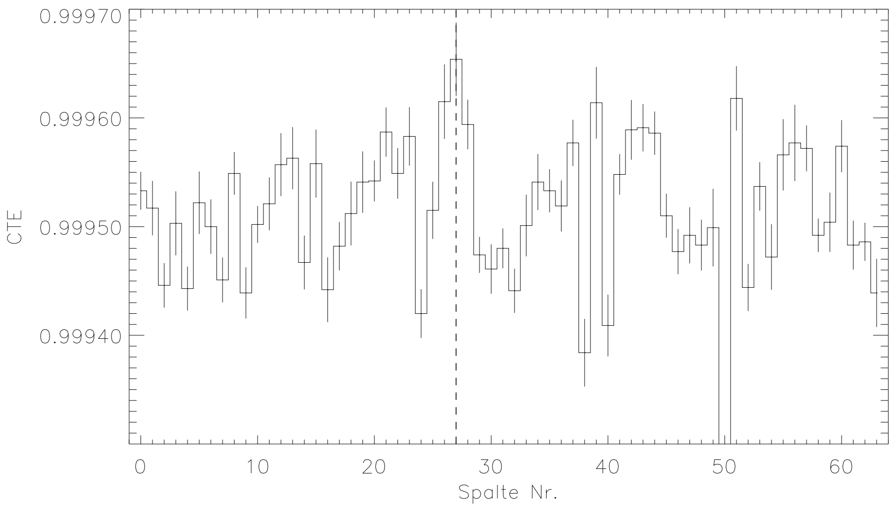


Abbildung 6.14: Berechnung der CTE in einer Spalte. Links: Abhängigkeit der Position des Mn-K$_\alpha$-Peaks von der Zeilennummer. Rechts: Fit einer Gerade durch die 11 Peakpositionen, aus der Steigung der Geraden ergibt sich die CTE.

Die CTE in Abhängigkeit von der Spalte ist in Abbildung 6.15 zu sehen, der angegebene Fehler ist der des linearen Fits, der hier deutlich größer als der Fehler durch die Peakverschiebung ist.

Die Differenz-Kurve, in der die CTE-Kurven vor und nach Bestrahlung voneinander abgezogen sind, ist in Abbildung 6.16 zu sehen. Es zeigt sich keine signifikante Abweichung der CTE im bestrahlten Bereich vom Mittelwert. Allerdings liegt der Mittelwert bei $-3.4 \cdot 10^{-5}$, die CTE auf dem gesamten Detektor hat sich also geringfügig verschlechtert. Diese Veränderung ist wahrscheinlich auf einen geringen Unterschied in der Temperatur zurückzuführen, liegt aber auf jeden Fall nicht an der Bestrahlung, da das gesamte CCD betroffen ist.

Im Anhang B sind die Peakpositionen und die CTE für jede Spalte über das gesamte CCD zu sehen. Auch hier zeigt sich im bestrahlten Bereich keine Abweichung.



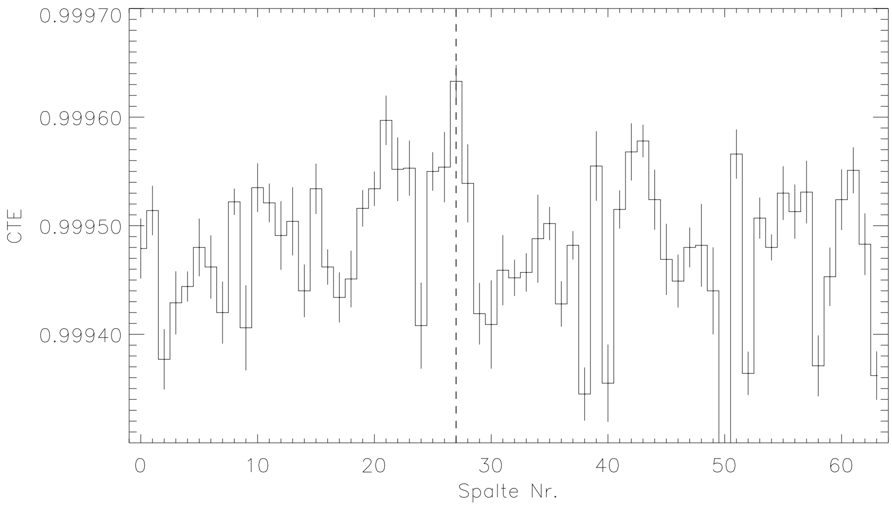


Abbildung 6.15: CTE-Verlauf vor der Bestrahlung (oben) und nach der Bestrahlung (unten). Die Linie bei Spalte 27 trennt jeweils den bestrahlten Bereich (links) und den unbestrahlten Bereich (rechts).

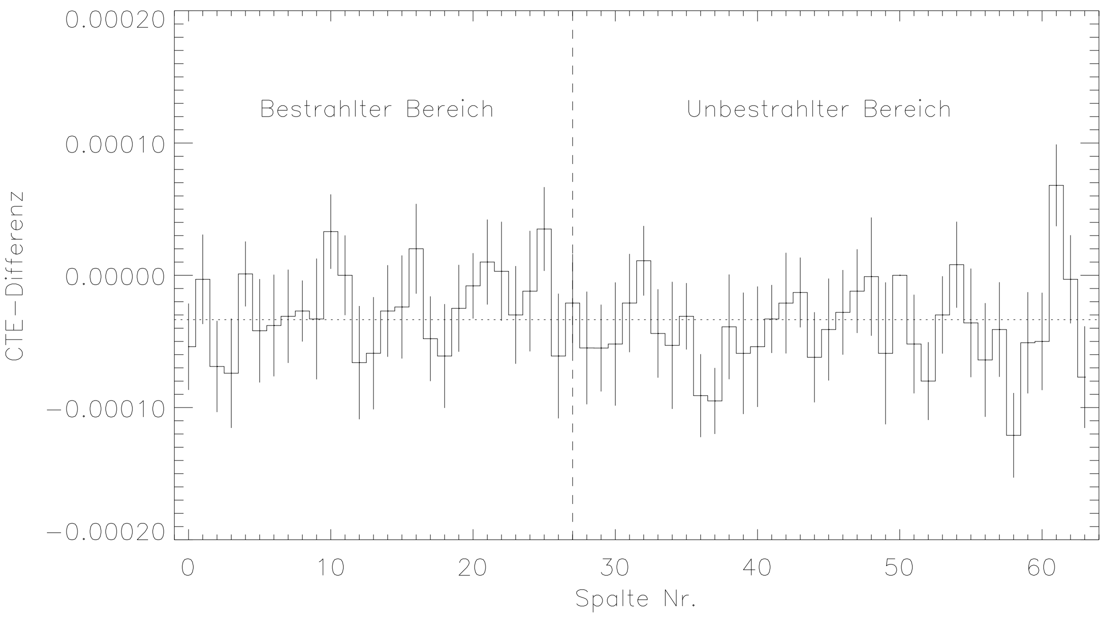


Abbildung 6.16: Differenz der CTE-Kurven nach und vor der Bestrahlung.

Mn-Eichspektren

Die Eichspektren wurden zunächst mit den oben gezeigten Gain- und CTE-Kurven korrigiert. Auch hier wurden wieder nur Ereignisse aus den Zeilen 141 bis 199 verwendet. Da über den Bereich bis Zeile 141 keine Aussagen gemacht werden können, wurde die CTE-Korrektur ausgehend von Zeile 141 durchgeführt. Hierbei bleiben Ladungsverluste unberücksichtigt, die beim Schieben zwischen Zeile 141 und Zeile 0 entstehen, so dass die berechnete Peakposition nicht mit der absoluten Peakposition übereinstimmt, sondern zu kleineren Energien hin verschoben ist. Um eventuelle Veränderungen durch die Bestrahlung festzustellen, ist es jedoch ausreichend, die relativen Peakpositionen zu vergleichen.

Die korrigierten Mn-Spektren vor und nach Bestrahlung sind in Abbildungen 6.17 und 6.18 zu sehen, die zugehörigen Peakpositionen und -breiten sind in Tabelle 6.4 zusammengestellt. Die darin angegebenen Fehler wurden aus den Schwankungen abgeschätzt, die sich bei Veränderung des Energiebereichs für den Fit ergeben.

Der Vergleich zwischen offenem und abgedecktem Bereich zeigt, dass die Werte innerhalb der einzelnen Messungen jeweils gut übereinstimmen. Ebenso bleibt die Veränderung der Peakbreiten zwischen den Messungen innerhalb der Fehlergrenzen. Auffällig ist dagegen die starke Verschiebung der Peakposition zwischen den beiden Messungen, die allerdings in beiden Bereichen auftritt, was gegen einen Bestrahlungseffekt spricht.

Um eine eventuelle Veränderung der CTE auszuschließen, wurde das Spektrum nach Bestrahlung mit der ursprünglichen CTE aus der ersten Eichmessung korrigiert. Zwischen bestrahltem und unbestrahltem Bereich zeigt sich auch hier kein Unterschied über die Fehlergrenzen hinaus. Im Vergleich zum Spektrum, das mit der zugehörigen CTE korrigiert wurde, zeigt sich ebenfalls kein Unterschied zwischen den Bereichen; die leichte Peak-Verschiebung in beiden Bereichen lässt sich auf die oben beschriebene schwache CTE-Veränderung zurückführen.

Tabelle 6.4: Position des Mn-K_α-Peaks vor und nach Bestrahlung.

		Offener Bereich	Abgedeckter Bereich
vor Bestrahlung	Peaklage	1189.4 ± 0.5 ADU	1189.3 ± 0.5 ADU
	FWMH	168.8 ± 3.0 eV	169.5 ± 3.0 eV
nach Bestrahlung	Peaklage	1237.3 ± 0.5 ADU	1237.3 ± 0.5 ADU
	FWMH	167.4 ± 3.0 eV	166.0 ± 3.0 eV
nach Bestrahlung, ursprüngl. CTE	Peaklage	1236.4 ± 0.5 ADU	1235.9 ± 0.5 ADU
	FWMH	168.1 ± 3.0 eV	167.0 ± 3.0 eV

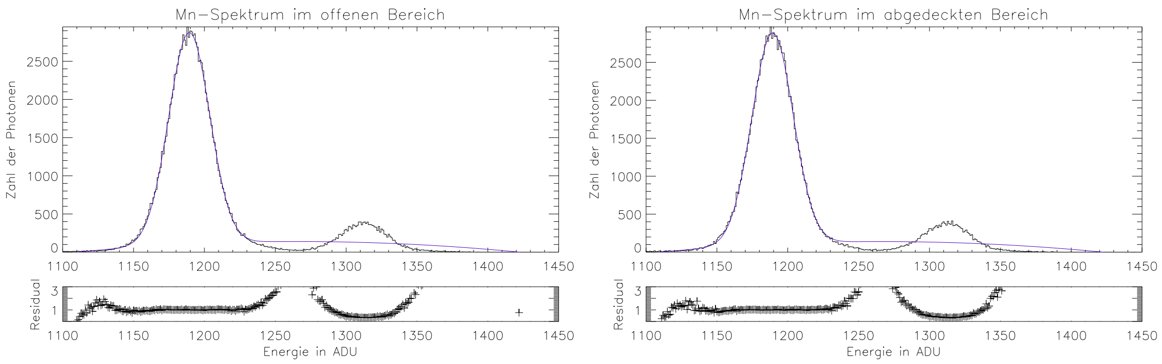


Abbildung 6.17: Das Energie-Spektrum vor Bestrahlung im offenen und abgedeckten Bereich.

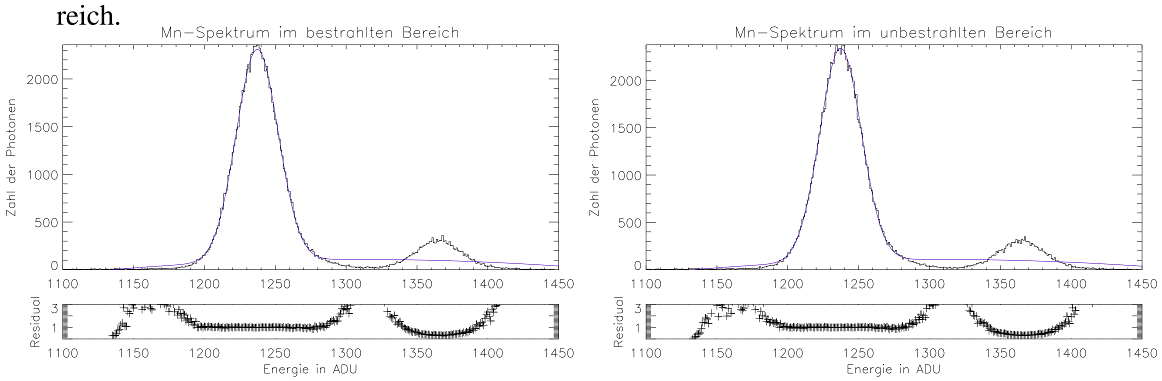


Abbildung 6.18: Das Energie-Spektrum nach Bestrahlung im bestrahlten und unbestrahlten Bereich.

Zur genaueren Untersuchung der Peak-Verschiebung zwischen den Messungen vor und nach Bestrahlung wurde zusätzlich die absolute Peakposition bestimmt. Dazu wurde die CTE aus den Zeilen 141 bis 199 bis Zeile 0 extrapoliert und auf die Daten angewendet. Diese extrapolierte CTE stimmt im Mittel gut mit der wirklichen CTE überein, wie an den Daten eines vollständig beleuchteten CCDs überprüft wurde. Allerdings schwanken die extrapolierten CTE-Werte in den einzelnen Spalten stärker um den Mittelwert. Bei der Betrachtung des Spektrums in einem Bereich mitteln sich die Schwankungen heraus, und es ergibt sich die korrekte Peak-Position. Die so berechneten absoluten Peakpositionen zeigen im offenen und abgedeckten Bereich ebenfalls keinen Unterschied, der Peak liegt in beiden Bereichen bei 1273 ADU vor Bestrahlung und 1331 ADU nach Bestrahlung.

Die Auswertung von weiteren Eichmessungen zeigt, dass eine Peak-Position unterhalb von 1300 ADU nur bei einigen Eichmessungen auftritt, die in den ersten Abschnitten der Bestrahlung durchgeführt wurden. Bei Testmessungen, die vor Beginn der Bestrahlung und in allen Messungen, die nach der Bestrahlung durchgeführt wurden, liegt der Peak im Bereich oberhalb 1330 ADU.

Der Unterschied von 58 ADU ist zu groß, als dass er durch die oben dargestellte leichte Variation der CTE erklärt werden konnte. Die wahrscheinlichste Erklärung für den Effekt ist eine Veränderung im experimentellen Aufbau, der das Signal vom CCD an die Auswerteelektronik überträgt. Wenn sich hier durch einen schlechten Kontakt die Lastwiderstände geringfügig ändern, ändern sich auch die Spannungen die am Übertragungskabel abfallen und damit die Signalhöhen.

Patternverteilung

Wenn durch die Bestrahlung Störstellen im Halbleitermaterial entstehen, besteht die Möglichkeit, dass die gebildeten Ladungswolken stärker auffächern und so die Zahl der Split-Events zunimmt. Deshalb wurden die Anteile von Single-Events und Double-Events im bestrahlten und unbestrahlten Bereich miteinander verglichen.

Um Split Events sicher als solche identifizieren zu können, müssen auch niederenergetische Splitpartner berücksichtgt werden. Andererseits muss eine untere Energieschwelle gesetzt werden, unterhalb derer Ereignisse verworfen werden, da sonst die Elektronik durch die große Zahl der niederenergetischen Rauschereignisse überlastet wird.

Bei der Eichmessung nach Bestrahlung lag die Energieschwelle bei 25 ADU, so dass sehr niederenergetische Splitpartner nicht nachgewiesen werden konnten. Für die nachgewiesenen Ereignisse sind die Anteile an Single Events und Zweiersplits im bestrahlten und unbestrahlten Bereich in Tabelle 6.5 zu sehen. Es zeigt sich kein Unterschied zwischen bestrahltem und unbestrahltem Bereich.

Tabelle 6.5: Patternverteilung im bestrahlten und unbestrahlten Bereich in der Eichmessung nach Bestrahlung.

	Bestrahlter Bereich	Unbestrahlter Bereich
Anteil der Single Events	72.5 $\pm$ 0.3 %	72.4 $\pm$ 0.3 %
Anteil der Zweiersplits	25.3 $\pm$ 0.2 %	25.2 $\pm$ 0.2 %

Partial Events

Abschließend wurde untersucht, ob durch die Bestrahlung Veränderungen am Eintrittsfenster des CCDs verursacht wurden. Diese könnten zu einer verstärkten Absorption am Eintrittsfenster und damit zu einer Zunahme von Partial Events führen.

Partial Events sind vor allem bei niederenergetischen Photonen sichtbar. Deshalb wurde nach Beendigung der Bestrahlung die Röntgenquelle aus der Testanlage in der Sternwarte an die Vakuumkammer mit dem CCD angeflanscht und das CCD mit Cr-L- (0.57 keV) und Cu-L- (0.93 keV) Strahlung beleuchtet.

Das Cr-L-Spektrum ist in Abbildung 6.19 zu sehen. Der Cr-L-Peak befindet sich knapp oberhalb von 100 ADU, der größere Peak oberhalb von 300 ADU stammt von der Al-K-Linie (Energie 1.49 keV), die bei der Bestrahlung als Fluoreszenslinie auftrat. Bei beiden Peaks ist links des eigent-

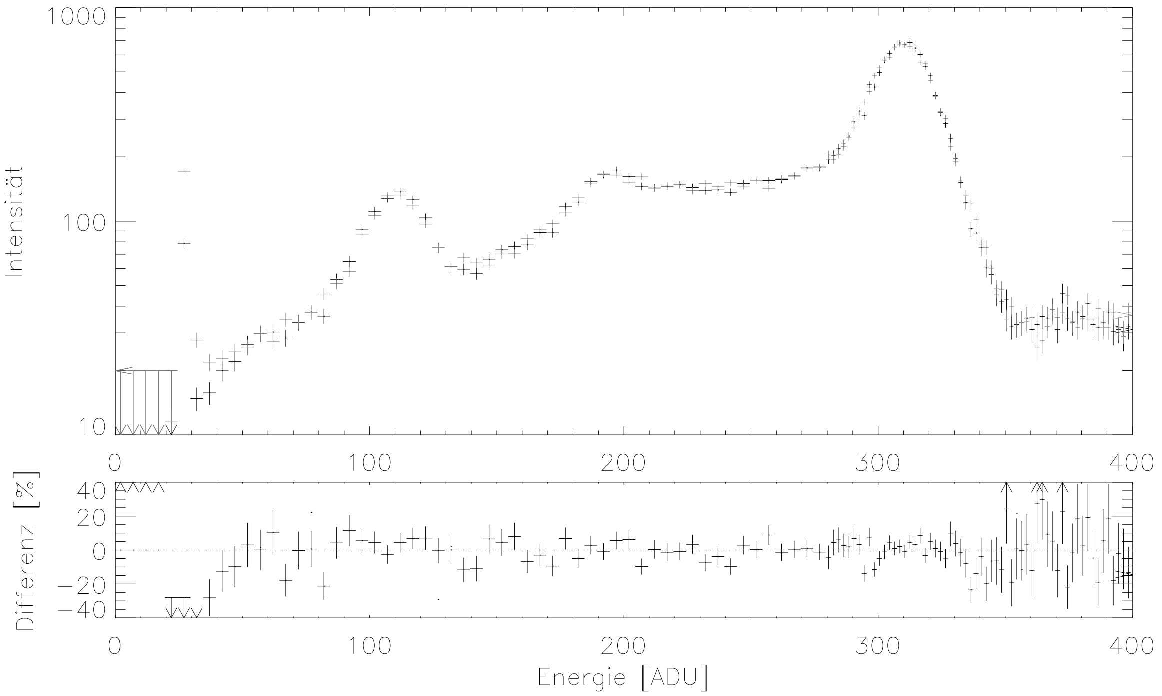


Abbildung 6.19: Spektren mit Cr-L- und Al-K-Peaks im bestrahlten (schwarz) und unbestrahlten (grau) Bereich.

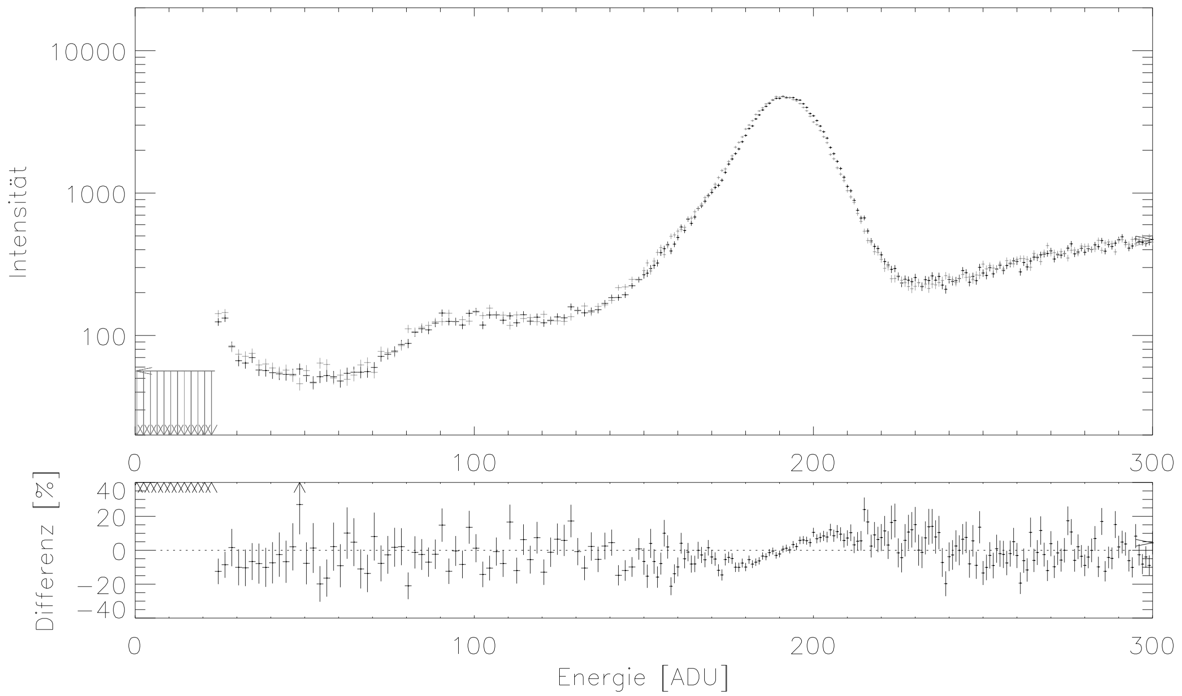


Abbildung 6.20: Spektren mit Cu-L-Peak im bestrahlten (schwarz) und unbestrahlten (grau) Bereich.

lichen Peaks eine deutliche Schulter zu erkennen, die von den Partial Events stammt. Noch besser ist die Schulter in Abbildung 6.20 bei der Cu-L-Linie zu sehen. Dort ist auch der flache Bereich vor der Schulter zu erkennen, der vor allem von Photonen stammt, die in der Totschicht am Eintrittsfenster absorbiert werden und von denen nur wenige Elektronen nachgewiesen werden können.

Um Veränderungen durch die Bestrahlung erkennen, ist in den Abbildungen 6.19 und 6.20 jeweils das Spektrum im bestrahlten Bereich schwarz und das Spektrum im unbestrahlten Bereich grau dargestellt. Damit die Spektren aus den zwei Bereichen verglichen werden können, sind die Cr-Spektren auf die Zahl der Ereignisse zwischen 40 und 400 ADU und die Cu-Spektren auf die Zahl der Ereignisse zwischen 100 und 240 ADU normiert. Zusätzlich befindet sich unter den Spektren jeweils das Differenzspektrum, in dem das Spektrum im unbestrahlten Bereich von dem im bestrahlten Bereich abgezogen ist.

Im Cr-L-Spektrum ist weder beim Cr-L-Peak noch beim Al-K-Peak ein Unterschied zwischen den Spektren in den zwei Bereichen zu erkennen. Allerdings ist bei beiden Peaks der flache Bereich vor und der Beginn der Partial-Event-Schulter nur schlecht zu erkennen. Im Cu-L-Spektrum liegt das Spektrum im bestrahlten Bereich etwas unter dem Spektrum im unbestrahlten Bereich, vor allem im flachen Bereich vor der Schulter. Allerdings handelt es sich dabei nicht um einen Effekt durch die Bestrahlung, wie Abbildung 6.21 zeigt. Dort sind die Spektren in zwei Bereichen innerhalb des unbestrahlten Bereichs miteinander verglichen. Es zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den zwei Spektren, insbesondere im flachen Bereich vor der Schulter. Die Variation des Anteils der Partial Events über den Detektor innerhalb des unbestrahlten Bereichs ist also deutlich stärker als der Unterschied zum bestrahlten Bereich.

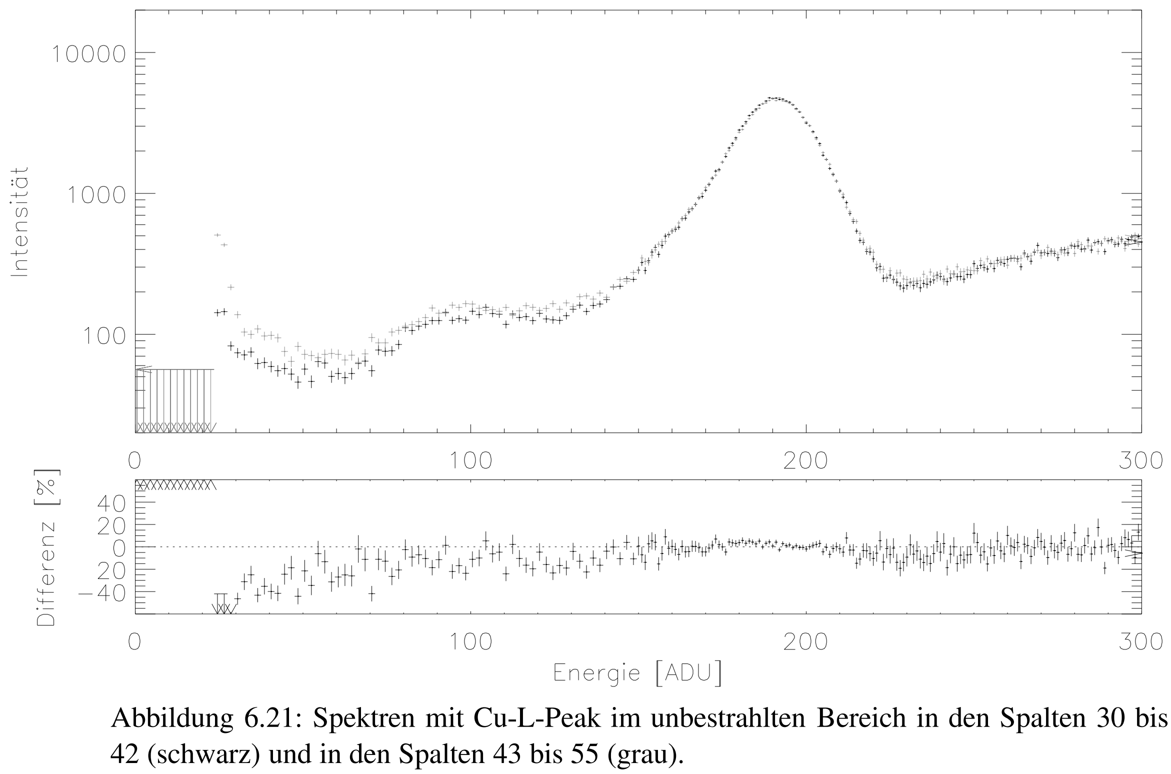


Abbildung 6.21: Spektren mit Cu-L-Peak im unbestrahlten Bereich in den Spalten 30 bis 42 (schwarz) und in den Spalten 43 bis 55 (grau).

Leider konnten aus Zeitgründen vor der Bestrahlung keine Messungen mit niedenergetischen Röntgenlinien durchgeführt werden, so dass kein direkter Vergleich der Spektren vor und nach Bestrahlung möglich ist. Durch die Bestrahlung hat sich der Anteil der Partial Events aber nicht über die Grenzen der bauartbedingten Schwankungen des CCDs erhöht.

6.4 Zusammenfassung und Beurteilung der Ergebnisse

Im Experiment wurde ein pn-CCD mit $1.4 \cdot 10^9$ Protonen/cm^2 bestrahlt, die eine breite Energieverteilung unterhalb von 300 keV hatten. Der Vergleich von Eichmessungen vor und nach Bestrahlung zeigt keine Veränderungen im bestrahlten Bereich. Insbesondere bei Dunkelstrom und CTE sind keine der Effekte sichtbar, die beim Chandra ACIS Detektor beobachtet wurden. Das pn-CCD besitzt also die erwartete Unempfindlichkeit gegenüber niederenergetischen Protonen, die nicht bis in die Region der Transferkanäle vordringen können. Die Protonendosis im Experiment liegt um den Faktor 1000 über der kritischen Dosis für die MOS-CCDs und wird für die XMM-Detektoren im Orbit voraussichtlich in 10 Jahren bei weitem nicht erreicht.

Das Experiment zeigt außerdem, dass das pn-CCD auch zum Nachweis von Protonen verwendet werden kann. Beim verwendeten CCD zeigen sich Protonen als ausgedehnte Spuren, die sich vor allem in Spaltenrichtung erstrecken und durch Überlaufen der Pixel entstehen. Durch Aufaddieren der Spuren können so auch Protonen nachgewiesen werden, deren Energie oberhalb der Verstärkerschwelle von ungefähr 300 keV liegt. Bei optimalen Betriebsparametern sollte die gebildete Ladungsmenge in einem Pixel gehalten werden können, so dass die Protonenspektren direkt sichtbar sind. Allerdings können durch die Ansammlung der gesamten Ladung in einem Pixel nur Protonen mit Energien unterhalb der Sättigungsschwelle des Verstärkers nachgewiesen werden.

Kapitel 7

Messung von Teilchenstrahlung auf XMM-Newton

Die Teilchenstrahlung im Orbit kann auf XMM-Newton auf verschiedene Arten nachgewiesen werden. Geladene Teilchen mit höheren Energien (> 50 keV für Elektronen und > 3 MeV für Protonen) können mit dem Radiation Monitor direkt gemessen werden. Niederenergetischere Teilchen sind nicht direkt nachweisbar, sie sind allerdings auf den CCD-Detektoren sichtbar, wenn sie bis zu diesen vordringen können. Ebenfalls in den CCD-Detektoren sichtbar ist die Röntgenfluoreszensstrahlung, die durch hochenergetische Teilchen erzeugt wird, sowie minimal ionisierende Teilchen.

7.1 Hintergrundstrahlung auf XMM-Newton

Außerhalb der Strahlungsgürtel und Zeiten solarer Flares wird der größte Teil der Hintergrundstrahlung durch minimal ionisierende Teilchen (MIPs - minimal ionizing particles) verursacht. Bei MIPs handelt es sich um sehr hochenergetische Teilchen (Energien im GeV-Bereich), die auf Grund ihrer hohen Geschwindigkeit beim Durchgang durch Materie nur wenig Energie (typischerweise 2 MeV pro g Materie) abgeben.

MIPs können den Detektor samt Abschirmungen durchfliegen und hinterlassen im allgemeinen ausgedehnte Spuren in den CCDs, wobei die im Detektor deponierte Energie im Bereich oberhalb von 50 keV liegt. Damit sind die MIPs gut von Röntgenereignissen zu trennen, die nur kurze Spuren hinterlassen und Energien unterhalb von 15 keV haben. Die Zahl der MIPs liegt bei 1 – 2 Teilchen pro cm^2 und s. In Abbildung 7.1 ist ein typisches Bild mit MIP-Spuren zu sehen, die innerhalb von 1 min auf den Detektor treffen.

In der Nähe der Strahlungsgürtel und bei solaren Flares sind zusätzlich hochionisierende geladene Teilchen mit Energien > 100 MeV auf den CCDs sichtbar, die die Abschirmung durchdringen können. Deren Rate liegt allerdings deutlich unter der Zahl der MIP-Ereignisse. Bei geöffnetem Filterrad können außerdem auch niederenergetische (< 300 keV) geladene Teilchen mit den CCDs nachgewiesen werden, vgl. Kapitel 7.2. Teilchen mit dieser Energie können die Abschirmungen nicht durchdringen, sondern gelangen durch die Spiegel auf die Detektoren, wie in Kapitel 4.3 erläutert wurde.

Die hochenergetische Teilchenstrahlung, insbesondere die MIPs, erzeugt zusätzlich einen Hintergrund aus Röntgenfluoreszensstrahlung auf den CCD-Detektoren. Die einfallenden MIPs können Atome in den Materialien in der Umgebung der Detektoren anregen, die dann charakteristische Röntgenstrahlung aussenden. Besonders intensiv ist dabei die Cu-K-Linie, die aus den Leiterbahnen auf

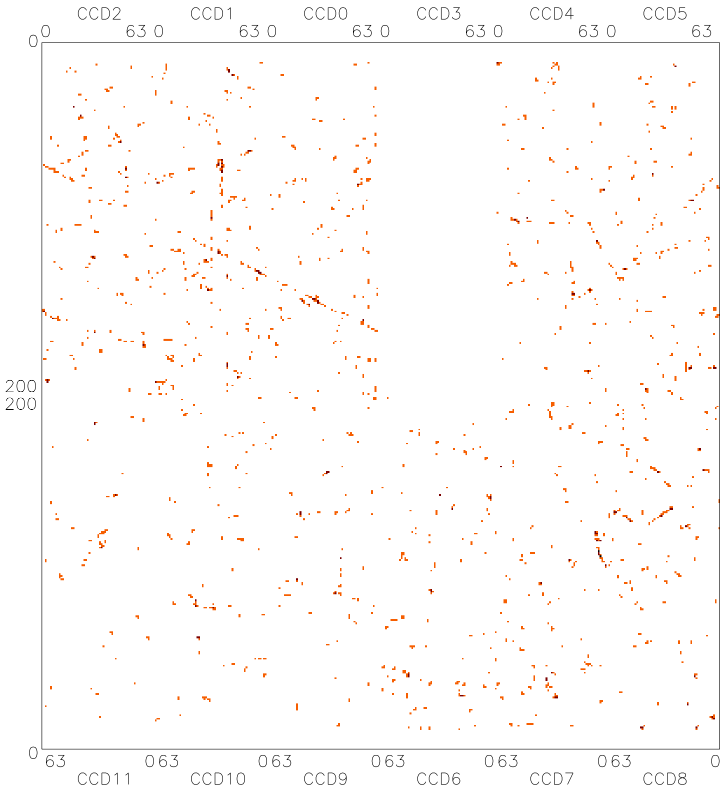


Abbildung 7.1: CCD-Bild mit MIP-Spuren. Ereignisse in CCD 3 sind nicht dargestellt, da sich dort eine helle Röntgenquelle befindet.

der CCD-Platine stammt. Die Linie ist im Single-Event-Spektrum in Abbildung 7.5 knapp unterhalb von 100 ADU gut zu erkennen. Genauere Informationen über die Quellen des Strahlungshintergrunds auf XMM-Newton findet sich bei Strüder et al. (2000).

Die Intensität des Strahlungshintergrunds ist stark abhängig von der Entfernung zu den Strahlungsgürteln. Da bei einer zu hohen Hintergrundrate keine vernünftigen Messungen möglich sind, sind Beobachtungen nur oberhalb einer bestimmten Höhe sinnvoll. Für XMM-Newton wurde zunächst eine Grenze von 40000 km über dem Erdboden festgelegt (vgl. Abbildung 2.2), unterhalb derer die Beobachtung beendet und die Filterräder in die geschlossene Position gefahren werden sollten. Im Orbit zeigte sich, dass auch oberhalb dieser Grenze der Hintergrund noch zu hoch ist. Deshalb gilt im Moment als untere Grenze für Beobachtungen eine Höhe von 60000 km. Da die Ausdehnung der Strahlungsgürtel stark von der Sonnenaktivität abhängt, die im Moment ihr Maximum hat, kann die Grenze im Laufe der Mission eventuell wieder gesenkt werden. Außerdem ändert sich die Bahn von XMM-Newton relativ zur Magnetosphäre beim Umlauf der Erde um die Sonne, so dass der Hintergrund auch eine jahreszeitliche Schwankung aufweist.

Um die Abhängigkeit des Hintergrunds von der Höhe über dem Erdboden zu untersuchen, wurde am Ende von Orbit 90 eine Messung unterhalb der Grenze von 60000 km durchgeführt. Dazu wurde der EPIC-pn-Detektor beim Erreichen der Höhe von 60000 km nicht abgeschaltet, sondern nur das Filterrad geschlossen.

In Abbildung 7.2 ist die Rate an Single-Events in Abhängigkeit von der Zeit und damit der Ent-

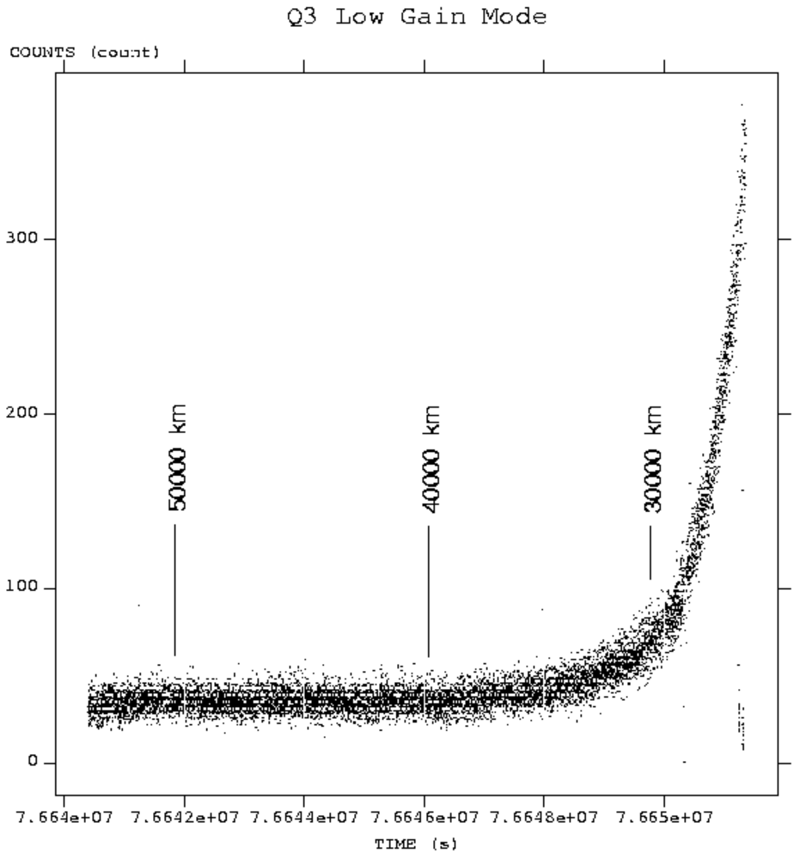


Abbildung 7.2: Anstieg der Rate der Single-Events bei Annäherung an die Strahlungsgürtel.

fernung des Satelliten von den Strahlungsgürteln dargestellt, wobei die Entfernung von links nach rechts abnimmt. Die Höhenangaben geben die Höhe über dem Erdboden an. Oberhalb von 40000 km ist die Rate sehr konstant. Darunter steigt die Rate zunächst langsam und ab $\sim$30000 km stark an. Die zugehörigen Spektren zeigen, dass dort vor allem die Intensität der Röntgenfluoreszenslinien, insbesondere der Cu-Linie, stark zunimmt. Das deutet darauf hin, dass unterhalb dieser Grenze der Fluss an hochenergetischen Teilchen abrupt ansteigt, da diese für die Fluoreszensstrahlung verantwortlich sind. Die detaillierte Auswertung der Messung steht noch aus, es scheint aber möglich zu sein, aus derartigen Messungen genauere Rückschlüsse über Zusammensetzung und Ausdehnung der Strahlungsgürtel zu erhalten.

7.2 Nachweis von niederenergetischen Protonen mit dem pn-CCD

Nach den Erfahrungen bei Chandra wurde erwartet, dass auch bei XMM-Newton niederenergetische Teilchen durch die Spiegel auf die Detektoren gebündelt werden. Beim pn-CCD ist es möglich, durch Betrieb des Detektors bei niedriger Verstärkung Teilchen mit Energien bis ungefähr 300 keV direkt nachzuweisen. Das Fassungsvermögen der Potentialtöpfe der einzelnen Pixel bei den CCDs auf XMM-Newton liegt bei 10^6 Elektronen, so dass die Ladung von Teilchen mit Energien bis über 3 MeV in einem Pixel gehalten werden, ohne dass die Pixel überlaufen. Allerdings geht der Verstärker bei Energien über 300 keV in die Sättigung. Die Teilchenart kann mit dem Detektor nicht bestimmt werden, da nur die Energie der Teilchen nachgewiesen wird. Da jedoch Elektronen durch die magnetische Blende aus dem Strahlengang herausgestreut werden, sollte es sich bei den niederenergetischen Teilchen größtenteils um Protonen handeln.

Um den Fluss an niederenergetischen Teilchen auf dem pn-Detektor zu untersuchen, wurde im letzten Teil von Orbit 40 eine Messung im Full-Frame-Mode bei niedriger Verstärkung in allen Quadranten durchgeführt. Die Ausrichtung des Satelliten wurde im Vergleich zur vorangehenden Messung nicht verändert, so dass sich in CCD 0 weiterhin die Quelle EXO 0748 -67 befand. Im Filterrad wurde der dicke Filter ausgewählt, der sämtliches optisches Licht und Röntgenphotonen unterhalb von ungefähr 1 keV absorbiert. Protonen verlieren im dicken Filter ungefähr 50 keV ihrer Energie.

Die Dauer der Messung beträgt ungefähr 10000 s, wobei das Ende der Messung durch das automatische Schließen des Filterrads in einer Höhe von 40000 km festgelegt wurde. Die Zählrate aller Ereignisse im Quadranten 0 ist in Abbildung 7.3 zu sehen.

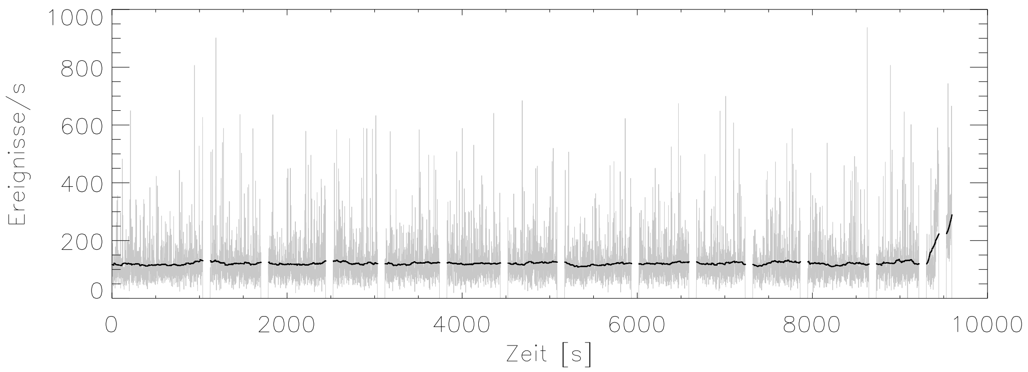


Abbildung 7.3: Rate aller Ereignisse in Quadrant 0 während der Beobachtung bei niedriger Verstärkung in Orbit 40.

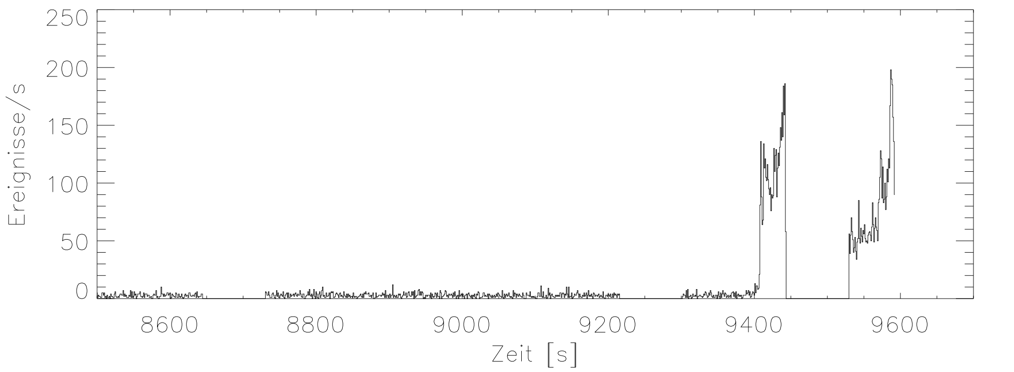


Abbildung 7.4: Rate der Single Events in Quadrant 0 am Ende der Beobachtung in Orbit 40.

Die Zählrate ist sehr variabel, bleibt aber im Mittel während der ersten 9000 s konstant. Bei den Lücken in der Zählrate schaltete die Elektronik wegen einer zu hohen Datenrate in den Counting-

Mode um, in dem die Daten der einzelnen Ereignisse nicht übertragen werden. Am Ende der Messung steigt der Mittelwert der Zählrate deutlich an. Noch deutlicher ist der Anstieg bei der Rate der Single Events, von der die letzten 1500 s in Abbildung 7.4 zu sehen sind. Im Zeitraum zwischen 9450 s und 9500 s befanden sich alle 4 Quadranten im Counting-Mode, so dass dort keine Daten vorliegen.

Das Spektrum während der ersten 9000 s ist in Abbildung 7.5 zu sehen. Im Spektrum aller Events ist der typische MIP-Peak bei 500 ADU (entspricht 50 keV) gut zu erkennen. Diese Energie entspricht der wahrscheinlichsten Energie, welche die von allen Richtungen durch den Detektor fliegenden MIPs pro Pixel abgeben. Im Single-Event-Spektrum ist ganz links die Cu-Fluoreszenslinie bei einer Energie knapp 100 ADU sichtbar. Der MIP-Peak sitzt hier bei ungefähr 1000 ADU (100 keV), da darin nur MIPs enthalten sind, die den Detektor senkrecht durchfliegen und Energie nur in einem Pixel abgeben. Auf ihrem Weg durch die gesamte Dicke des Detektors, also durch 300 μm Silizium, geben sie ungefähr die Energie von 100 keV ab.

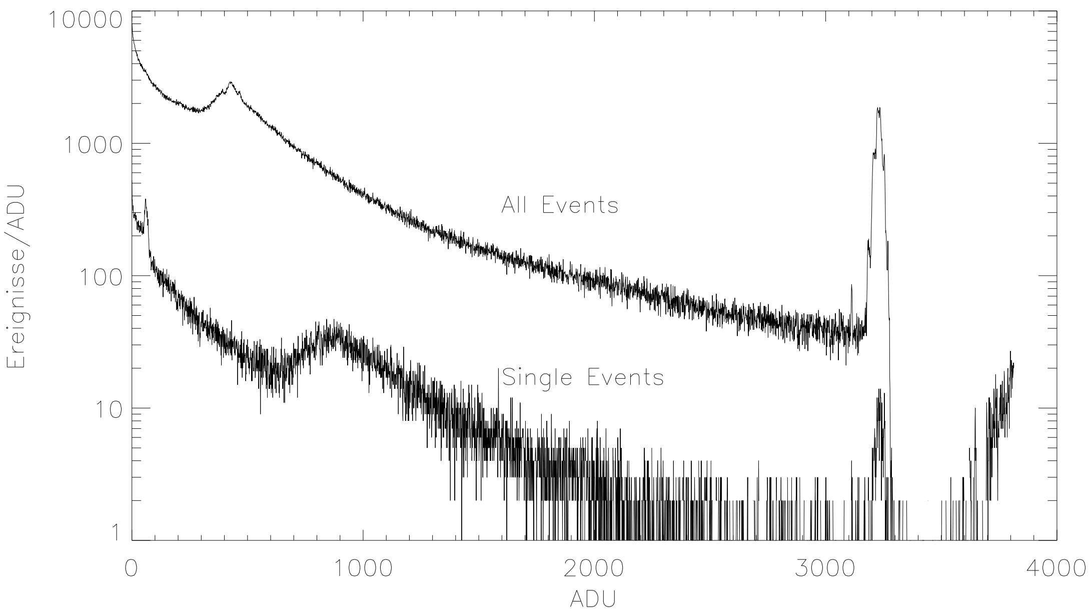


Abbildung 7.5: Spektrum der Single Events und aller Events in den Quadranten 0 und 2 vor dem Flare in Orbit 40.

Das Single-Event-Spektrum während des gesamten Flares (ab 9400 s) ist Abbilung 7.6 zusammen mit dem Single-Event-Spektrum vor dem Flare (bis 9200 s) dargestellt, wobei beide Spektren auf Ereignisse/Sekunde/cm^2 normiert sind. Während des Flares steigt die Rate besonders im Bereich unterhalb von 100 keV stark an, so dass weder die Cu-Linie noch der MIP-Peak zu sehen ist.

Das Spektrum des Flares kann bestimmt werden, indem das Spektrum vor dem Flare als Untergrundspektrum verwendet und von dem Spektrum während des Flares abgezogen wird. Um zeitliche Veränderungen im Spektrum während des Flares zu untersuchen, wurde der Flare in einen Bereich vor der Lücke (9400 s bis 9450 s) und einen Bereich nach der Lücke (ab 9500 s) unterteilt. Die so gewonnenen Spektren des Flares sind in Abbildung 7.7 zu sehen. Es zeigt sich, dass das Spektrum auch während das Flares stark variiert. Insbesondere der Anteil von Teilchen mit Energien oberhalb 100 keV nimmt im Laufe des Flares stark ab.

Die oben gezeigten Spektren können nur von Teilchen stammen, da Röntgenphotonen mit Ener-

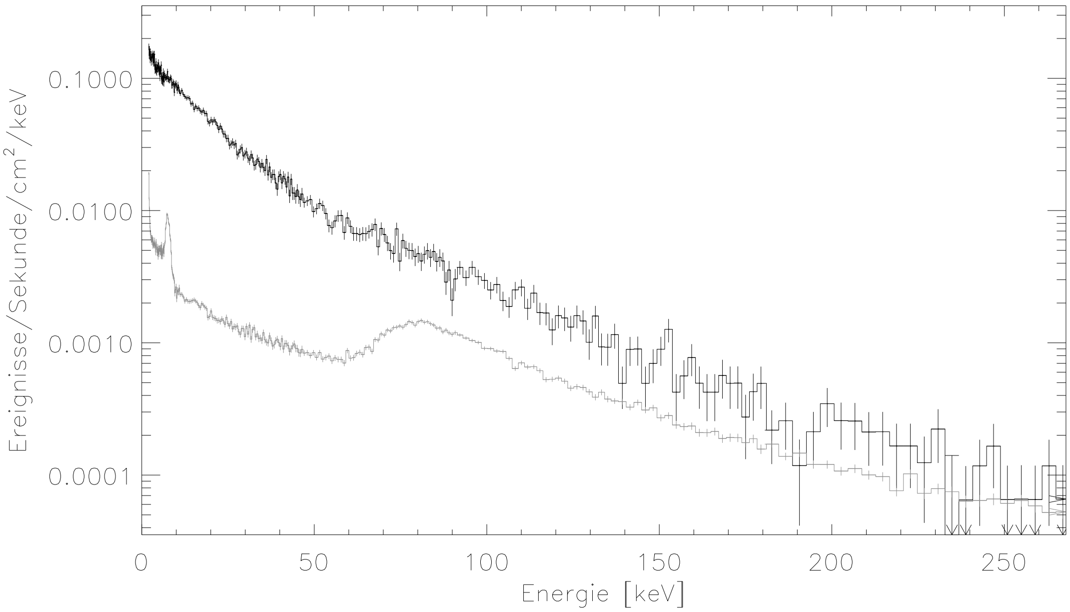


Abbildung 7.6: Spektren der Single Events vor dem Flare (grau) und während des Flares (schwarz).

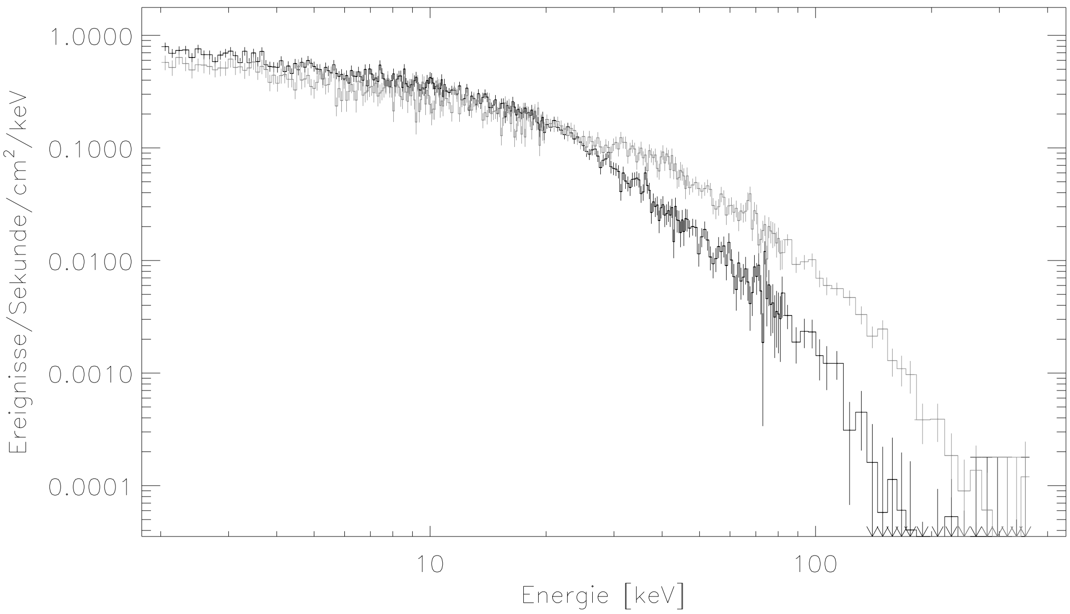


Abbildung 7.7: Spektren der Single Events im ersten Teil des Flares (grau) und im zweiten Teil des Flares (schwarz). Das Untergrundspektrum ist jeweils abgezogen.

gien in diesem Bereich im Detektor nicht nachgewiesen werden können. Allerdings zeigte der Strahlungsmonitor während des Flares keinen Anstieg der Zählraten. Da Elektronen mit Energien oberhalb von 50 keV im Strahlungsmonitor sichtbar wären, handelt es sich bei den Teilchen höchstwahrscheinlich um niederenergetische Protonen, die nicht im Strahlungsmonitor sichtbar sind. Es zeigt sich, dass deren Fluss unabhängig vom Fluss von Elektronen oder hochenergetischer Protonen ist, so dass der Strahlungsmonitor keinerlei Hinweise auf derartige niederenergetische Flares liefern kann.

Ein weiteres Indiz dafür, dass es sich bei den Teilchen um niederenergetische Protonen handelt, ist die Intensitätsverteilung auf dem Detektor. Für Röntgenphotonen, die durch die Spiegel auf den Detektor fokussiert werden, nimmt die Intensität zum Rand des Detektors hin deutlich ab. Das liegt daran, dass die Spiegel auf XMM-Newton nicht den gesamten Detektor beleuchten (vgl. Abbildung 3.4) und außerdem die Effektivität, mit der Röntgenphotonen durch die Spiegel reflektiert werden, mit zunehmendem Abstand von der Mitte abnimmt. Hintergrundereignisse, insbesondere MIPs, durchfliegen den Detektor von allen Seiten. Deshalb ist die Intensitätsverteilung der Hintergrundereignisse auf dem Detektor sehr homogen.

In Abbildung 7.8 (links) ist die radiale Intensitätsverteilung vor dem Flare dargestellt, d.h. die mittlere Zahl der Ereignisse pro Pixel und Sekunde innerhalb von konzentrischen Kreisringen um die Mitte des Detektors. Die Intensität nimmt nach außen hin kaum ab, da vor dem Flare der größte Teil der Ereignisse von MIPs stammt.

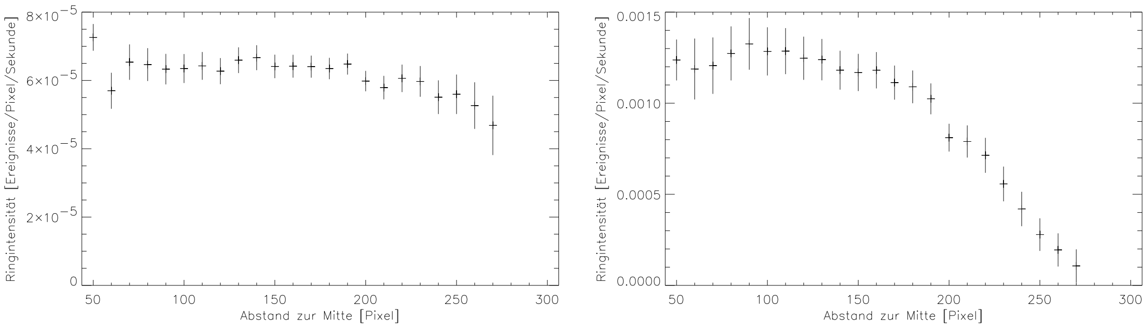


Abbildung 7.8: Radiale Intensitätsverteilung der Single-Events vor dem Flare (links) und während des Flares (rechts) in Orbit 40. In beiden Fällen sind Ereignisse aus CCD 3, in dem sich die helle Röntgenquelle befindet, nicht berücksichtigt.

Während des Flares ändert sich die Intensitätsverteilung auf dem Detektor. Die radiale Intensität (vgl. Abbildung 7.8 rechts) fällt zum Rand hin stark ab, was darauf hindeutet, dass die Teilchen von vorne durch die Spiegel auf den Detektor einfallen. Die starke Vignettierung ist auch in Abbildung 7.9 gut zu sehen.

Die Intensitätsverteilung spricht dafür, dass es sich um niederenergetische Protonen handelt. Die Effektivität, mit der Protonen durch die Spiegel reflektiert werden, nimmt noch stärker mit der Entfernung von der Mitte ab als die bei Röntgenphotonen. Außerdem werden die Protonen beim Durchgang durch die magnetische Blende nicht weggestreut, sondern im Gegensatz zu Elektronen leicht gebündelt.

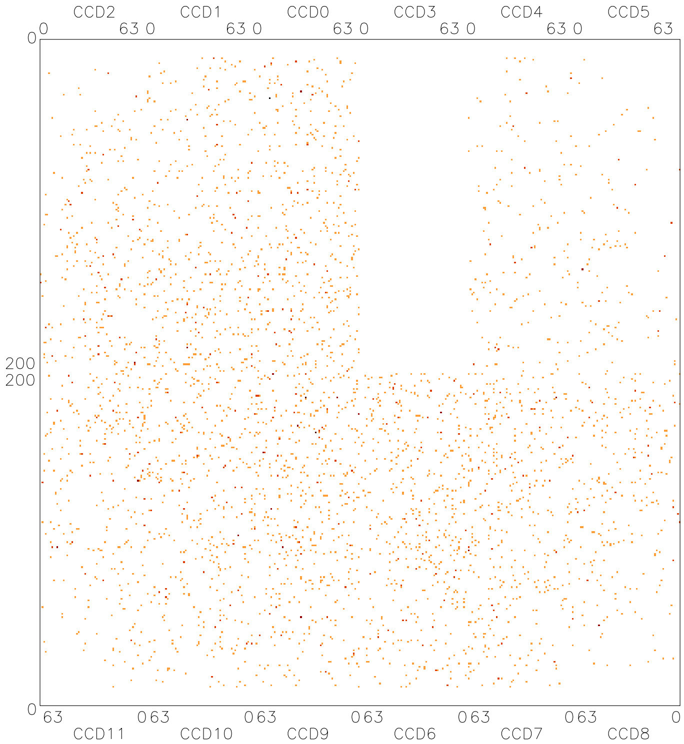


Abbildung 7.9: Intensitätsverteilung der Single-Events während des Flares. Ereignisse in CCD 3 sind nicht dargestellt, da sich dort die helle Röntgenquelle befindet.

7.3 Beurteilung der Gefahr von Strahlungsschäden für die pn- und MOS-CCDs

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben wurde, haben die Protonen, die durch die Spiegel auf die CCD-Detektoren gelangen können, Energien unter 200 keV. Das pn-CCD wird durch Protonen mit diesen Energien nicht geschädigt (vgl. Kapitel 6). Die MOS-CCDs sind jedoch für Protonen in diesem Energiebereich besonders empfindlich, da diese gerade in der Region der Transferkanäle gestoppt werden. Es ist deshalb notwendig, das Filterrad auch bei Niederenergie-Flares zu schließen.

Da der Strahlungsmonitor auf Protonen mit Energien unter 3 MeV nicht anspricht, müssen andere Wege gefunden werden, um die Protonenrate in diesem Energiebereich zu überwachen. Eine solche Möglichkeit scheinen die RGS-Detektoren zu bieten. In Abbildung 7.10 ist die Zählrate des Discarded-Line-Zählers des pn-Detektors während einer Messung in Orbit 78 dargestellt. Der Discarded-Line-Zähler gibt die Zahl der Spalten an, die durch die MIP-Korrektur verworfen wurden und ist somit ein Maß für die Zahl der Ereignisse mit Energien über 14 keV. Darunter ist in Abbildung 7.11 die Zählrate des Hochenergiezählers des RGS dargestellt. Dieser zählt alle Ereignisse, die oberhalb des Dynamikbereichs der RGS-CCDs liegen, d.h. alle Ereignisse oberhalb von $\sim$3.4 keV.

Es zeigt sich, dass beide Zählraten gut übereinstimmen, insbesondere der Anstieg im hinteren Bereich verläuft in beiden Zählern synchron. Das Verhalten der Zählraten lässt darauf schließen, dass es sich bei den Ereignissen um niederenergetische Protonen handelt, die an den Reflexionsgittern auf die Detektoren reflektiert werden. Damit wären die RGS-Detektoren sehr gut dazu geeignet, den Fluss

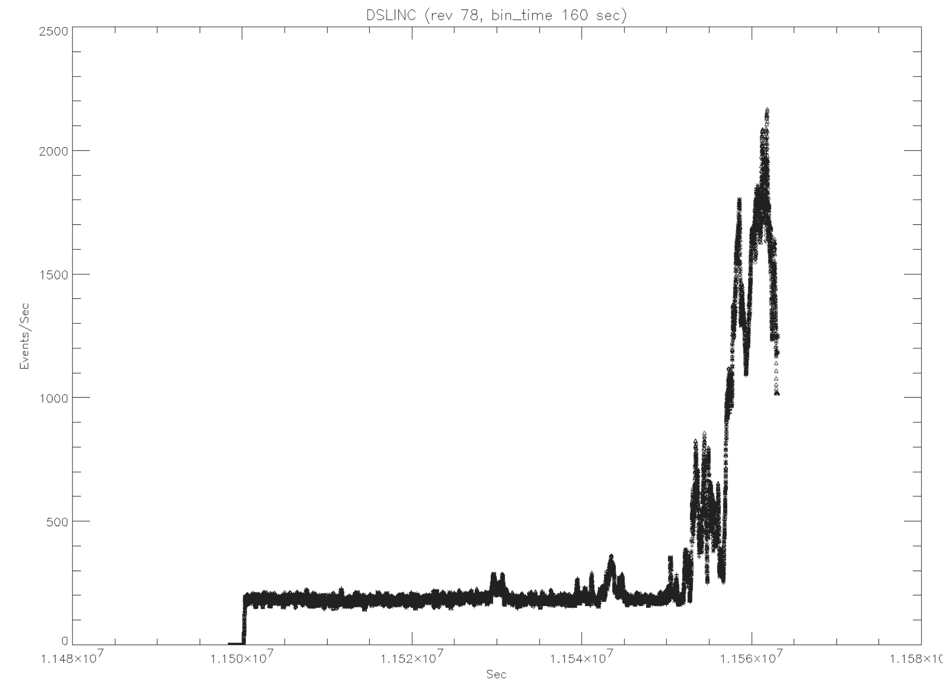


Abbildung 7.10: Zählrate des DCL-Counters.

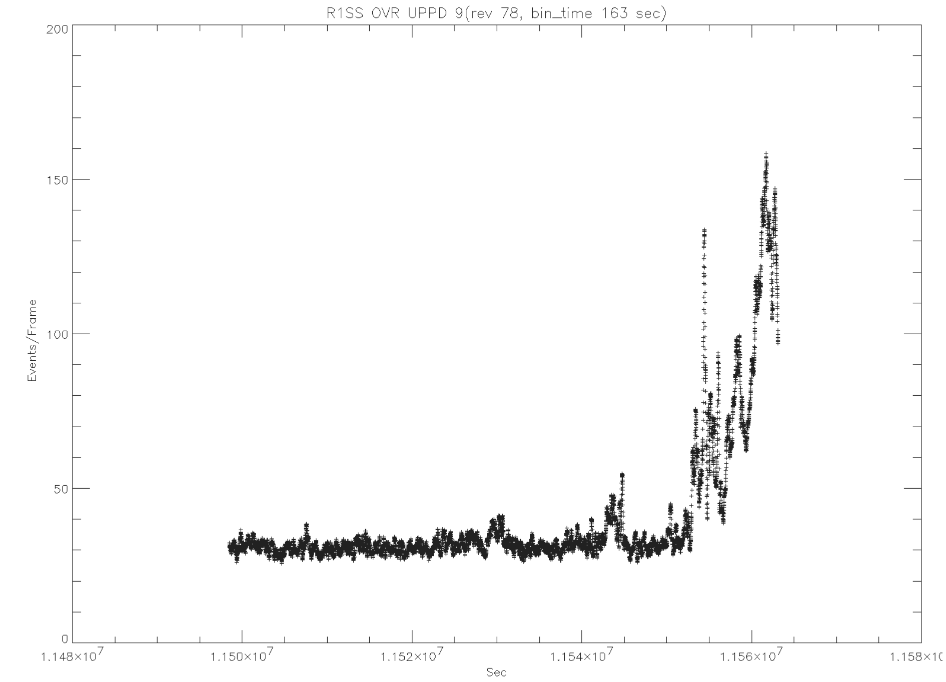


Abbildung 7.11: Zählrate des RGS-Counters.

an niederenergetischen Protonen zu überwachen. Der Vorteil gegenüber dem pn-Detektor ist, dass die RGS-Detektoren durch kein Filterrad verschlossen werden und so ständig beobachten. Bei den RGS-CCDs handelt es sich um BI-CCDs, die unempfindlich gegenüber niederenergetischer Teilchenstrahlung sind. Somit wäre mit ihnen ein durchgängige Überwachung des Protonenflusses möglich.

Durch Schließen der Filterräder bei solaren Flares und in der Nähe der Strahlungsgürtel können die Detektoren von einem großen Teil der niederenergetischen Teilchenstrahlung abgeschirmt werden. Dies ist auf XMM-Newton besonders wichtig, da durch die große Fläche der Spiegel der Teilchenfluss auf den Detektoren sehr hoch werden kann. Bei geöffnetem Filterrad würden die Detektoren während eines einzigen Durchgangs durch die Strahlungsgürtel mit der für die MOS-CCDs kritischen Dosis von 10^6 Protonen/cm^2 bestrahlt werden.

Teilchenstrahlung mit Energien im Bereich oberhalb von 500 keV kann nicht durch die Spiegel und auch nicht durch die seitliche Abschirmung zu den Detektoren gelangen. Erst Teilchen mit Energien oberhalb von ungefähr 100 MeV können durch die Abschirmungen auf die Detektoren treffen. Diese Teilchen können die in Kapitel 3.5 beschriebenen Schäden in den Detektoren verursachen. Allerdings ist der Fluss an Teilchen oberhalb von 100 MeV sehr gering, so dass durch sie keine starke Schädigung der Detektoren verursacht wird.

Eine Übersicht über den momentanen Zustand von XMM-Newton im Orbit und den Einfluss von Teilchenstrahlung findet sich bei Lumb et al. (2000). In den 7 Monaten, in denen sich XMM-Newton im All befindet, haben sich beim pn-CCD bisher keine Veränderungen gezeigt. Die MOS-CCDs, die bauartbedingt empfindlicher gegenüber Teilchenstrahlung sind, zeigen eine leichte Verschlechterung der CTE, vgl. Abbildung 7.12.

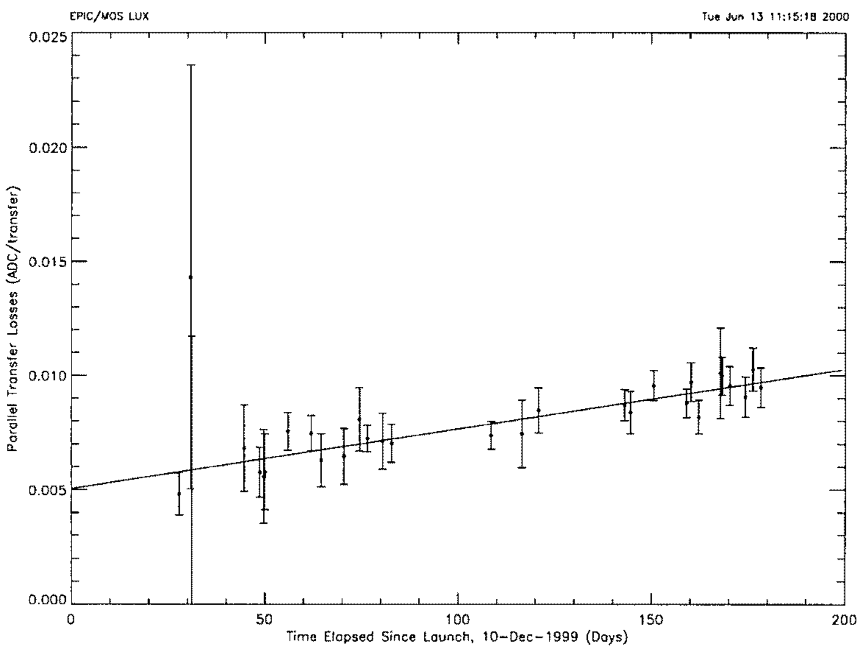


Abbildung 7.12: Zunahme der Ladungsverluste beim Schieben bei den MOS-CCDs seit dem Start von XMM-Newton. Messung an Hand der Mn-K_{α}-Linie.

Die Zunahme des Ladungsverlustes um 0.005 ADU/Transfer entspricht einer Abnahme der CTE bei 1.4 keV von 0.99998 auf 0.99997. Diese Veränderung entspricht den Erwartungen und kann korrigiert werden. Auch wenn die Verschlechterung weiter in diesem Umfang zunimmt, werden die MOS-CCDs bis zum geplanten Ende der XMM-Mission nach 10 Jahren voll einsatzfähig bleiben.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Ein halbes Jahr nach dem erfolgreichen Start von XMM-Newton zeigt sich, dass der pn-CCD-Detektor die in ihn gesetzten Erwartungen mehr als erfüllt. Die Ergebnisse der ersten Beobachtungen bestätigen, dass das pn-CCD ein hervorragender Detektor für Röntgenstrahlung im Energiebereich zwischen 0.2 und 15 keV ist. In diesem Energiebereich besitzt der Detektor auf Grund seiner Bauweise eine sehr gute Quanteneffizienz, gleichzeitig ist seine spektrale Auflösung nur unwesentlich schlechter als die von FI-CCDs. Zusätzlich zu diesen sehr guten Nachweiseigenschaften ermöglicht der pn-CCD-Detektor Beobachtungen mit einer Zeitauflösung im μs-Bereich, was bisher mit CCD-Detektoren nicht möglich war.

Wie alle Halbleiterbauelemente sind auch CCDs im All durch Teilchenstrahlung gefährdet. Deshalb wird der Fluss an hochenergetischer Teilchenstrahlung auf allen Satelliten durch geeignete Abschirmungen auf ein unkritisches Maß reduziert. Als problematischer haben sich niederenergetische Teilchen erwiesen, insbesondere Protonen. Die Tatsache, dass diese durch die Spiegel auf die Detektoren reflektiert werden können, wurde erst klar, nachdem die CCD-Detektoren auf dem Satelliten Chandra irreparabel geschädigt waren. Auf XMM-Newton kann die Schädigung der CCD-Detektoren durch niederenergetische Teilchen verhindert werden, indem die Detektoren bei hohen Teilchenflüssen in den Strahlungsgürteln und bei solaren Flares durch das Schließen des Filterrads abgeschirmt werden. Allerdings gab es noch keine experimentellen Untersuchungen darüber, wie empfindlich das pn-CCD gegenüber niederenergetischer Teilchenstrahlung ist.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die Auswirkungen von niederenergetischen Protonen auf das pn-CCD untersucht. Dazu wurde ein pn-CCD mit einer hohen Dosis an niederenergetischen Protonen bestrahlt. Die Energieverteilung der Protonen entspricht ungefähr der, die im All durch die Spiegel auf die Detektoren gelangt. Die Zahl der Protonen liegt um mehr als den Faktor 10^2 über der Dosis, die innerhalb von 10 Jahren auf die pn-CCDs auf XMM-Newton treffen wird.

Trotz dieser hohen Dosis zeigen sich auf dem CCD keine Auswirkungen durch die Bestrahlung, insbesondere zeigen sich keine der Effekte, die bei den CCDs auf Chandra auftraten. Neben einer hohen Toleranz gegenüber hochenergetischer Teilchenstrahlung ist das pn-CCD demzufolge auch unempfindlich für hohe Dosen an niederenergetischen Teilchen.

Damit kann mit dem pn-CCD der Strahlungshintergrund auf XMM-Newton untersucht werden, ohne dass der Detektor dadurch geschädigt wird. Erste Ergebnisse zeigen, dass insbesondere der Hintergrund an niederenergetischen Teilchen stark variiert und im Mittel deutlich höher ist als zunächst angenommen wurde. Bei den Teilchen, die auf den Detektor gelangen können, handelt es sich um sehr niederenergetische Teilchen mit Energien unterhalb von 200 keV. Mit weiteren Messungen sollte es möglich sein, genaue Aussagen über den Fluss und das Spektrum dieser Teilchen zu machen.

Außerdem ist es notwendig, den Fluss an niederenergetischen Teilchen ständig zu überwachen.

Die genaue Kenntnis des Hintergrunds an Teilchenstrahlung im Orbit ist sowohl für die XMM-Mission als auch für zukünftige Satellitenmissionen wichtig. Auf XMM-Newton können die CCD-Detektoren durch rechtzeitiges Schließen der Filterräder geschützt werden. So kann die Schädigung insbesondere der empfindlichen MOS-CCDs durch Teilchenstrahlung so gering gehalten werden, dass die CCD-Detektoren auf XMM-Newton über die gesamte Dauer der XMM-Mission einsatzfähig bleiben.

Anhang A

Aufbau des Experiments

In den Abbildungen A.1 und A.2 sind zwei maßstabsgetreue Pläne des experimentellen Aufbaus zu sehen. Jeweils links befindet sich die Kammer mit dem CCD, dessen Kühlrahmen über Kupferdrähte mit dem Kühlfinger des Kryostaten verbunden ist. Auf der Unterseite der Kammer ist die Pumpe angeflanscht. Direkt vor dem CCD befindet sich die bewegliche Blende, die vor das CCD gedreht werden kann. Die ^{55}Fe-Quelle ist auf einer drehbaren Aluminiumplatte angebracht, die in den Strahlengang gedreht werden kann. Von den zwei Chopperrädern wurde nur Chopper 1 verwendet, da mit diesem die Intensität genügend reduziert werden konnte. Hinter den zwei Chopperrädern befindet sich ein Messkreuzstück, an dessen Ende das Strahlrohr angeflanscht wurde. In dem Messkreuzstück sitzen zum einen die Filter, die von außen mit einem Manipulator bewegt werden können. Zum anderen befindet sich darin die Eintrittsblende. Diese ist gegenüber der Apparatur isoliert und kann über eine BNC-Verbindung an ein Strommessgerät angeschlossen werden.

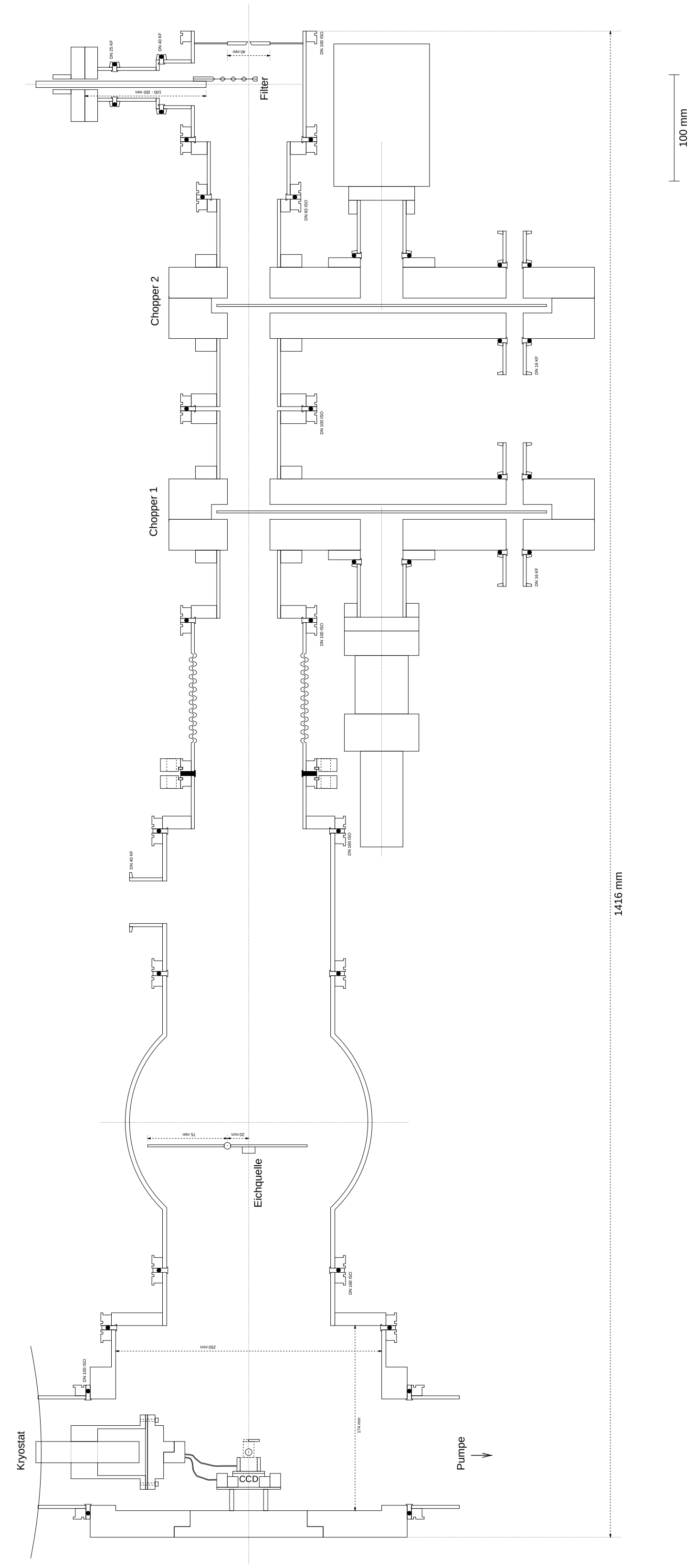


Abbildung A.1: Schnitt durch den experimentellen Aufbau in vertikaler Richtung.

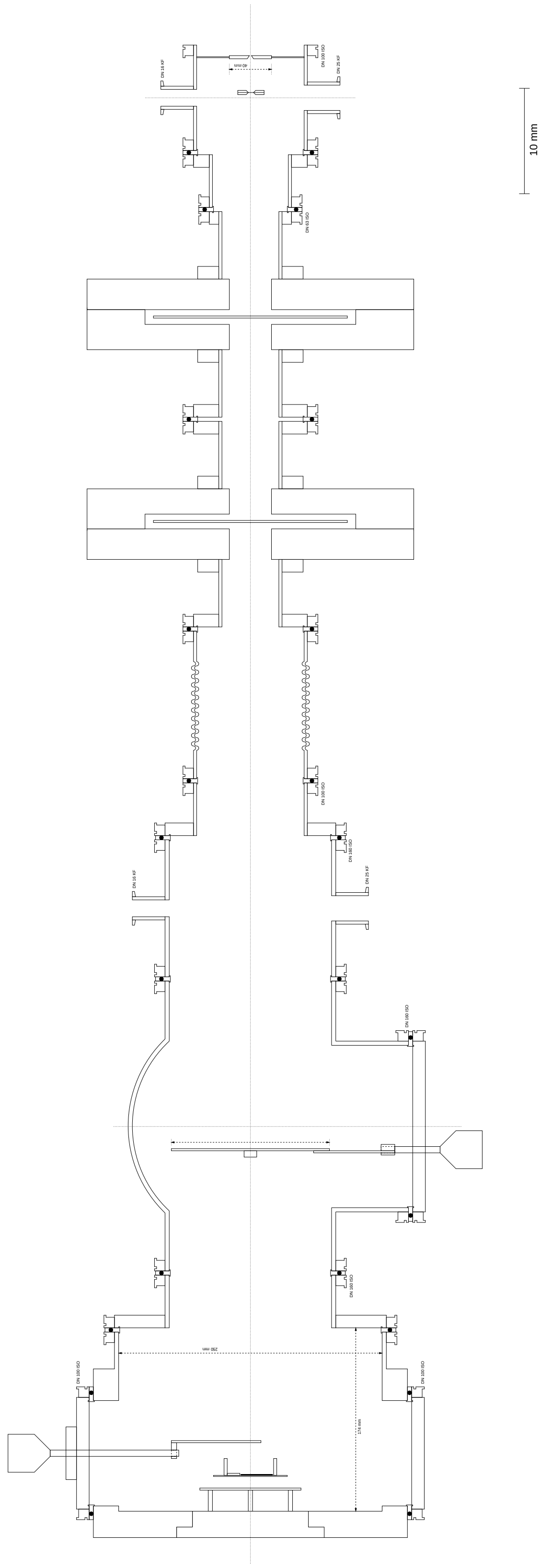


Abbildung A.2: Schnitt durch den experimentellen Aufbau in horizontaler Richtung.

Abbildung A.3: Bild des experimentellen Aufbaus.

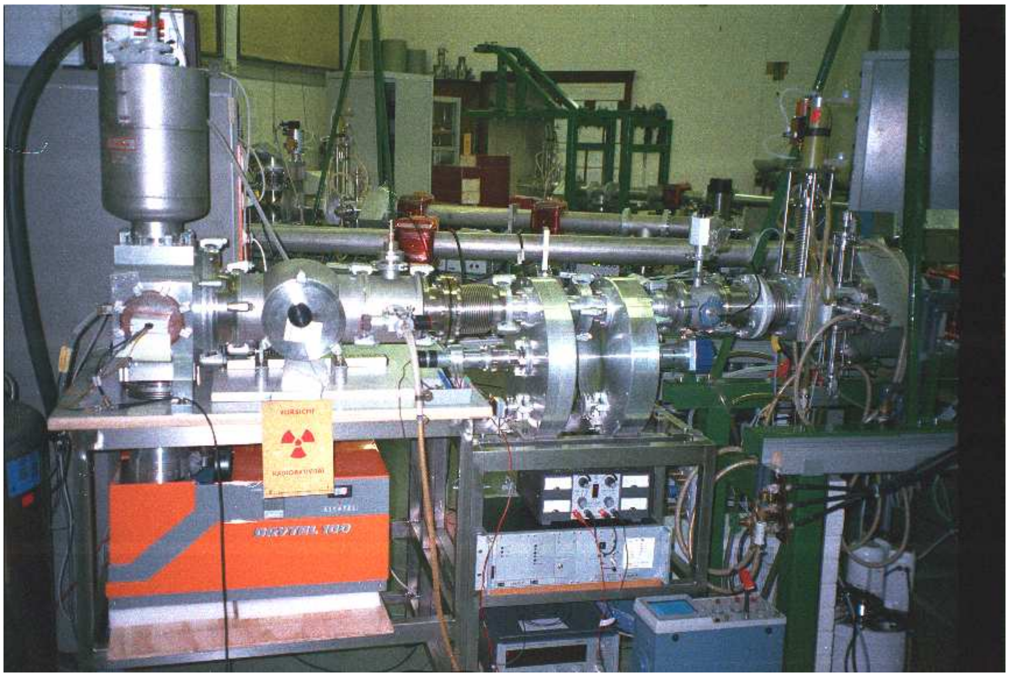


Abbildung A.4: Bild des experimentellen Aufbaus am Beschleuniger auf der Rosenau.

Anhang B

CTE-Verlauf auf dem gesamten CCD

Nach Abschluss der Bestrahlung wurden weitere Eichmessungen durchgeführt, bei denen das gesamte CCD mit Röntgenstrahlung beleuchtet wurde. Die Peakpositionen und die CTE für jede Spalte über die gesamte Fläche des CCDs aus einer Messung mit der ^{55}Fe-Quelle ist in Abbildung B.1 zu sehen. Für die Berechnung der Peakposition wurden die Ereignisse aus jeweils 10 Zeilen zusammengefasst, die CTE ergibt sich aus der Steigung der Geraden. Der bestrahlte Bereich erstreckt sich über die Spalten 0 bis 27 und Zeilen 141 bis 200.

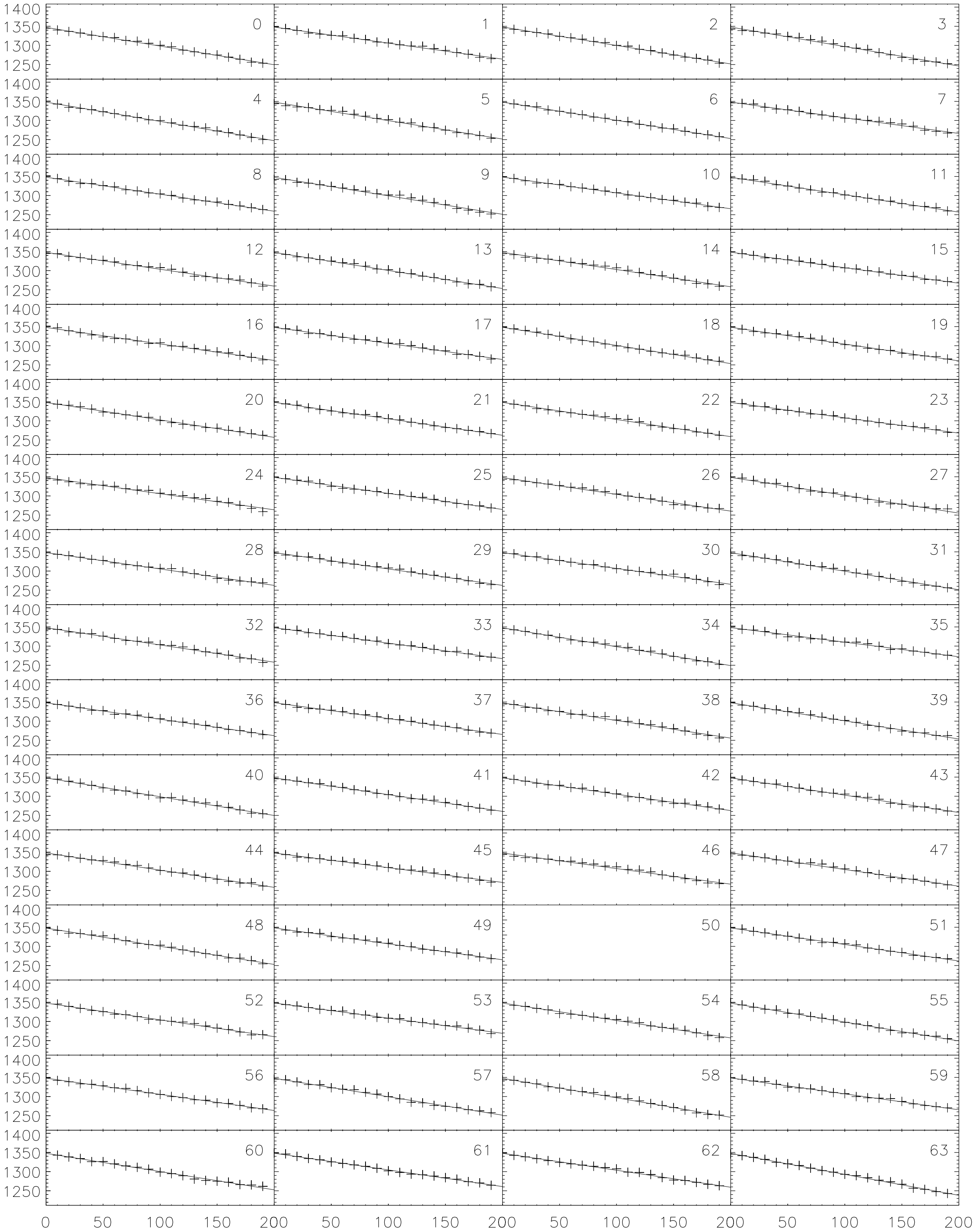


Abbildung B.1: Peakpositionen und CTE in Abhängigkeit von der Zeilennummer für alle Spalten des CCDs.

Literaturverzeichnis

Aschenbach, B., 2000, Grazing Incidence Reflection of Protons, Presentation given at the ESA Radiation Damage Meeting Oct. 21, 1999, to be published in NIM

Bergmann, L., Schäfer, C., 1999, Lehrbuch der Experimentalphysik, Vol. 2: Elektrizität und Magnetismus, Walter de Gruyter & Co., 8 edition

Bihler, E., 1996, Diplomarbeit, Universität Tübingen

Burke, B. E., Mountain, R. W., Daniels, P. J., et al., 1993, Proc.SPIE, 2006, 272

Chandra X-ray Center, 2000, The Chandra Proposers' Observatory Guide, available at `http://asc.harvard.edu/udocs/docs/POG/MPOG/index.html`

Evans, H., 1997, Radiation Environment for the XMM Southern Apogee Orbit, ESTEC, Private Communication

Garmire, G. P., Nousek, J. A., 1999, ACIS FI CCD Detector Anomaly Preliminary Status Report, available at `http://www.astro.psu.edu/xray/axaf/`

Hartmann, R., Hartner, G. D., Briel, U. G., et al., 1999, Proc.SPIE, 3765, 703

Holland, A. D., Turner, M. J., Abbey, A. F., Pool, P. J., 1996, Proc.SPIE, 2808, 414

Kuster, M., 1997, Diplomarbeit, Universität Tübingen

Lumb, D. H., Gondoin, P., Turner, M. J. L., et al., 2000, Proc.SPIE, 4140

Meidinger, N., Bräuninger, H. W., Briel, U. G., et al., 1999, Proc.SPIE, 3765, 192

Meidinger, N., Schmalhofer, B., Strüder, L., 1998, IEEE Trans. Nucl. Sci., 45, 2849

Mushotzky, R. F., Cowie, L. L., Barger, A. J., Arnaud, K. A., 2000, Nature, 404, 459

Nousek, J. A., Garmire, G. P., 1997, Science Instrument Operations Handbook for the AXAF CCD Imaging Spectrometer, available at `http://acis.mit.edu/sop01.v265/`

SAO/NASA, 2000, Chandra X-ray Observatory Center, available at `http://xrtpub.harvard.edu/`

Simpson, J. A., 1983, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 33, 323

Strüder, L., Meidinger, N., Pfeffermann, E., et al., 2000, Proc.SPIE, 4012

Unsöld, A., Baschek, B., 1999, Der neue Kosmos, Springer-Verlag, 6 edition

XMM SOC, 1999, The XMM Users' Handbook, available at `http://xmm.vilspa.esa.es/user/uhb/xmm_uhb.html`

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die in irgend einer Form zum Entstehen dieser Diplomarbeit beigetragen haben. Nicht zuletzt durch diese Unterstützung hat die Arbeit während des letzten Jahres (fast) immer viel Spass gemacht!
Besonders bedanken möchte ich mich bei

Prof. Dr. R. Staubert für die Vergabe und Korrektur dieser Arbeit,

Dr. E. Kendziorra für die sehr engagierte Betreuung, stete Hilfsbereitschaft und die angenehme Zusammenarbeit,

Markus Kuster, der bei Problemen immer Zeit und hilfreiche Vorschläge hatte,

W. Rochow und M. Brand für ihre Unterstützung am Beschleuniger auf der Rosenau,

Norbert Meidinger für seine Hilfe bei allen Fragen, die CCDs betrafen,

S. Renner, W. Gäbele und K. Lehmann für die schnelle Verwirklichung aller Aufträge und die Hilfe bei allen technischen Problemen,

allen anderen am Institut, die nicht nur durch ihren unermüdlichen Einsatz dafür sorgen, dass vom Netzwerk bis zum Voltmeter alles funktioniert, sondern auch dazu beitragen, dass das Arbeitsklima hier so angenehm ist,

meiner WG, die mich während meines gesamten Studiums nicht nur moralisch unterstützt hat, sondern mich auch mehr als einmal durch einen stets gefüllten Kühlschrank vor dem Verhungern bewahrt hat,

sowie allen die mich immer wieder aufgebaut haben, wenn ich anfing zu glauben, dass die Welt nur noch aus Protonen besteht.

Besonders möchte ich mich auch bei meinen Eltern für die Unterstützung während meines gesamten Studiums bedanken, ohne sie wäre das Studium in dieser Form nicht möglich gewesen.