Untersuchungen zu den Auswirkungen optischen Lichts auf die CTE des XMM-Newton pn-CCD-Detektors

Diplomarbeit

von Jörg Lippold
Institut für Astronomie und Astrophysik
Abteilung Astronomie
Universität Tübingen

Februar 2002

Untersuchungen zu den Auswirkungen optischen Lichts auf die CTE des XMM-Newton pn-CCD-Detektors

Diplomarbeit

von Jörg Lippold

Institut für Astronomie und Astrophysik
Abteilung Astronomie

Universität Tübingen

Februar 2002

Inhaltsverzeichnis

Verwendete Abkürzungen

AIT	Astronomisches Institut Tübingen
ADC	Analog Digital Converter
ADU	Analog Digital Converter Unit
AGN	Active Galactic Nuclei
ASIC	Application Specific Integrated Circuit
CAMEX	CMOS Amplifier and Multiplexer Chip
CCD	Charge Coupled Device
CPU	Central Processing Unit
CTE	Charge Transfer Efficiency
EGSE	Electronic Ground Support Equipment
EPCE	EPIC pn Control Electronics
EPCH	EPIC pn Camera Head
EPDH	EPIC pn Data Handling System
EPEA	EPIC pn Event Analyser
EPIC	European Imaging Camera
EPVC	EPIC pn Voltage Control
ESA	European Space Agency
FWHM	Full Width at Half Maximum
HBR	High Bit Rate Interface
HEAO	High Energy Astrophysical Observatory
HV	High Voltage
IAAT	Institut für Astronomie und Astrophysik Tübingen
IDL	Interactive Data Language
LBR	Low Bit Rate Interface
LED	Light Emitting Diode
MAXI	MPE-AIT X-Ray Imager
MIP	Minimum Ionizing Particle
MOS	Metal Oxide Semiconductor
MPE	Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching
PEP	PEP Modular Computers
PSF	Point Spread Function
QPO	Quasi Periodic Oscillation
RGS	Reflection Grating Spectrometer
ROSAT	Röntgensatellit (deutsch-amerikanisch-britische Röntgenmission)
SECOM	Sequenzer Common-Mode
TIMEX	Time Multiplexer
XMM	X-Ray Multi Mirror

Kapitel 1

Einleitung

Astronomie wird oftmals als die erste Wissenschaft bezeichnet, der sich die Menschheit widmete. Ob dies so war, sei dahingestellt. Zumindest hat auch heute der Blick zum Sternhimmel nichts von seiner Fazination verloren. Und noch mehr faziniert ist der Mensch von den Ergebnissen der modernen Astronomie, die das Bewusstsein und die Weltbilder verändern.
Zur Beobachtung des uns umgebenden Universums stehen den Wissenschaftlern heute in grosser Zahl leistungsstarke Methoden und Geräte zur Verfügung. Dabei ist man nicht nur auf das visuelle Licht angewiesen. Astronomische Forschung ertstreckt sich über das gesamte elektromagnetische Spektrum.
Besonders aufregend ist dabei der Blick in den Röntgenhimmel, zeigen sich doch in diesem Licht exotische Himmelsobjekte und die Zeugnisse gewaltiger Ereignisse.
Vor zwei Jahren startete der Röntgensatellit XMM-Newton. Er trägt durch sein hohes zeitliches, spektrales und räumliches Auflösungsvermögen maßgeblich dazu bei, die Rätsel der modernen Astrophysik ein Stück weiter zu lösen.
An Bord von XMM-Newton befindet sich als Hauptinstrument ein CCD-Detektor, an dessen Entwicklung auch das Institut für Astronomie und Astrophysik Tübingen (IAAT) beteiligt war. Am Institut für Astronomie in Tübingen, wurden seit den 70er Jahren schon viele erfolgreiche Missionen im Bereich der Röntgenastronomie unternommen.
Um spezielle Eigenschaften dieses Detektors untersuchen zu können, wurde am IAAT vor einiger Zeit ein Teststand aufgebaut. Dies ist nötig, um unvorhergesehene Verhaltensweisen des Detektors auf den Grund gehen zu können. Diese Diplomarbeit beschäftigt sich damit, welche Auswirkungen optisches Licht auf den Röntgendetektor hat. Hierfür wurde die Vakuumtestanlage wieder in Betrieb genommen und Messungen daran durchgeführt.

Kapitel 2

Röntgenastronomie

2.1 Röntgenstrahlung

2.1.1 Allgemeines

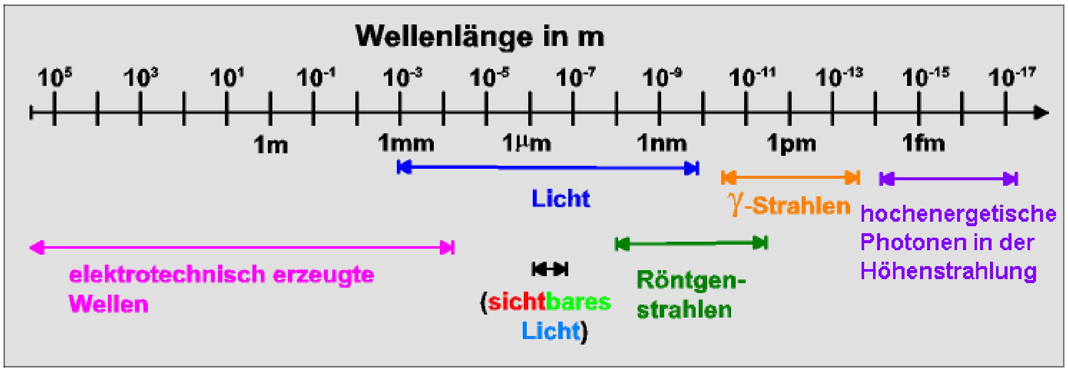


Abbildung 2.1: Das elektromagnetische Spektrum

In der Fachliteratur finden sich teilweise recht unterschiedliche Definitionen der einzelnen Bereiche des elektromagnetischen Spektrums. Als Röntgenstrahlung wird im allgemeinen der Wellenlängenbereich von ungefähr 0.01 Å bis 100 Å bezeichnet. Dies entspricht grob Photonenenergien von 0.1 keV bis 500 keV (siehe Abb.2.1). Auf der Erdoberfläche können Röntgensignale aus dem All nicht nachgewiesen werden. Schon Photonen der kurzwelligen UV-Strahlung haben genügend Energie um die O_2- und N_2-Moleküle der Luft zu ionisieren. Die Erdatmosphäre absorbiert diesen Teil des elektromagnetischen Spektrums vollständig (siehe Abb.2.2) und schützt damit alles Leben auf der Erde vor der gefährlichen Höhenstrahlung. Für die Beobachtung astronomischer Objekte im Wellenlängenbereich kleiner 200 nm müssen daher Ballone, Raketen oder Satelliten benützt werden.

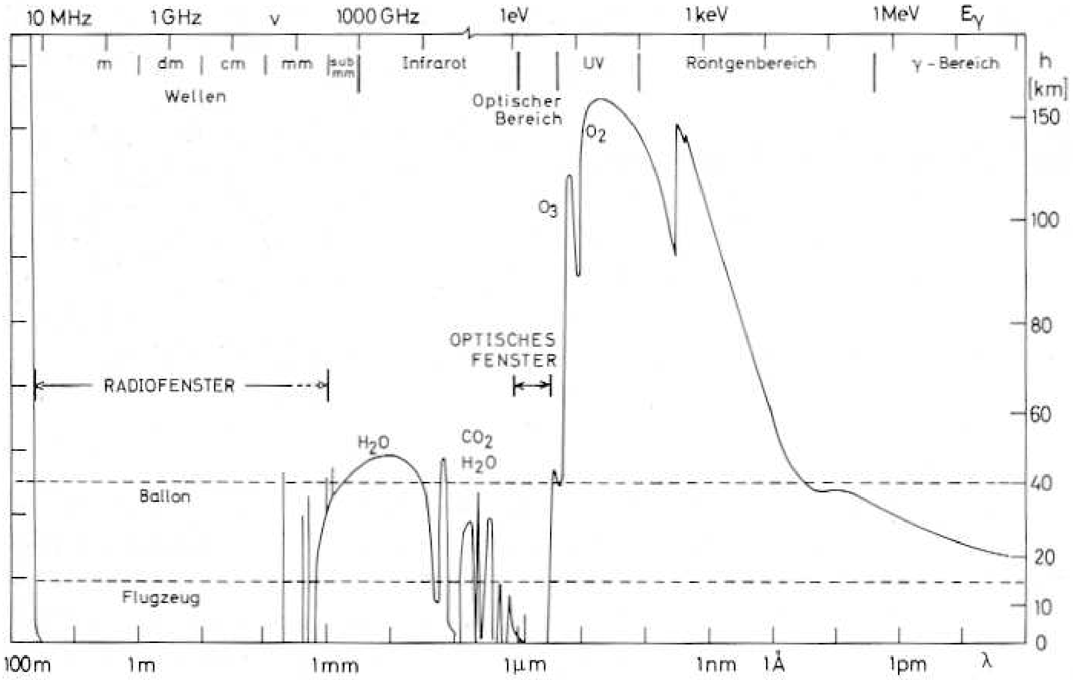
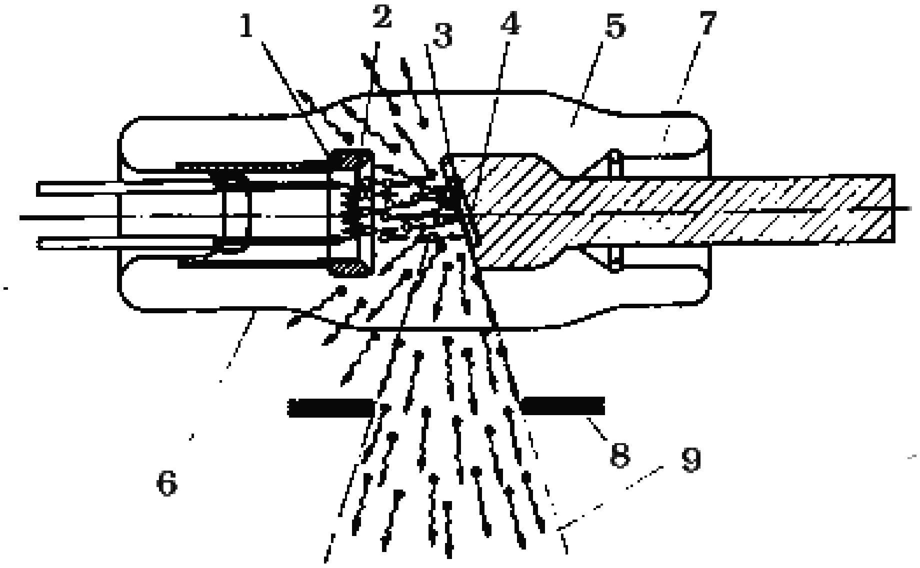


Abbildung 2.2: Absorption elektromagnetischer Strahlung in der Erdatmosphäre. Jenseits des optischen Fensters (Wellenlänge kleiner als 0.2 μm) wird die Luftschicht für Photonen undurchdringlich [1].

Auf der Erde entsteht Röntgenstrahlung auf natürliche Weise als Folge von radioaktivem Zerfall. Röntgenquanten werden bei der niederenergetischen Kernabregung oder beim Elektroneneinfang emittiert. Aus dem Weltall dagegen erreicht uns Röntgenlicht aus den unterschiedlichsten Entstehungsprozessen. Röntgenstrahlung ist immer ein Produkt hochenergetischer Vorgänge. So handelt es sich bei astronomischen Röntgenquellen meist um sehr heisse bzw. energiereiche Objekte, oder auch um Objekte, bei welchen extrem starke Magnetfelder eine Rolle spielen.
Im Labor wird Röntgenstrahlung meist mit Hilfe von Röntgenröhren oder radioaktiven Präparaten erzeugt. Dabei sorgen die Abbremsung beschleunigter Elektronen, bzw. Abregungsprozesse im Atomkern oder der Atomhülle, für die Röntgenemission.

2.1.2 Röntgenröhre

Im Folgenden soll das Prinzip einer Röntgenröhre, wie sie am IAAT in der Versuchsanlage verwendet wird, erklärt werden.



1. Kathode
2. e^--Quelle
3. Brennfleck
4. Target
5. Vakuum
6. evakuierter Kolben
7. Anode
8. Strahlblende
9. Strahlkegel

Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer Röntgenröhre [2]

Röntgenröhren sind hoch evakuierte Kammern mit zwei Elektroden (siehe Abb.2.3), die ihrem Aufbau nach einer Diode entsprechen. Die Kathode besteht aus einer Wendel, die durch elektrische Aufheizung zur thermischen Emission von Elektronen angeregt wird. Diese frei beweglichen Elektronen werden durch eine zwischen Kathode und Anode angelegte elektrische Hochspannung in Richtung der Anode auf eine sehr hohe Geschwindigkeit (~10 % der Lichtgeschwindigkeit) beschleunigt. Beim Aufprall der Elektronen auf die Anode, die aus einem gekühlten und chemisch möglichst reinen Metallblock besteht, wird ca. 1 % der kinetischen Energie der Elektronen in Strahlungsenergie umgewandelt. Dabei unterscheidet man zwei unterschiedliche Spektren, die verschiedene Ursprünge haben und sich zu einem Gesamtspektrum überlagern: Zum einen die Bremsstrahlung. Sie entsteht wenn Elektronen im elektrischen Feld eines Anodenatomkerns abgelenkt und abgebremst werden, und hierbei ihre kinetische Energie als Photon abgestrahlt wird. Auf diese Weise entsteht ein kontinuierliches Spektrum der Bremsstrahlung mit einer durch die Röhrenspannung vorgegebenen kurzwelligen Grenze der Photonenstrahlung. Zusätzlich entsteht eine charakteristische Eigenstrahlung. Beim Aufprall eines beschleunigten Elektrons kann dieses ein Elektron aus der K- oder L-Schale eines Anodenatoms herausschlagen (hierzu sind Energien in der Grössenordnung von Kiloelektronenvolt notwendig, bei Kupfer z.B. 8 keV). Dieses Elektron wird durch ein Elektron der L- oder weiter aussen gelegenen Schale ersetzt. Bei diesem Prozess wird jeweils die Differenzenergie zwischen der äusseren und der inneren Schale als ein Photon genau definierter Wellenlänge frei. Hierdurch entsteht ein für das Anodenmaterial charakteristisches Linienspektrum, welches dem kontinuierlichen Spektrum der Bremsstrahlung überlagert ist (siehe Abb. 2.4).

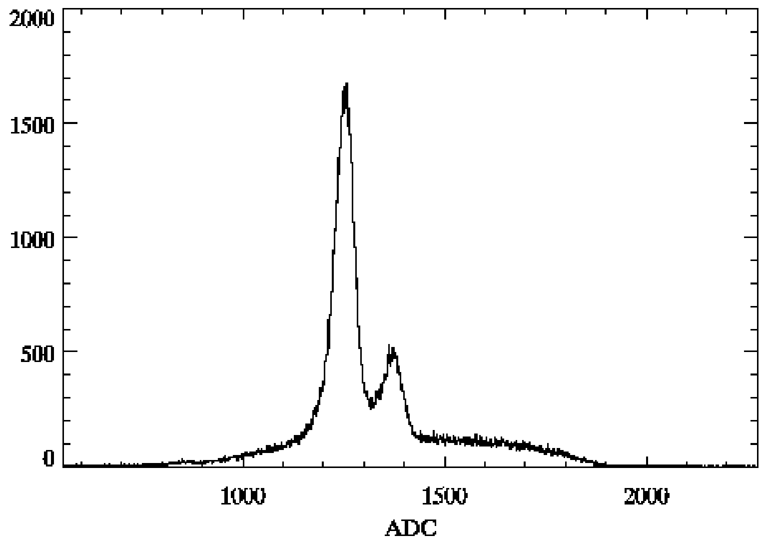


Abbildung 2.4: Röntgenspektrum bei einer Beschleunigungsspannung von 8 kV und einer Cr-Anode als Target, aufgenommen mit der IAAT Testanalage. Man erkennt die K_α und die K_β Linie des Chroms bei 5.4 bzw 5.9 keV über einem langsam an- und wieder absteigendem Bremskontinuum.

2.2 Röntgenquellen am Himmel

In der Röntgenastronomie hat man es, im deutlichen Gegensatz z.B. zur Radioastronmie, üblicherweise nur mit wenigen Photonen, dafür aber hohen Energien, zu tun. Diese Photonen tragen vor allem Informationen über hochenergetische Prozesse, die meist nicht normalen stellaren Ursprungs sind. Allerdings wurde die Sonne 1948 als erste extraterrestrische Röntgenquelle erkannt. Erst 1962 wurden nichtsolare Röntgenobjekte (Sco-X1) und ein isotroper Röntgenhintergrund durch Raketenexperimente entdeckt [3].
Im Röntgenbereich registriert man in jeder Beoabachtungsrichtung eine diffuse Hintergrundstrahlung. Es war jahrelanger Forschungsinhalt zu klären, ob es sich dabei tatsächlich um einen diffusen Hintergrund, wie bei der 2.7 K Hintergrundstrahlung des Urknalls, handelt. Heute geht man davon aus, dass der Röntgenhintergrund die Überlagerung von Emissionen sehr vieler schwacher und weit entfernter Quellen darstellt.

Es gibt eine Vielzahl verschiedenartiger Quellen, von denen die bedeutendsten hier kurz beschrieben werden sollen (eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen Quelltypen findet sich z.B. bei [4]).

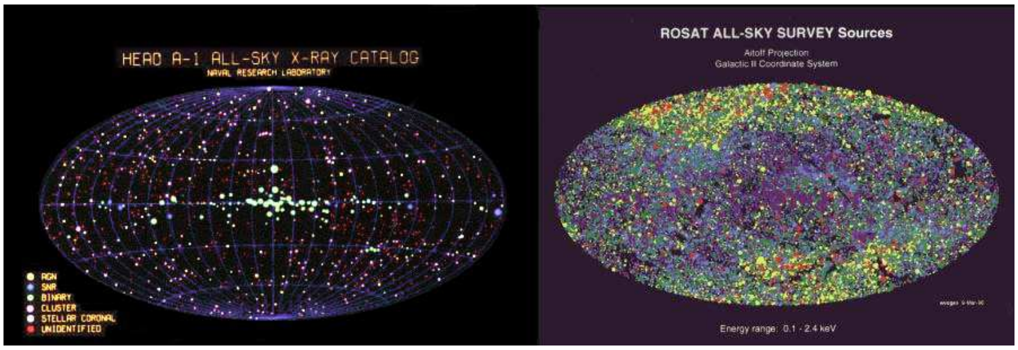


Abbildung 2.5: Röntgendurchmusterungen des Himmels von HEAO-1 1977 mit ca. 2000 Quellen (links) und von ROSAT (rechts) 1990 mit ca. 77.000 Quellen.

2.2.1 Coronae von Sternen

Nahezu alle massereichen Sterne, besonders aber der Spektralklasse O und B, besitzen eine extrem heisse Corona aus dünnem Plasma, die im Röntgenlicht strahlt. Der Heizmechanismus der Corona ist noch nicht verstanden, ebenso wie der Einfluss, den das stellare Magnetfeld auf das Plasma der Corona hat.

Die Leuchtkräfte dieser Röntgenquellen sind aber relativ gering, so dass nur Objekte innerhalb der Milchstrasse beobachtet werden können.

2.2.2 Röntgendoppelsterne und Supernovaüberreste

Röntgendoppelsterne sind akkretierende Systeme, bestehend aus einem kompakten Objekt und einem Begleitstern. Das kompakte Objekt stellt dabei das Endprodukt einer Sternentwicklung (Weisser Zwerg, Neutronenstern, Schwarzes Loch) dar. Die Energiequelle für die Röntgenstrahlung ist die freiwerdende Gravitaionsenergie von Materie, die vom Begleitstern auf das kompakte Objekt überfliesst. Beim Aufprall und der damit verbundenen Abbremsung der Materie entstehen extreme Temperaturen, was zu einer grossen Röntgenleuchtkraft führt. Der Gasstrom zum kompakten Objekt findet auf unterschiedliche Weise, je nach Beschaffenheit des Doppelsternsystems statt (Roche Lobe Overflow, Sternwind, Be-Akkretion). Die Strahlung ist in der Intensität oftmals zeitlich stark variabel, was Rückschlüsse auf die Geometrie des Systems zulässt. So bewirken z. B. Bedeckungen oder Reflexionen Schwankungen in der Lichtkurve.

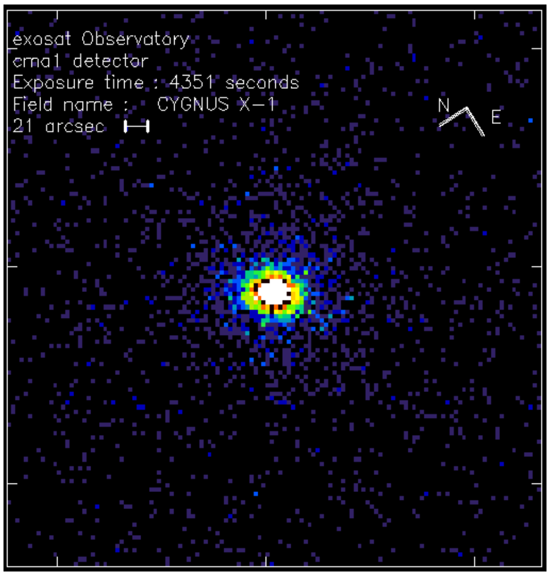


Abbildung 2.6: Der Schwarzloch Kandidat Cygnus X-1 [5]

Am Ende der Sternentwicklung kann es zu einer Supernovaexplosion kommen. Deren Überreste (SNR) leuchten im Röntgenlicht, wenn die abgestossene Hülle des Vorgängersterns mit hoher Geschwindigkeit auf die umliegende interstellare Materie trifft, und dabei hohe Temperaturen auftreten.

2.2.3 Galaxien und Galaxienhaufen

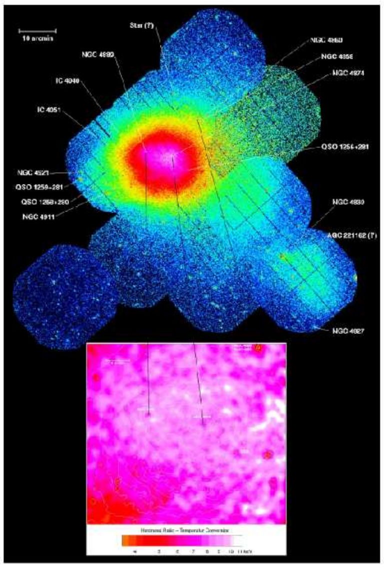


Abbildung 2.7: Coma-Cluster im Röntgenlicht (XMM [6])

Galaxien und Haufen von Galaxien beinhalten häufig gravitativ erhitztes Gas. Die dabei auftretenden Temperaturen können so hoch sein, dass die thermische Strahlung teilweise im Röntgenbereich liegt. Schwere Cluster gehören mit zu den hellsten Objekten im Universum. Dadurch lassen sich unter der Annahme von hydrostatischem Gleichgewicht Aussagen über das Gravitationspotential dieser Systeme machen. Ebenso leuchten Galaxien als Summe ihrer enthaltenen heissen Bestandteile und aufgrund von heisser interstellarer Materie (insbesondere Starburst Galaxien) im Röntgenlicht.

2.2.4 Aktive Galaxienkerne

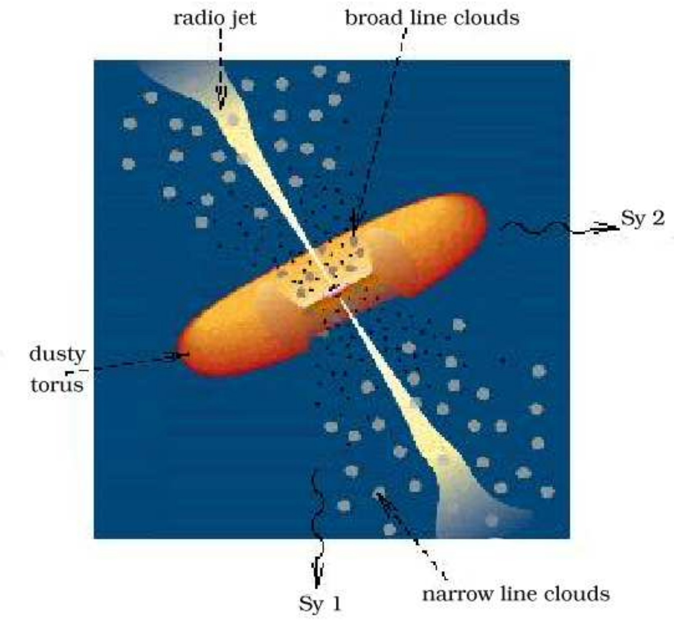


Abbildung 2.8: Vereinheitlichendes AGN-Modell: die Erscheinungsform hängt ab vom Blickwinkel von der Erde auf den AGN.

Aktive Galaxien (AGN) treten in vielfältigen Formen auf. Sie strahlen meist sehr hell in einem weiten Wellenlängenbereich des elektromagnetischen Spektrums. Man geht heute von einem Standardmodell aus, nach welchem der Sichtwinkel auf die AGN über die Erscheinungsform (Seyfert 1, Seyfert 2, BL Lac, QSO) entscheidet. Die Quelle der Strahlung ist ein supermassives zentrales Schwarzes Loch auf welches Materie aus der umgebenden Galaxie akkretiert und so eine hohe Röntgenleuchtkraft erzielt wird. Sowohl umgebende Staubmassen als auch austretende zentrale Jets geben einer AGN-Klasse ihr charakteristisches Spektrum.

2.3 Röntgenmissionen

Seit der Entdeckung extrasolarer Röntgenquellen 1962 wurde eine Vielzahl von Raketen-, Ballon-, und Satellitenmissionen gestartet, wovon die bedeutendsten in der folgenden Tabelle kurz zusammengestellt sind [7]:

Mission	Energiebereich [keV]	Start	Missionsende
UHURU	2 - 20	Dec 1970	Mar 1973
OSO-7	1 - 10.000	Sep 1971	Jun 1974
COPERNICUS	0.5 - 10	Aug 1972	Nov 1980
ANS	0.1 - 30	Aug 1974	Jun 1977
ARIEL V	0.3 - 40	Okt 1974	Mar 1980
SAS 3	0.1 - 60	May 1975	Jan 1979
OSO-8	0.15 - 1 000	Jun 1975	Sep 1978
HEAO-1	0.2 - 10.000	Aug 1977	Jan 1979
Einstein	0.2 - 20	Nov 1978	Apr 1981
Hakucho	0.1 - 100	Feb 1979	Apr 1985
EXOSAT	0.05 - 20	May 1983	Apr 1986
Ginga	1 - 400	Feb 1987	Nov 1991
ROSAT	0.1 -2.5	Jun 1990	Feb 1999
ASCA	0.4 - 10	Feb 1993	Mar 2001
RXTE	2 - 250	Dec 1995	-
BeppoSAX	0.1 - 300	Apr 1996	-
Chandra	0.1 - 10	Jul 1999	-
XMM-Newton	0.1 - 15	Dec 1999	-

In dieser Reihe stellt XMM-Newton eine Mission dar, die die Kenntnisse über den Röntgenhimmel in vielen Aspekten erweitern und vertiefen wird. XMM-Newton besticht besonders durch seine grosse effektive Teleskopfläche.

Zusätzlich zur Möglichkeit von langen Beobachtungszeiten im hochexzentrischen Orbit, ergibt dies eine 10 mal höhere Sensitivität im Vergleich zu ROSAT. Wobei XMM-Newton in einem weit grösseren Energieband arbeitet.

Kapitel 3

XMM-Newton

Die **X**-Ray **M**ulti **M**irror Mission wird getragen von der Europäischen Weltraumagentur (ESA). An der Entwicklung waren seit dem Beginn der Planungen 1984 mehrere verschiedene europäische Institute und Firmen beteiligt. XMM ist mit 3.9 Tonnen Gewicht und 10 Meter Länge der bisher grösste europäische Wissenschaftssatellit. Am 10. Dezember 1999 startete XMM mit einer Ariane V vom Weltraumbahnhof Kourou in Französisch Guyana und wurde auf einen hochexzentrischen Orbit gebracht. Der Satellit nähert sich in seinem Perigäum der Erde auf 7000 km an. Am erdfernsten Punkt ist der Abstand zur Erde 114000 km. Diese Bahn durchläuft er in 48 h, und ist so die meiste Zeit ausserhalb der Van-Allen-Strahlungsgürtel der Erde. Der Orbit wurde so gewählt, um eine maximale Beobachtungszeit, ausreichend Sonnenlicht für die Spannungsversorgung und eine möglichst lange Sichtbarkeit von den Bodenstationen der ESA aus zu garantieren. Zur Kommunikation mit dem Statelliten gibt es drei Bodenstationen. Sie befinden sich in Perth, Santiago und Kourou. Das Mission Operations Centre befindet sich in Darmstadt, das Science Operations Centre in Villafranca (Spanien).
Nachdem die Mission nun zwei Jahre erfolgreich verlaufen ist, wurde sie Ende 2001 offiziell auf vier weitere Jahre verlängert. Man erhofft sich eine Missionsdauer von insgesamt zehn Jahren.

3.1 Instrumente

An Bord von XMM-Newton befinden sich drei wissenschaftliche Instrumente:

- **O**ptical **M**onitor
- **R**eflection **G**rating **S**pectrometer
- **E**uropean **P**hoton **I**maging **C**amera (siehe: Die EPIC-Kamera)

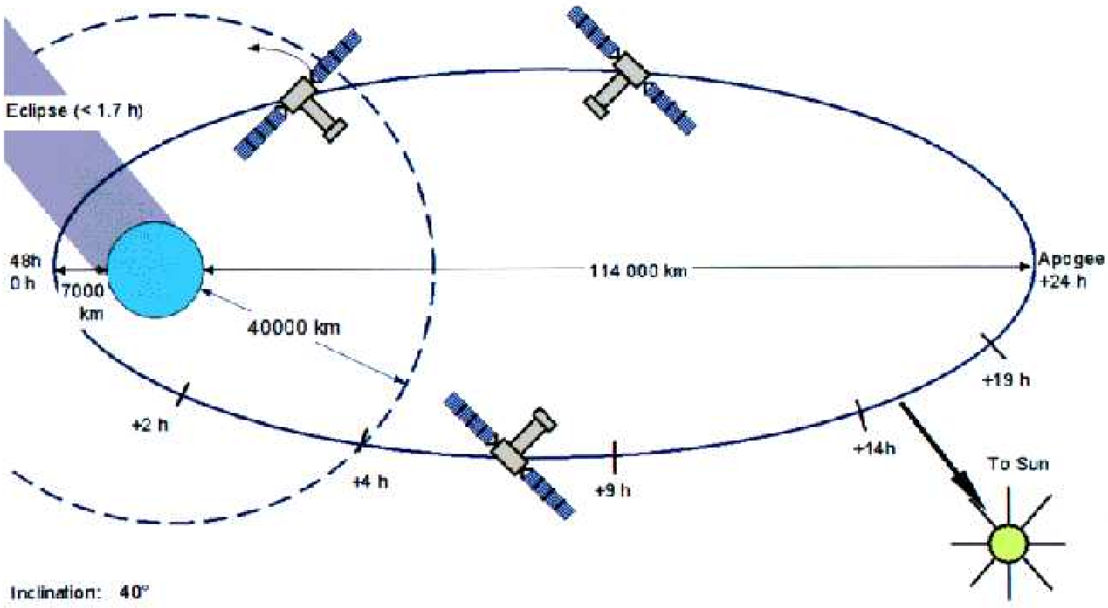


Abbildung 3.1: Der XMM-Newton Orbit [10]

3.1.1 Optical Monitor

Neben den Röntgenteleskopen (siehe folgende Abschnitte) verfügt XMM-Newton auch über einen Optical Monitor. Dieser ermöglicht zusätzlich eine zeitgleiche Untersuchung der Objekte im Wellenlängenbereich von 1600-5500 Å. Es handelt sich hierbei um ein 30-cm Ritchey-Chrétien Teleskop mit einer Brennweite von 3.8 m und einer Winkelauflösung von einer Bogensekunde. Dabei stimmt die Beobachtungsrichtung mit der der Röntgenteleskope überein.

3.1.2 Die Röntgenoptik

Röntgenlicht lässt sich nicht so leicht wie optisches Licht fokussieren oder bündeln. Zum Sammeln von Röntgenstrahlen bedient man sich der Reflexion an sehr glatten Oberflächen unter sehr flachen Einfallswinkeln. Bei XMM-Newton ist dies durch die drei parallelen Wolter-Teleskope realisiert. Diese bestehen aus jeweils 58 ineinander geschachtelten Spiegelschalen (siehe

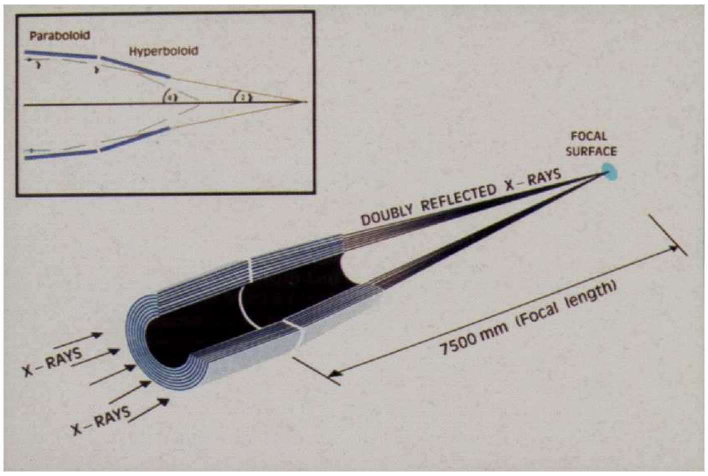


Abbildung 3.2: Skizze des Wolter-Teleskops; eine Bündelung wird nur bei streifender Reflexion erreicht. [8]

Abb.3.3). Jede Spiegelschale ist in ein parabolisches und ein hyperbolisches Schalenflächenensegment aufgeteilt. Röntgenstrahlen werden an jeder Teilschale einmal reflektiert und somit auf den Brennpunkt fokussiert. Die Fokallänge beträgt dabei 7.5 m.
Zwei der drei Teleskope von XMM-Newton sind mit Reflektions-Gitter Spektrometern (RGS) bestückt. Je eine EPIC-MOS Kamera und ein RGS teilen sich die einfallende Intensität von einem Wolter-Teleskop. Das dritte ist allein auf die EPIC MAXI-Kamera fokussiert.
Zur Dezimierung von Streustrahlung ist der Einlauftubus selbst mit Querstegen versehen. Danach folgt ein Filter (X-ray baffle), welches jene Strahlen blockiert, die einen ungünstigen Winkel gegenüber den Wolterteleskopen haben und dann zu Streustrahlung werden würden. Hinter dem Multi Mirror-Segment werden Elektronen, die den CCD-Arrays schaden könnten, mittels eines magnetischen Deflektors abgelenkt.

3.1.3 Reflection Grating Spectrometer

Das RGS besitzt eine Energieauflösung von $\frac{E}{\Delta E}$ 200 bis 800. Für den Energiebereich von 0.35 - 2.4 keV ist es somit das Instrument mit der besten spektralen Auflösung an Bord von XMM-Newton. Zwei baugleiche Reflexionsgitter direkt hinter den Spiegelschalen beugen die einfallenden Röntgenstrahlen. Die Gitter haben eine Gitterkonstante von 645 Linien pro mm und sind so angeordnet, dass ca. die Hälfte der Röntgenphotonen auf ein Array von MOS-CCDs in einer Rowland Anordnug fallen. Das restliche Licht wird auf die zwei MOS-CCDs der EPIC-Kamera fokussiert.

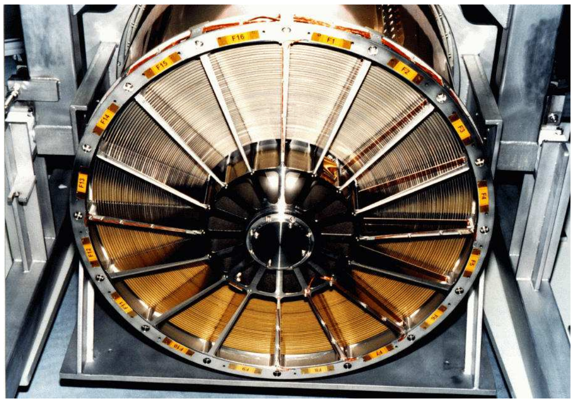


Abbildung 3.3: Blick auf eines der Spiegelmodule, man erkennt die ineinander gebauten Spiegelschalen.

3.2 Die EPIC-Kamera

Insgesamt vier Detektoren bilden die **E**uropean **P**hoton **I**maging **C**amera:

- Zwei baugleiche MOS-CCD Kameras
- Die MAXI pn-CCD Kamera (**M**PI/**A**IT **X**-Ray **I**mager)
- Ein Radiation Monitor

Der Radiation Monitor soll die CCDs vor Strahlungsschäden bewahren. Teilchenschauer (Protonen) aus solaren Flares können die Halbleiterstrukturen der CCDs beschädigen. Beim Auftreten hoher Protonenflüsse wird das Filterrad in eine geschlossene Position gefahren, und damit der Strahlengang durch eine 1 mm dicke Aluminiumblende blockiert.

Die MOS-CCDs basieren auf hochentwickelten optischen CCDs die den Anforderungen als Röntgendetektoren angepasst wurden. Die MAXI pn-CCD hingegen ist eine Neuentwicklung des Halbleiterlabors des MPE und speziell für röntgenastronomische Zwecke ausgelegt. Die nachfolgende Tabelle stellt die Eigenschaften beider Kameratypen dar ([9]):

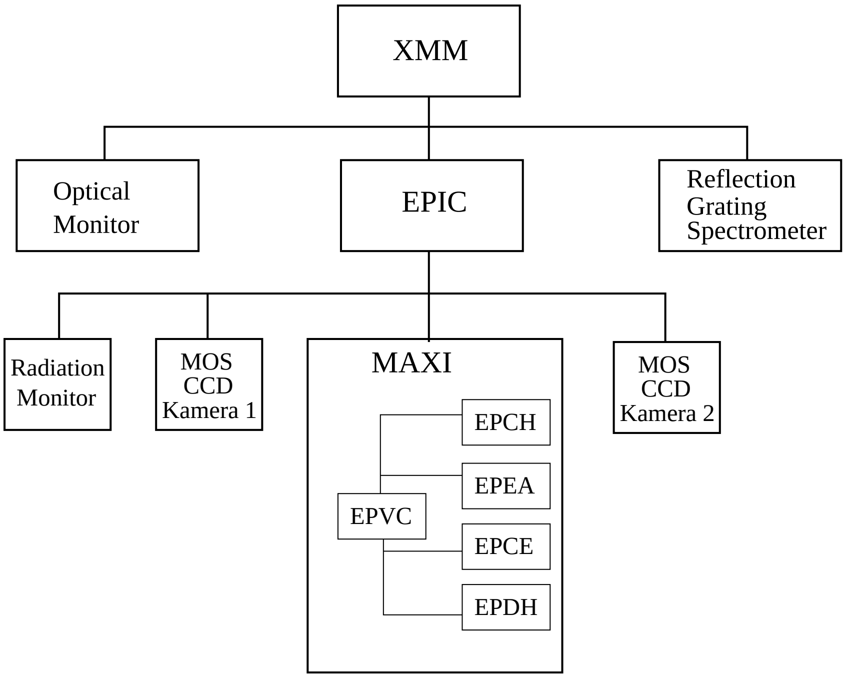


Abbildung 3.4: Schema der wissenschaftlichen Instrumente auf XMM-Newton.

Parameter	MOS-CCD	pn-CCD
CCD Format	7 CCDs	12 CCDs
Pixel pro CCD	600 x 600	64 x 200
Pixelgrösse	40 x 40 μm	150 x 150 μm
Gesichtsfeld	33.5 x 33.5 arcmin	27.5 x 27.5 arcmin
max. Zeitauflösung	1 ms	40 μs
Energieauflösung	135 eV bei 6.4 keV	140 eV bei 6.4 keV
	55 eV bei 1.0 keV	60 eV bei 1.0 keV
Detektionswahrscheinlichkeit	87% bei 6.4 keV	99% bei 6.4 keV
(Quantum Efficiency)	45% bei 0.5 keV	88% bei 0.5 keV
Betriebstemperatur	$-80°$C	$-90°$C

3.2.1 Die MAXI Systeme

Die verschiedenen Untersysteme der MAXI Kamera sollen hier nur kurz angesprochen werden, auf die EPEA wird später noch näher eingegangen.
Der Detektor besteht aus einem quadratförmigen Array von 12 CCDs. Drei davon zusammengenommen bilden je einen Quadranten mit eigener Ausle-

seelektronik. Sie bildet das Herz der EPCH (**E**PIC **p**n **C**amera **H**ead). Die EPCH beherbergt auch den Radiator, welcher die Kamera auf $-90°$ C kühlt, und Heizelemente zur Temperaturstabilisierung. Desweiteren ist zum Schutz vor Protonenstrahlung ein Aluminiumschild um das Array montiert. Hinter der Eintrittsöffnung befindet sich das Filterrad. Es enthält mehrere Filter unterschiedlicher Stärke und Materialien. Dazu noch eine offene Stellung zur Entgasung, eine geschlossene Stellung zum Schutz des Arrays, und eine ^{55}Fe-Quelle zur Kalibrierung.
EPVC steht für EPIC pn Voltage Control. Sie generiert mehrere verschiedene Versorgungsspannungen für die anderen MAXI Komponenten, wie auch die Rückkontaktspannung für die pn-Chips. Diese Spannungen werden von der EPCE (**E**PIC **p**n **C**ontrol **E**lectronics) kontrolliert. Dazu regelt die EPCE die Temperatur am Kamerakopf (EPCH) und übernimmt die Filterradsteuerung. Sie wird daher von der EPEA mit Housekeeping Daten versorgt. Die EPEA (**E**PIC **p**n **E**vent **A**nalyser) versorgt die CCDs mit sämtlichen Steuerungsimpulsen und bearbeitet auch die Ausgangssignale, bevor sie über die EPCE zum EPDH geschickt werden. Das **E**PIC **p**n **D**ata **H**andling System liefert alle Daten der MAXI zum Satellitenbus, von wo sie zur Bodenstation gesendet werden. In der umgekehrten Richtung werden Steuerkommandos vom EPDH empfangen und weitergeleitet.

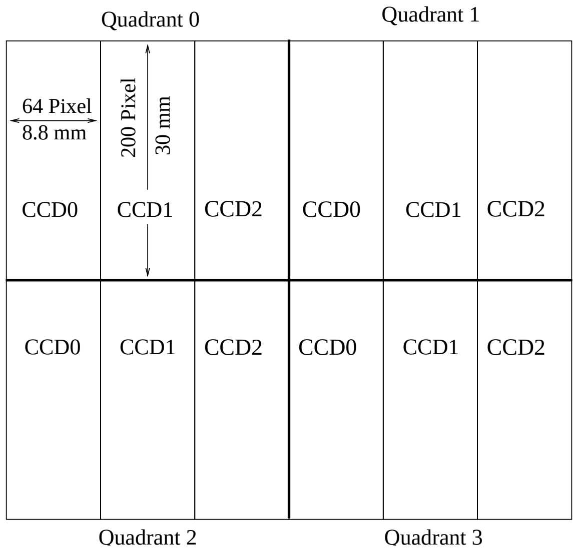


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des CCD-Arrays.

Kapitel 4

Das pn-CCD

4.1 Die Halbleiterstruktur

4.1.1 Der pn-Übergang

Die Energiezustände in einem Halbleiter, z.B. in einem Siliziumkristall aus n Si-Atomen, sind n-fach aufgespalten und liegen dabei so nahe beieinander, dass die Einzelniveaus quasi ein Band bilden. Im Halbleiter ergibt sich so eine Bänderstruktur, die aus einem gefüllten Valenzband und einem leeren Leitungsband besteht. Die Energiedifferenz ΔE zwischen beiden Bändern beträgt bei Silizium 1.1 eV. Diese Energie ist also nötig um ein Elektron für die Leitung verfügbar zu machen. Die Unterscheidung von Isolator, Halbleiter und Leiter (Metall) geht im Wesentlichen auf die Energiedifferenz dieser beiden Bänder, und der Lage des Fermi-Niveaus zurück.
Das Prinzip des pn-CCDs basiert auf der Funktionsweise eines Halbleiter pn-Übergangs, also einer pn-Diode. Die p- und die n-dotierten Bereiche ei-

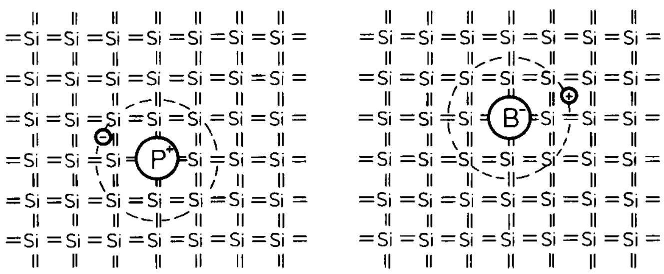


Abbildung 4.1: Die Gitterstruktur beim dotierten Halbleiter, n-Leiter links, p-Leiter rechts [11].

nes Halbleiters auf Silizium-Basis unterscheiden sich durch den Einbau (Do-

tierung) verschiedenartiger Fremdatome in den Halbleiter (siehe Abb. 4.1). Im n-Halbleiter werden Fremdatome eingebaut die ein Elektron mehr besitzen als der ursprüngliche Halbleiter. Bei Silizium z.B. Phosphor. Dieses überschüssige Elektron des Donator-Atoms befindet sich energetisch knapp unterhalb des Leitungsbandes, und kann nun schon durch thermische Anregung in das Leitungsband gelangen und trägt so zur Leitung bei.
Im Gegensatz dazu zeichnet einen p-Halbleiter der Einbau von Atomen mit einem Elektron weniger aus (Akzeptor), wie z.B. Bor. Es kann sich im Valenzband eine Löcherleitung ausbilden, wenn Elektronen aus dem Valenzband in die Elektron-Löcher etwas oberhalb des Valenzbandes springen (siehe Abb. 4.1). Liegt an einem pn-Übergang keine Spannung an, so diffundieren Elek-

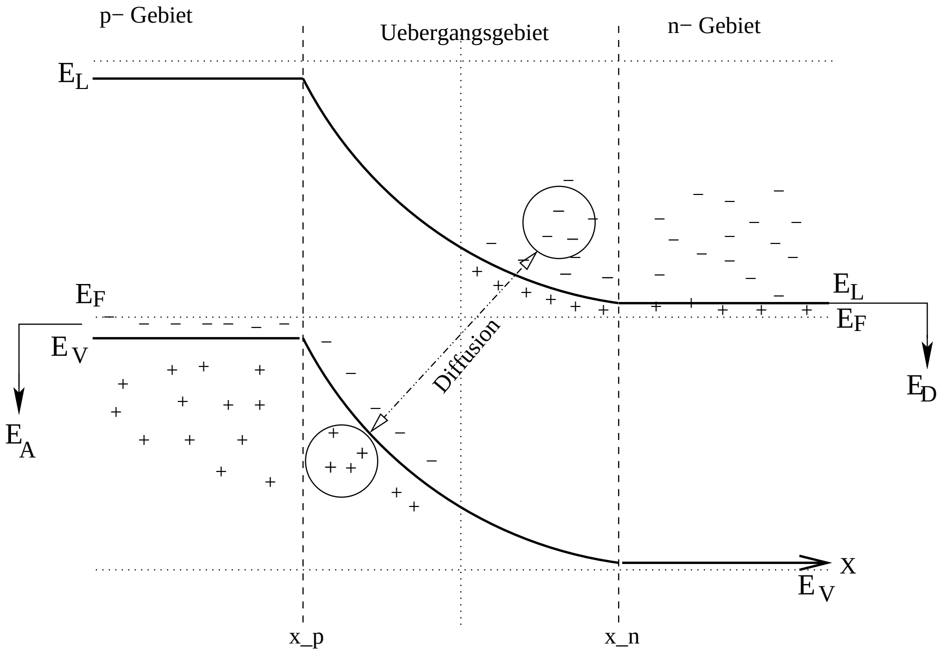


Abbildung 4.2: Der pn Übergang in schematischer Darstellung: + enstprechen positiven, - negativen Ladungsträgern. E_L: Energie des Leitungsbandes, E_V: Energie des Valenzbandes, E_A: Energie des Aktzeptor Niveaus, E_D: Energie des Donator Niveaus, E_F: Fermi-Energie.

tronen aus dem n-Bereich in den p-Bereich, während die Löcher aus dem p-Bereich einen Diffusionsstrom in die Gegenrichtung bilden. Die zurückbleibenden Donator-und Akzeptor-Ionen rufen nun ein Raumladungsfeld hervor, das einen Driftstrom zu Folge hat, welcher dem Diffusionsstrom entgegen wirkt. Dadurch wird die gesamte Übergangsregion frei von jeder Ladung gehalten, es entsteht eine Verarmungs- oder Depletionszone mit einer Kontakt-

potentialldifferenz, die aus den unterschiedlichen Fermi-Niveaus der beiden Halbleiter resultiert. Wird an den Übergang nun eine äussere Spannung mit dem Pluspol am n-Halbleiter gelegt, so hemmt diese zusätzlich zum Kontaktpotentail die Diffusionsströme. Das Flussgleichgewicht ist aufgehoben und es bildet sich eine Sperrzone, die keinen Strom zulässt.
Erst bei sehr hoher Sperrspannung fliesst wieder ein lawinenartiger Durchbruchstrom, der allerdings die Diode zerstört. Legt man dagegen den Pluspol der Spannungsquelle an den p-Halbleiter, so wird die Kontaktspannung verringert. Der Diffusionsfluss von Elektronen und Löchern wird erleichtert, die Diode ist in Flussrichtung geschaltet.

4.1.2 Funktionsweise des pn-CCD

Die Depletionszone im Sperrzustand ist der sensitive Teil des Detektors. Wird in diesem Bereich ein Photon mit der Energie $E_\gamma > \Delta E$ absorbiert, so werden Elektron-Loch Paare erzeugt. Dadurch wird das Gleichgewicht von Drift- und Diffusionsstrom in der Verarmungszone gestört. Durch das angelegte Sperrfeld können nun die aus dem Valenzband angehobenen Elektronen abgesaugt und als Stromstoss registriert werden. Tatsächlich wird aber für Silizium im Mittel eine Photonenenergie von 3.7 eV (bei 300 K) benötigt, um ein Elektron-Loch Paar zu erzeugen. Dies liegt daran, dass die Energie des Photons auch Gitterschwingungen im Kristall anregen kann.

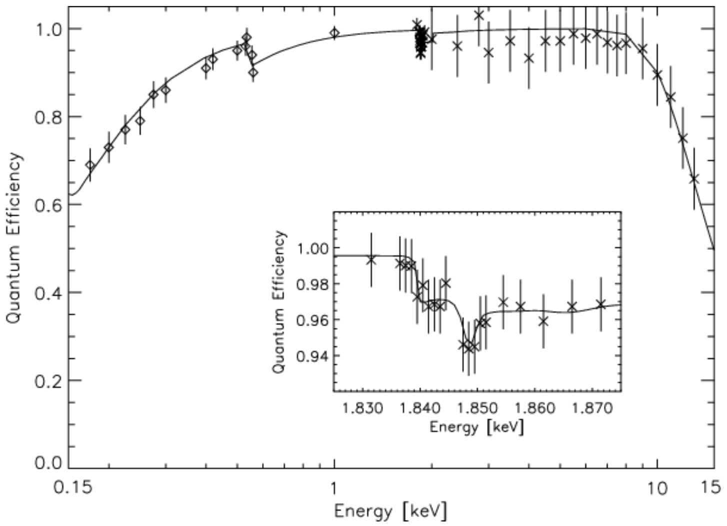


Abbildung 4.3: Die Nachweiswahrscheinlichkeit des pn-CCDs über der Photonenenergie [12]

Ziel ist es eine möglichst grosse Depletionszone aufzubauen, um auch Photonen höherer Energie detektieren zu können. Da die Eindringtiefe mit der Energie der Photonen zunimmt, können bei einer Dicke der Depletionszone von 285 μm Röntgenphotonen von 15 keV mit noch 50 % Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden (siehe Abb.4.3). Dies wird bei dem pn-CCD durch das Verfahren der Seitwärtsdepletion realisiert. Dabei wird die Depletionszone über den gesamten Bereich des n-Halbleiters ausgedehnt. Auf beiden Seiten des n-Halbleiters wird eine p-Schicht angebracht. Wird zwischen den p- und n-Schichten eine Sperrspannung angelegt, so bilden sich Depletionszonen, die sich bei steigender Sperrspannung vergrössern. Die Depletionszonen nähern ich dabei einander im n-Halbleiter an.

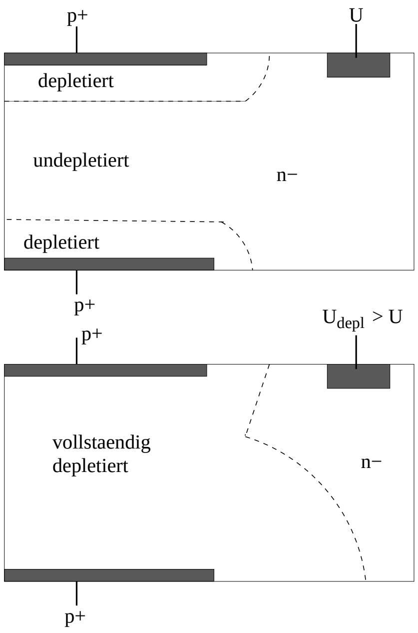


Abbildung 4.4: Die Seitwärtsdepletion

Ist die Sperrspannung hoch genug, so treffen sich beide Depletionszonen, und der gesamte n-Halbleiter ist depletiert. Durch unterschiedliche Spannungspotentiale an den p-Schichten lässt sich das Potentialminimum für die Elektronen von der Mitte der n-Schicht zur Unterseite der vorderen p-Schicht verschieben, wo sich die Elektronen sammeln und zur Ausleseanode geschoben werden können.
Um eine Pixelstruktur des CCD-Chips, und damit eine Ortsauflösung zu erhalten, werden Channelstops bestehend aus Ionenimplantaten eingebaut. Diese unterteilen den Halbleiter in 200 einzelne Kanäle, die Potentialmul-

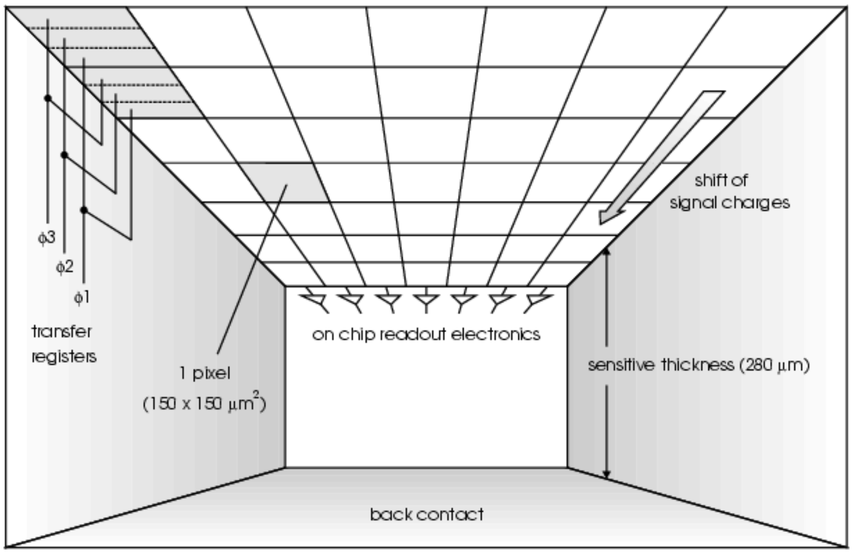


Abbildung 4.5: Darstellung der Pixelstruktur und der Phi-Schiebe-Pulse (links). Es resultiert eine Pixelgrösse von 150 x 150 μm [12].

den für die Elektronen darstellen, in denen sie sich bewegen können. Die p-Schicht an der Vorderseite wird nun in Streifen unterteilt, mit deren Hilfe Potentialminima generiert werden können. Drei Streifen bilden ein Pixel. Mit Hilfe von drei sogenannten Phi-Pulsen, die zeitlich variabel an die drei Streifen angelegt werden, ist es möglich die Elektronen Pixel für Pixel zur Ausleseanode zu schieben (siehe Abb. 4.5).

4.2 Die Kamera Elektronik

4.2.1 On-Chip

Jeder Quadrant des CCD-Arrays verfügt über seine eigene Ausleseelektronik, der EPEA. Allerdings müssen die Signale vom Chip erst verstärkt werden, da sie sonst im Rauschen der Auswerteelektronik untergehen würden. Deshalb werden die geringen Spannungen aller 64 Ausgangskanäle eines CCD noch auf dem Wafer durch einen JFET vorverstärkt. Die verstärkten Signale werden über Bonddrähte einem hochintegrierten Verstärkerchip, dem CAMEX, zugeführt. Der CAMEX verstärkt die Signale weiter, führt eine Offsetkorrektur durch und gibt sie weiter an den ADC der EPEA. Zeitlich gesteuert wird der CAMEX durch einen externen ASIC, den TIMEX, der die Steuer- und Kodierpulse generiert [13].

4.2.2 EPEA

Die EPEA verarbeitet sowohl die gesamte Ablaufsteuerung als auch eine vorläufige Datenbearbeitung des pn-CCDs. Für jeden einzelnen Quadranten des Arrays existiert eine eigene und unabhängige Elektronik, was bei Ausfall eines Quadranten das Weiterarbeiten der restlichen Kamera sicherstellt. Zur übergreifenden Koordination der einzelnen Quadranten dient der Master-Sequenzer. Er schaltet einzelne Quadranten über den jeweiligen Quadrantensequenzer ein und aus, und kann damit bei Ausfall eines Quadranten diesen einfach überspringen. Jeder einzelne Quadrant verfügt über einen ADC, eine CPU- und eine SECOM-Karte. Die analog-digital Umwandlung erledigt ein AD872 ADC. Er erhält die analogen Signale vom CAMEX über einen zwischengeschalteten Operationsverstärker, der eine Spannungsanpassung und eine Impedanzwandlung vornimmt, und übergibt sie in digitalen 12 Bit Werten der SECOM Karte.

Die SECOM Karte beinhaltet den Quadrantensequenzer, welcher vom Ma-

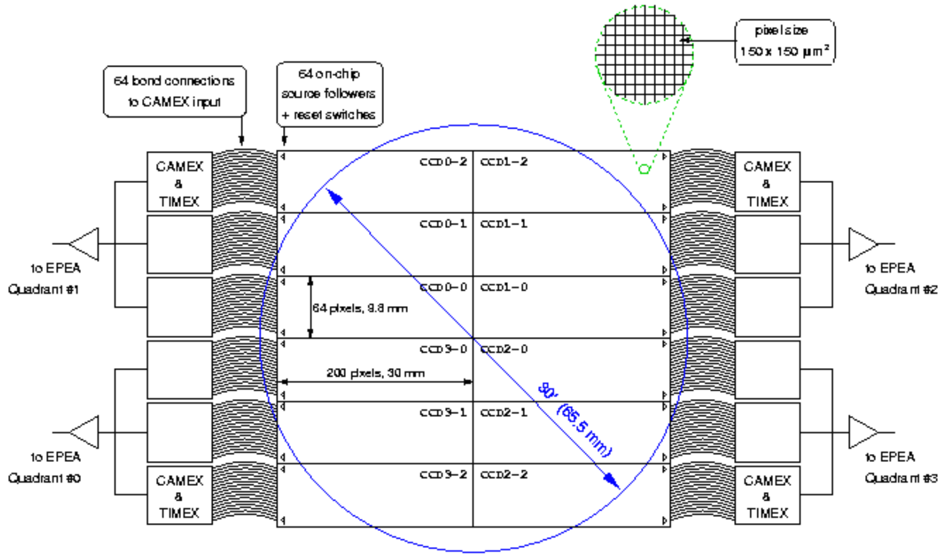


Abbildung 4.6: Der Aufbau der pn-Kamera, mit 4 CCDs pro Quadrant. Jede CCD verfügt über eine eigene mit Bond-Drähten verbundene Verstärkereinheit, jeder Quadrant über eine eigene Ausleseelektronik [12].

stersequenzer gesteuert wird, und selbst die zeitlichen Abläufe der Steuerimpulse des CCD-Chips, des CAMEX, TIMEX und des ADC regelt. Desweiteren befindet sich auf der SECOM Karte das High Bitrate Interface, mit dessen Hilfe die Daten zum EPDH transferiert werden, und die Common-

Mode Schaltung. Die Common-Mode Schaltung nimmt eine Vielzahl von Korrekturen an den Daten vor. So wird den Energiedaten die Information über Zeile und Spalte der Pixel hinzugefügt, Signale von beschädigten Pixeln herausgefiltert, ein spezieller Offset für jedes einzelne Pixel abgezogen und ein Bias hinzuaddiert, um negative Events zu vermeiden. Danach wird eine Median-Korrektur durchgeführt, damit zeitliche Spannungsschwankungen bei der Verarbeitung einer Zeile durch den CAMEX ausgeglichen werden. Schliesslich werden aus dem Datenstrom Rauschereignisse unterhalb einer bestimmten Schwelle verworfen und dann die korrigierten und gefilterten Daten der CPU übergeben.
Die CPU stellt die zentrale Steuereinheit des EPEA dar. Das Herz bildet ein strahlungsunempfindlicher 80C86 Mikroprozessor. Die Aufgabe der CPU besteht darin, die Quadranten je nach gewünschter Einstellung zu programmieren und eine Offset- und Rauschkarte aus den ungefilterten Daten zu berechnen und der EPDH zur Verfügung zu stellen. Ebenso verwaltet sie die Housekeeping Daten und gibt sie über ein Low Bit Rate Interface (LBR) an die EPCE weiter. Eine weitere Aufgabe besteht in der Herausfilterung von MIP-Ereignissen (minimal ionizing particles), die ihren Ursprung in der kosmischen Strahlung haben und markante Spuren hinterlassen.
Vor jeder Aufnahme muss eine Offset-Karte für jedes CCD berechnet werden. Sie ordnet jedem Pixel einen Offsetwert zu. Haben einzelne Pixel einen besonders hohen Offset, zeigen starkes Rauschen oder gar kein Signal, dann werden sie als BAD markiert, und im weiteren Messvorgang nicht beachtet. Die bad-pixel-Markierung erfolgt in der Common-Mode Schaltung und wird über die EPCE an die CPU kommandiert.
Eine ausführlichere Beschreibung der EPEA und seiner Funktionen findet sich in den Diplomarbeiten von M. Kuster und B. Kretschmar [14], [15].

4.3 Das Kamera Signal

Es gibt eine Reihe von Effekten, die bei der Messung mit dem pn-CCD auftreten, und die berücksichtigt bzw. korrigiert werden müssen. Die wichtigsten dieser Effekte werden im folgenden besprochen, wobei besonders auf die CTE näher eingegangen werden soll.

4.3.1 Amplification

Das Signal, so wie es die EPEA ausgibt, enthält noch keine Information über die Energieeichung der Kanäle. Die gemessene Ladungsmenge ist in

ADU (Analog-Digital-Units) angegeben. Wird das CCD mit Röntgenlicht bekannter Energie bestrahlt, so lässt sich das Verhältniss $A = \frac{E_{CCD}[ADU]}{E_\gamma[eV]}$ als Amplification bestimmen. Ihr Wert liegt je nach CCD und Eingangsgrössen grob um 0.2 .

4.3.2 Offset

Das pn-CCD (wie auch jedes andere) liefert, auch wenn keine Strahlung auf den Detektor trifft, ein Ausgangssignal. Dieser Offset wird bei jedem Pixel zu einem Event hinzugezählt und verfälscht somit die Messung. Der Ursprung

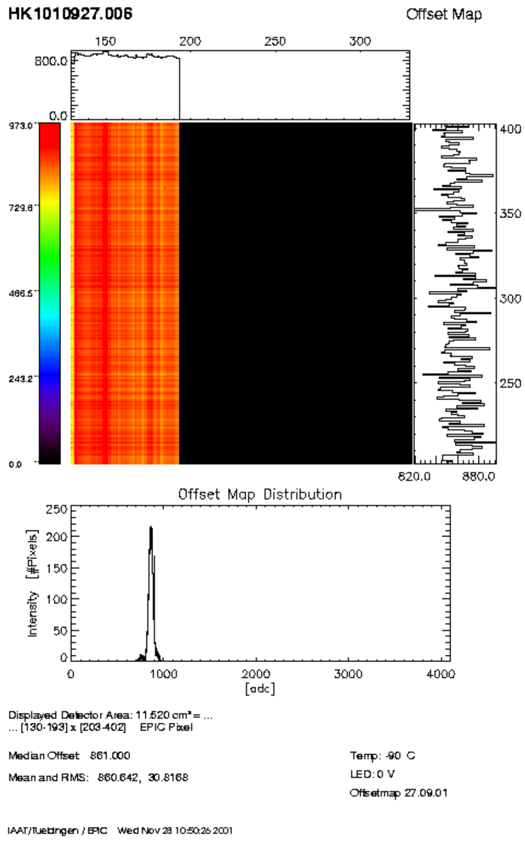


Abbildung 4.7: Eine typische Offsetmap mit Verteilung nach Spalten und Zeilen. Man erkennt eine schwache Streifenstruktur, die aus den unterschiedlichen Verstärkungen des CAMEX resultiert

des Offsets liegt in den Pixeln selbst, in den JFETS, dem CAMEX und in der

Elektronik der EPEA, wobei der CAMEX dabei den Hauptanteil ausmacht. Um dies zu korrigieren ermittelt die CPU eine Offsetkarte in welcher für jeden Pixel ein spezieller Offsetwert verzeichnet ist. Dann wird diese Karte im Offset-RAM der SECOM-Karte gespeichert, von wo aus sie zur Datenkorrektur verwendet wird. In jedem Auslesezyklus der CCD wird dieser Offsetwert vom Ausgangssignal abgezogen. Für die Berechnung der Offsetkarte gibt es verschiedene Algorithmen, die sich vor allem in der Dauer zur Berechnung der Offsetkarte unterscheiden. Für die Berechnung der Offsets im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Algorithmus verwendet, bei welchem der Offset pro Pixel einhundertmal bestimmt wird. Von diesen 100 Werten werden jeweils die drei niedrigsten und die drei höchsten Werte verworfen, aus den restlichen 94 Werten der Mittelwert bestimmt und für dieses Pixel abgespeichert (siehe Abb. 4.7). Diese Berechnungsart benötigt zwar etwas mehr Zeit, gewährt aber für die Bestimmung von Veränderungen im Offset eine genügend hohe Genauigkeit.

4.3.3 Gain

Jeder einzelne der 64 Kanäle des CCDs wird noch auf dem Chip von einem JFET und anschließend im CAMEX vorverstärkt. Die Verstärkung verläuft aber wegen kleinster Unterschiede bei der Herstellung der Bauteile dabei nicht absolut gleich. Sie variiert von Kanal zu Kanal um bis zu 5 %. Diese Abweichung verfälscht das Signal, kann aber recht einfach korrigiert werden. Diese Gain-Korrektur basiert auf einer Flatfield Aufnahme. Man bestimmt die Peaklage einer ausgewählten Röntgenlinie für jeden einzelnen Kanal, und daraus den Mittelwert der Peaklagen über alle Kanäle. Das Verhältnis Einzelkanal zu Mittelwert erlaubt somit eine Aussage darüber, welcher Kanal stärker und welcher schwächer verstärkt. Eine Aufnahme lässt sich so kanalweise korrigieren, wobei zu beachten ist, dass die Gain temperatur- und leicht energieabhängig ist. Den Verlauf der Gain über alle 64 Kanäle (Gain-Course), der für diese Diplomarbeit verwendeten CCD zeigt Abb. 4.8.

4.3.4 Partial Events

Je höher die Energie eines Photons ist, desto grösser ist im Ittel seine Eindringtiefe in ein Material. Photonen bei Energien $E_\gamma < 100$ eV werden mit hoher Wahrscheinlichkeit schon in der oberen p-Schicht (Totschicht) des CCDs absorbiert und können folglich nicht detektiert werden. Die Totschicht bezeichnet den Bereich der maximalen Konzentration von Borimplantaten. Die Ladung, die von Photonen in diesem Bereich erzeugt wurde, wird von der p-Anode abgesaugt und gelangt nicht mehr zur Ausleseanode. Mit steigender

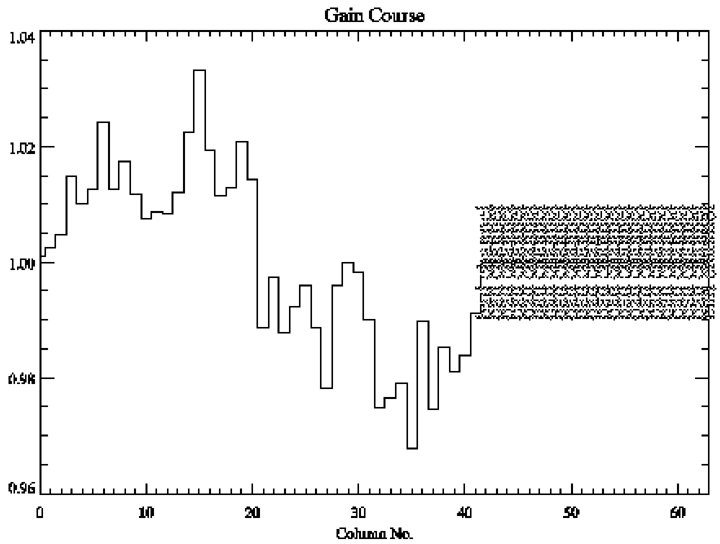


Abbildung 4.8: Der Gain course des CCDs 9-1-11. Sämtliche Pixel der Spalten > 41 wurden bei der Flatfieldaufnahme als BAD markiert, da das Rauschen ab dieser Spalte zu stark war.

Photonenergie wird auch die Wahrscheinlichkeit grösser, dass die Photonen die Totschicht durchdringen. Dabei können sie aber noch einen Teil ihrer Energie in Form von generierten Elektronen im sogenannten Partial-Event-Bereich deponieren, der sich an die Totschicht anschliesst und in dem die Konzentration von Borimplantaten mit der Tiefe abnimmt. Dort deponierte Elektronen rekombinieren zum Teil mit Akzeptoren der p-Schicht und ergeben kein Signal mehr. Partial-Events nennt man Signale, bei denen nur ein Teil der anfänglich erzeugten Ladungsmenge registriert wird. Der Partial-Event-Effekt wirkt sich damit besonders bei niedrigeren Photonenenergien (< 1 keV) aus, und lässt die Peaklage einer Linie zu einer kleineren Energie hin verschoben erscheinen.

4.3.5 Split Events

Es kann vorkommen, dass die generierte Ladungswolke eines Photons sich auf mehrere Pixel verteilt. Da die Ladungswolke einen wesentlich kleineren Durchmesser (ca. 10 μm) als die Pixelgrösse besitzt, kann sie sich maximal nur auf vier Pixel aufteilen, wobei sich die Ladungsmenge je nach Auftreffpunkt beliebig auf die Pixel verteilen kann. Es werden somit zwei, drei oder auch vier (Doubles, Triples, Quadruples) Ereignisse vorgetäuscht, die ursprünglich von nur einem Photon stammen.

Art des Events	Wahrscheinlichkeit
Sinlge	75.1 %
Double	23.1 %
Triple	0.4 %
Quadruple	1.4 %
$\rightarrow$ z.B. 100 Photonen	ergeben 128 registrierte Ereignisse.

Die meisten Splits sind Doubles (> 90 %). Diese üben daher den grössten Einfluss auf die Form des Spektrums aus. Die registrierte Energie in den beiden Pixeln ist meist ungleich verteilt und ergibt zusammen die Photonenenergie: $E_\gamma = E_1 + E_2$. Daraus ergibt sich eine Form des Spektrums, das um die Energie $\frac{E_\gamma}{2}$ gespiegelt erscheint, da jeder Split unterhalb von $\frac{E_\gamma}{2}$ einen Partner hat, der oberhalb von $\frac{E_\gamma}{2}$ im gleichen Abstand dazu liegt. Und da es zusätzlich noch unwahrscheinlich ist, dass beide Splits eine ähnliche Energie besitzen, ergibt sich für das Spektrum eine sogennate 'Badewannen-Form'. Abb. 4.9 zeigt die Verformung des Spektrums. Da im Normalfall der Beobachtung sehr

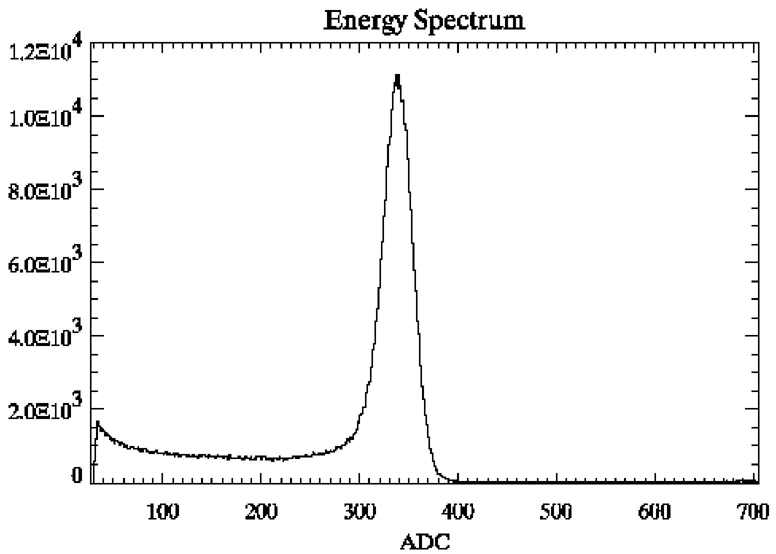


Abbildung 4.9: Ein unkorrigiertes Spektrum der Aluminium K_α Linie. Deutlich ist die 'Badewannenform' zwischen dem Peak und der unteren Schwelle erkennbar.

wenige (meist gar keine) Röntgenphotonen pro Aulseszyklus (73 ms im Full Frame Mode) auf das CCD fallen, ist es einfach diesen Effekt zu korrigieren. Durch die Information in welchem Pixel ein Ereignis registriert wurde lässt sich leicht entscheiden ob ein Split vorliegt oder nicht. Das Event kann

dann verworfen oder auch korrigiert werden. Dazu sollte allerdings die in der Common-Mode Schaltung eingestellte Schwelle für das Registrieren eines Events nicht zu hoch gesetzt werden, da sonst die sehr niederenergetischen Partner eines Splits nicht mehr als Event registriert werden. Dadurch wird der Split als solcher nicht mehr erkannt, und die Peaklage verschiebt sich zu niedrigeren Energien.
Eine sowohl ausführliche als auch sehr anschauliche Beschreibung der Splitproblematik bietet die Diplomarbeit von M. Colli [16].

4.3.6 Out Of Time Events

Wird vor dem CCD eine Blende angebracht, so werden dennoch Events registriert, die eigentlich hinter dem abgeschirmten Teil der Blende liegen. Dies hat den Ursprung im Ausleseverfahren des CCDs. Die Out-Of-Time Events treten nur in den selben Spalten des CCDs auf, in welchen sich auch die Blendenlöcher befinden. Die Kamera ist auch während des Auslesens und

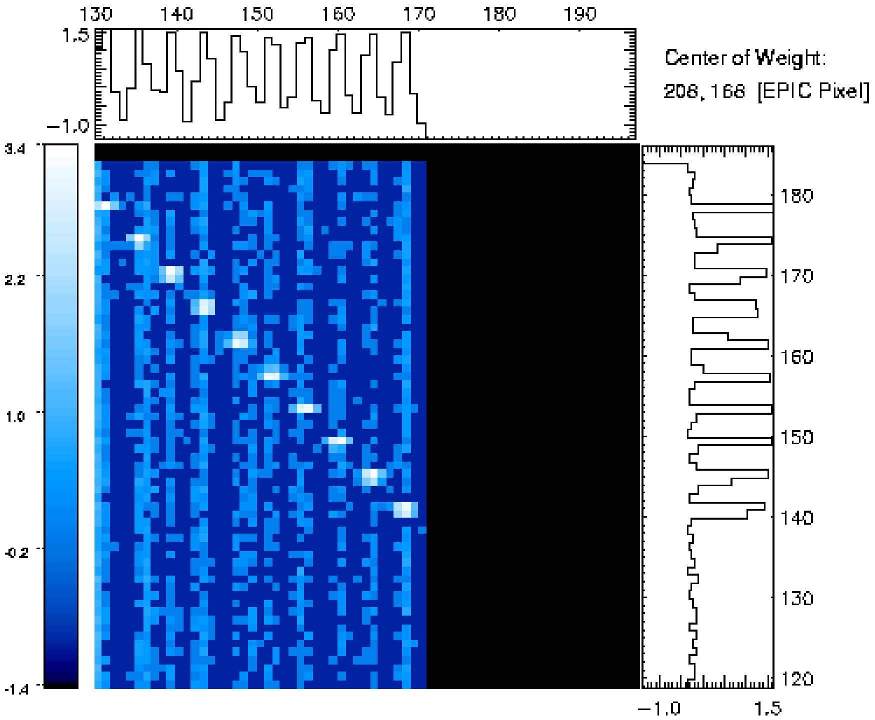


Abbildung 4.10: Die Blendenlöcher haben einen Durchmesser von 0.1 mm und sind diagonal angeordnet. Die Aufnahme zeigt eine Intensitäts-Verteilung: je heller, desto mehr Ereignisse. Deutlich erscheinen die hellen Pixel hinter den Löchern, aber man erkennt auch deutlich die Out-Of-Time Events in den selben Spalten.

Schiebens der Zeilen sensitiv. Trifft ein Röntgenphoton während dieser Phase durch das Blendenloch auf das CCD, so ist der geometrische Auftreffpunkt zwar der selbe, aber die Pixel haben sich weiterbewegt. Das Ereignis wird dadurch einer falschen Zeile zugeordnet.

4.3.7 Pile Up

Beobachtet man Quellen mit einer sehr hohen Photonenrate, so ist es möglich, dass während der Integrationszeit zwei oder mehr Photonen ein Pixel treffen. Dabei wird die Summe ihrer Energien in diesem Pixel deponiert. Beide Photonen erscheinen als ein besonders energiereiches aber einzelnes Event. Dies nennt man Pile-Up. In einem Linienspektrum ist ein Pile-Up relativ leicht zu erkennen (siehe Abb. 4.11), da die einzelnen Linien bei ganzzahligen Vielfachen der Ursprungsenergie liegen. Hierbei sind kleine Vielfache wahrscheinli-

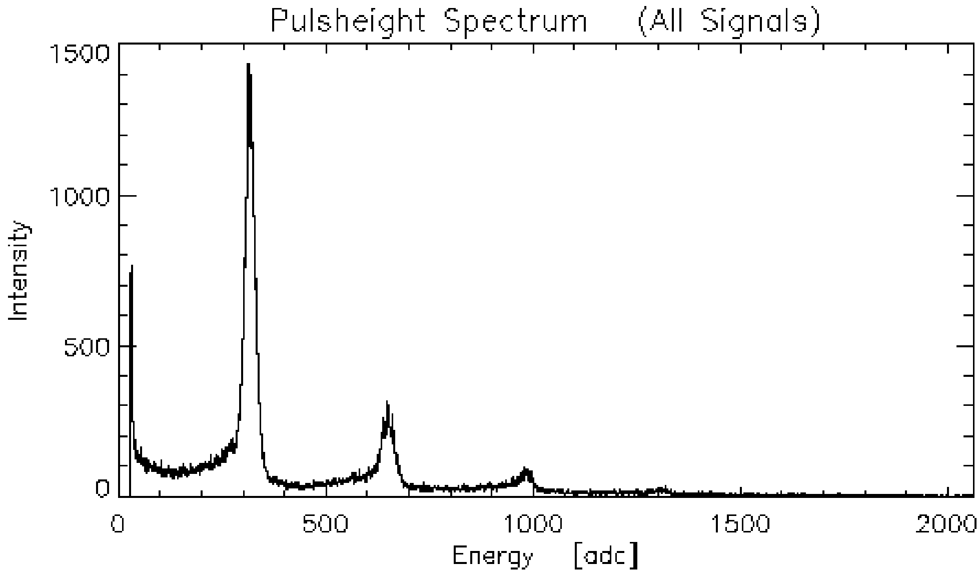


Abbildung 4.11: Pile Up der Aluminium K_α Linie: Dem eigentlichen Peak bei der Energie von ungefähr 300 ADU fügen sich noch weitere mit $2 \cdot 300$ ADU, $3 \cdot 300$ ADU, und sehr schwach sogar noch $4 \cdot 300$ ADU, hinzu.

cher. Um bei hellen Quellen Pile-Up zu vermeiden kann das CCD in anderen Modi betrieben werden, in welchen die Integrationszeit kürzer ist, oder die Zeilen permanent geschoben werden.

4.4 Die CTE

Ein einfallendes Photon erzeugt im Detektor eine Ladungswolke innerhalb eines Pixels. Ein Pixel besteht aus den drei Registern $\Phi 1$, $\Phi 2$ und $\Phi 3$. Zum Auslesen werden entlang einer Spalte drei zeitlich abwechselnde Phi-Spannungen angelegt, die die Ladung Pixel für Pixel zur Auleseanode schieben. Dieser Vorgang geschieht in 4.6 ms für ein CCD (Schieben pro Zeile 720 ns, Auslesen pro Zeile 22.3 μs). Das Schieben geht allerdings nicht ohne Ladungsverlust von statten. Das Ausgangsmaterial für den CCD-Chip ist ein Siliziumkristall. Darin befinden sich Störatome, meist Spuren von Titan in einer Konzentration von weniger als 10^{10} cm^{-3}. Diese Störatome (Traps) können Elektronen einfangen und dem Signal entziehen. Geschieht dies während des Schiebevorgangs, so geht ein Teil der Ladung auf dem Weg zur Ausleseanode verloren. Verluste bis zu 20 % sind dabei möglich. Diesen Effekt beschreibt die CTE, die **C**harge **T**ransfer **E**fficiency. Sie gibt das Verhältnis von generierter Ladung E_i und nach dem Schieben noch vorhandener Ladung E_{i+1} an:

$$CTE = \frac{E_{i+1}}{E_i} < 1 \tag{4.1}$$

Die Ladung wird innerhalb einer Spalte von Zeile zu Zeile geschoben, so dass sich der eben beschriebene Vorgang n-mal (wobei n $\leq$ 200) wiederholt, also:

$$(CTE)^n = \frac{E_n}{E_i} \tag{4.2}$$

4.4.1 Elektroneneinfang

Der Vorgang des Verschiebens der Signalladung von Pixel zu Pixel benötigt etwa 0.7 μs. Der Ladungsverlust findet in dieser Zeit statt und kann durch einen Modell-Algorithmus beschrieben werden [17]:
Die Einfangwahrscheinlichkeit eines Elektrons durch ein Trap ergibt sich zu

$$c_n = \sigma v_{th} n_e \tag{4.3}$$

mit:

$\sigma = 3.3 \cdot 10^{-14}\ cm^2$ Wirkungsquerschnitt eines Traps

v_{th}= thermische Geschwindigkeit der Elektronen in cm/s

n_e = Dichte der freien Elektronen in 1/cm^3

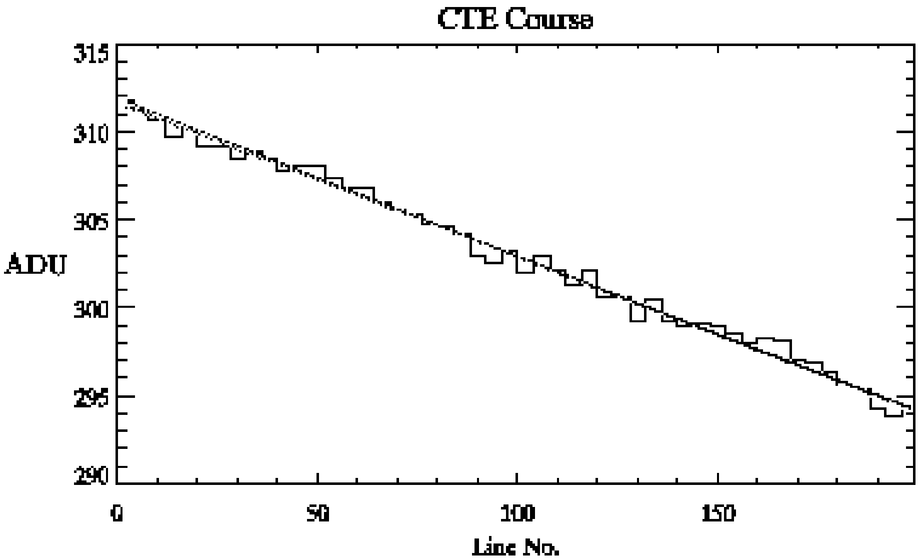


Abbildung 4.12: Peaklagenverlauf einer Al-K_α Linie. Die an der Ausleseanode registrierte Ladung nimmt annähernd linear mit der Zeilennummer ab.

Die freie Elektronen-Dichte n_e hängt nur ab vom Ort innerhalb des Pixels. Die Elektronen sollen sich dabei im thermischen Gleichgewicht befinden. Desweiteren soll sowohl die Gesamtladung im Pixel konstant bleiben, als auch die Coulomb-Abstossung der Elektronen vernachlässigt werden können. n_e variiert im Ort mit der Dotierung und daher mit dem äusseren Potential in dem sich die Elektronen aufhalten:

$$n_e(\vec{r}) = N_e \frac{\sqrt{abc}}{(\pi kT)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{ax^2+by^2+cz^2}{kT}} \tag{4.4}$$

mit:

$N_e = \int\limits_V n_e(\vec{r})dV$
die Gesamtzahl aller im Pixelvolumen enthaltenen Ladungen

$ax^2 + by^2 + cz^2 = e \cdot U_{pot}$
Näherung des Potentials unter einem Sammelregister ($\Phi 1$). Dieses wurde durch Simulationsrechnungen am MPE numerisch bestimmt wobei die Grössen a,b und c die Krümmung des Potentials entlang der drei Achsen des CCDs darstellen ($a = 3.1 \cdot 10^4$ eV cm^{-2},
$b = 4.4 \cdot 10^5$ eV cm^{-2}, $c = 6.3 \cdot 10^6$ eV cm^{-2})

x,y und z geben den Ort innerhalb des Sammelregisters in kartesischen Koordinaten an

k = $2.2 \cdot 10^{11}$ eV/K

T = Temperatur in K

4.4.2 Elektronen Emission

In Traps gefangene Elektronen haben eine gewisse Wahrscheinlichkeit wieder emittiert zu werden. Sie wird beschrieben durch:

$$e_n = AT^2 \cdot e^{-\frac{E_{act}}{kT}} \tag{4.5}$$

mit:

A = $1.3 \cdot 10^6 \frac{1}{K^2 s}$ temperaturunabhängige Konstante

T = Temperatur in K

$E_{act} = 0.258$ eV thermische Aktivierungsenergie für Elektronenemission

k = $2.2 \cdot 10^{11}$ eV/K

Mit dieser Wahrscheinlichkeit werden gefangene Elektronen wieder dem Signal zugeführt. Die Verweildauer in den Störstellen entscheidet darüber, ob das emittierte Elektron noch mit dem Ursprungssignal zum nächsten Pixel transferiert wird, oder ob es in einem späteren Pixel erscheint. Entscheidend ist hierbei die Transferzeit t_{reg} zwischen den einzelnen Schieberegistern. Befindet sich das emittierte Elektron noch im benachbarten Register, so stösst es durch ein Driftfeld zwischen den Registern wieder zu den Signalladungen. Die Gesamtzahl verlorener Ladungen N_{loss} steht also im Zusammnehang mit der Anzahl gefangener Elektronen, N_{ec}, und der Emissionswahrscheinlichkeit e_n:

$$N_{loss} = N_{ec} \cdot e^{-e_n \cdot t_{reg}} \tag{4.6}$$

In den Modellrechnungen geht man von einer Emissionswahrscheinlichkeit von $e_n = 370$ s^{-1} aus. Die Emission geschieht dabei also exponentiell mit der Zeit.

4.4.3 Besetzungsänderung der Traps

Nimmt man eine homogene Störstellenverteilung an, und ist die Zahl der von Traps betroffenen Elektronen klein im Vergleich zur Gesamtzahl der freien Elektronen, so ergibt sich für die Dichteänderung gefangener Elektronen nach der Zeit folgende Differentialgleichung:

$$\frac{\delta n_{ec}(\vec{r},t)}{\delta t} = c_n(\vec{r}) \cdot (n_{t_0} - n_{ec}(\vec{r},t)) - e_n \cdot n_{ec}(\vec{r},t) \tag{4.7}$$

Gelöst wird obige Gleichung durch:

$$n_{ec}(\vec{r},t) = \frac{n_{t_0}}{1 + \frac{e_n}{c_n(\vec{r})}} \cdot \left(1 - e^{-t\cdot(e_n + c_n(\vec{r}))}\right) + n_t^0 \cdot e^{-t\cdot(e_n + c_n(\vec{r}))} \tag{4.8}$$

mit:

c_n = Einfangwahrscheinlichkeit

n_{t_0} = Gesamtdichte der Traps

n_{ec} = Dichte gefangener Elektronen

e_n = Emissionswahrscheinlichkeit

t = Speicherzeit

n_t^o = Gesamtdichte besetzter Traps bei t=0

Die Gesamtladung N_{ec}, die in Traps gefangen ist ergibt sich zu :

$$N_{ec} = \int_V n_{ec} dV \tag{4.9}$$

Dieses Integral hat keine geschlossene Lösung und muss numerisch berechnet werden. Mit der Kenntnis von N_{ec} lässt sich nun auch der Ladungsverlust N_{loss} pro Pixel berechnen.

4.4.4 Die CTE beeinflussende Faktoren

Die CTE ist wie oben gesehen ein Effekt der auf dem Wechselspiel zwischen Störstellen und Elektronen beruht. Dementsprechend äussert sich nach Formel 3.3 und 3.5 eine Temperaturänderung besonders deutlich im CTE Verhalten. Eine höhere Temperatur führt im Allgemeinen zu einer grösseren Anzahl von freien Ladungsträgern durch das thermische Rauschen. Dadurch werden Traps schon abgesättigt und das eigentliche Signal erleidet weniger Verluste, die CTE verbessert sich. Ebenso beeinflussen Faktoren wie Bestrahlungsrate und Photonenenergie die CTE, da ein mehr an generierter Ladung auch immer ein mehr an abgesättigten Störstellen bedeutet. Weitere Bedeutung für die CTE haben der Auslesemodus, die Rückkontaktspannung, die Phi-Spannungen und das Halbleitermaterial. Durch Wechselwirkung von Protonen und γ-Strahlung mit dem Detektormaterial können im Orbit weitere Störstellen eingebaut werden. Diese Strahlungsschäden verschlechtern die CTE mit der Flugzeit.

4.5 Einfluss von Licht auf die Kamera

Eine deutliche Auswirkung auf die CTE und das Röntgenspektrum hat einfallendes optisches Licht, was das spezielle Thema dieser Diplomarbeit ist. Eine Quelle von optischem Licht generiert ständig Photoelektronen. Störstellen werden bei hoher Beleuchtungsstärke permanent abgesättigt. Ein Röntgensignal erleidet beim Schieben weniger Ladungsverluste und gelangt im absättigenden 'Ladungsschatten' der vom Licht getroffenen Pixel zur Ausleseanode. Die CTE verbessert sich also, was in entscheidendem Maße von der Lichtmenge abhängig ist. Messungen mit sehr grosser Beleuchtungsstärke wurden hierzu schon am IAAT durchgeführt ([18]).
Die pn-Kamera ist also auch für Strahlung im Infraroten, Visuellen und Ultravioletten sensitiv. Astronomische Röntgenquellen sind häufig auch in diesen Wellenlängenbereichen recht hell. Dies führt zu unerwünschten Effekten die das Röntgensignal verfälschen können:

- die Energieauflösung verschlechtert sich wegen des erhöhten Rauschens.
- der Energiemaßstab verfälscht sich, da ein Pixel ohne Signal einen Offset erfährt. Dies verschiebt die Energie um 3.6 eV pro Photoelektron.
- Röntgenereignisse können wegen Lichtsignalen in den benachbarten Pixeln als Splits falsch eingeordnet werden.
- eine CTE Änderung tritt auf.

Um diese Effekte so weit wie möglich zu vermeiden, sind die EPIC Kameras mit Filtern ausgestattet. Sie lassen sich durch ein Filterrad in vier verschiedene Positionen vor die Kamera drehen:

- open position: kein Filter; lässt die oben aufgezählten Effekte voll zur Geltung kommen

- thin filter: geeignet für Objekte mit Magnituden um 14
- medium filter: 100fach stärkere Abschirmung als der thin filter
- thick filter : für Objekte mit einer visuellen Helligkeit von 0-3 Magnituden. Allerdings wird dabei auch der weiche Anteil des Röntgenspektrums stark unterdrückt (siehe Abb. 3.2), was die effektive Detektorfläche reduziert.

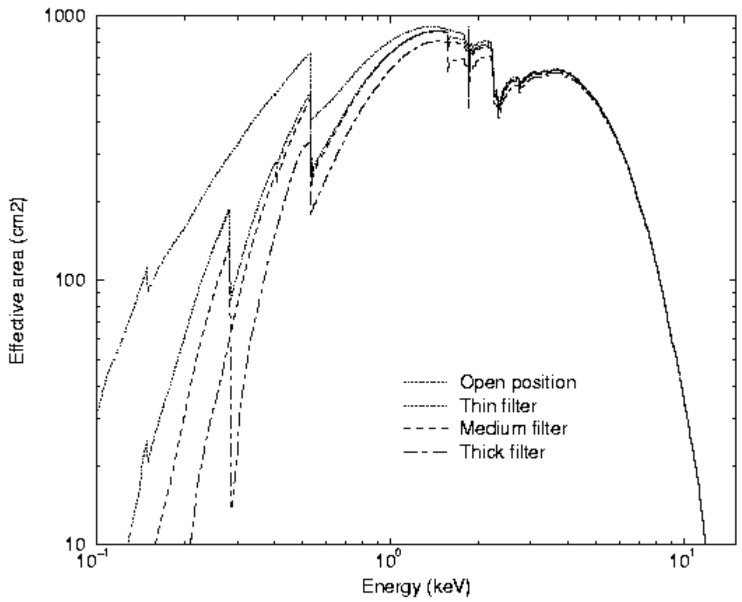


Abbildung 4.13: Die effektive Detektorfläche über der Photonenenergie für die vier verschiedenen Filterpositionen [8]

Beobachtern mit XMM-Newton wird daher je nach astronomischem Objekt einer dieser Filter empfohlen. Es findet dabei meist das medium Filter Verwendung, wodurch allerdings eine gewisse Menge an Licht nicht vermeidbar ist.
Die nachfolgende Tabelle stellt die unterschiedliche Absorptionsfähigkeit der Filter bei verschiedenen Spektralklassen auf. Sie gibt an, mit welchem optical loading, also Photonen pro Sekunde und Pixel, bei den unterschiedlichen Filterpositionen gerechnet werden muss.

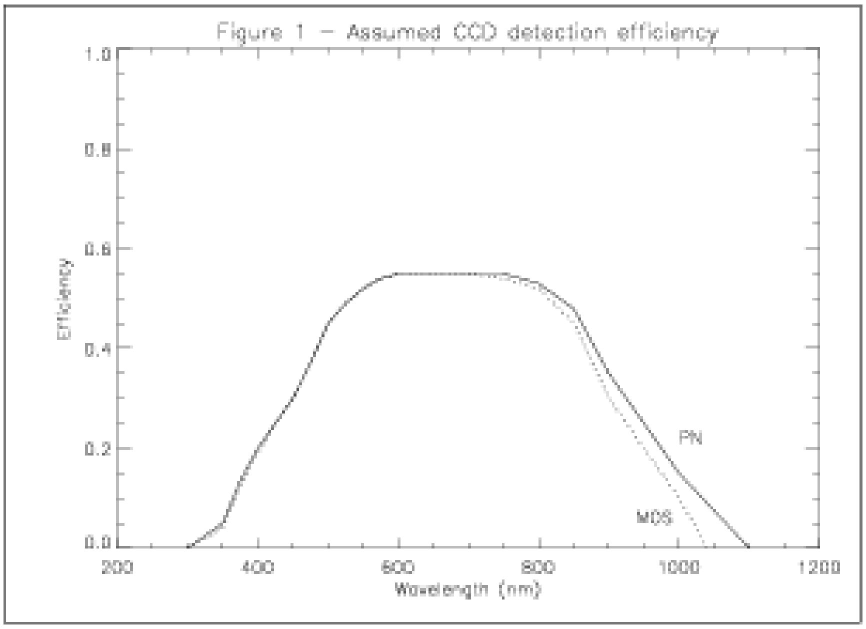


Abbildung 4.14: Die spektrale Empfindlichkeit der pn- und MOS Kamera für optisches Licht ([19]).

Stellar Type	T (K)	BC ($=m_b - m_v$)	thick	med	thin	open
M8	2660	-4.2	233	1.32e6	7.6e6	9.33e9
M0	3920	-1.2	32.8	1.93e5	1.11e7	1.32e9
K0	5240	-0.19	15.9	9.78e4	5.64e6	6.38e8
G0	5920	-0.06	14.2	8.91e4	5.14e6	5.68e8
F0	7240	-0.08	13.3	8.62e4	4.97e6	5.34e8
A0	10800	-0.40	11.6	7.85e4	4.52e6	4.66e8
B0	30000	-3.17	18.0	1.26e5	7.24e6	7.24e8
09	31900	-3.34	18.1	1.27e5	7.28e6	7.26e8

Photonen pro Pixel und Sekunde für die pn-Kamera. Es wird dabei ein Stern der visuellen Magnitude 0 zu Grunde gelegt. BC bezeichnet die bolometrische Korrektur ([19]).

Kapitel 5

Die IAAT Testanlage

Die Messungen zur Untersuchung des CTE Verhaltens bei Lichteinfall wurden an der Vakuumtestanlage am IAAT durchgeführt. Sie besteht seit 1996 und wurde seither immer wieder erweitert. Seit dem Umzug der Abteilung für Astronomie im Oktober 2001 befindet sie sich im Röntgenlabor des AIT auf dem Sand 1. Abb. 5.1 zeigt den Aufbau der Anlage im Schema.

5.1 Kühlung und Vakuum

Der Kamerakopf birgt das CCD. Es ist mit einer Halterung, über welche sämtliche Versorgungsspannungen laufen, montiert. Die Kabelverbindungen aus dem Vakuum nach außen laufen über einen Flex-Lead Anschluss.
Die Kamera muss wegen des thermischen Rauschens auf -90° C Celsius gekühlt werden. Die Kühlung ermöglicht eine wassergekühlte Kompressoreinheit (RW2, Leybold). Sie komprimiert hochreines Helium von 7 auf 22 bar. Das Helium erwärmt sich und wird durch einen Wärmetauscher gekühlt. Über flexible Druckleitungen wird nun das Gas dem Kaltkopf zugeführt, wo es expandiert, dabei abkühlt und wieder dem Kompressor zugeführt wird. Der Kaltkopf steht über einen Kühlfinger in thermischem Kontakt mit dem CCD. Allerdings wird der Kühlfinger am Kaltkopfende gegengeheizt, da die Temperatur am CCD sonst weit unter -90° C fallen würde. Gleichzeitig sorgt die Gegenheizung für eine gewisse Zeitkonstanz der Temperatur.
Bevor die Kühlung eingeschaltet wird, muss die Anlage evakuiert werden. Bei -90° und Normaldruck würde der Detektor aufgrund der Luftfeuchtigkeit sonst sofort vereisen. Ebenso muss die angeflanschte Röntgenröhre evakuiert sein. Die Glühkathode würde wegen des Luftsauerstoffs sofort durchbrennen, und außerdem wäre die freie Weglänge der Elektronen und der Röntgenphotonen an Luft zu klein. Nötig ist ein Druck im Größenbereich 10^{-6} mbar. Dies

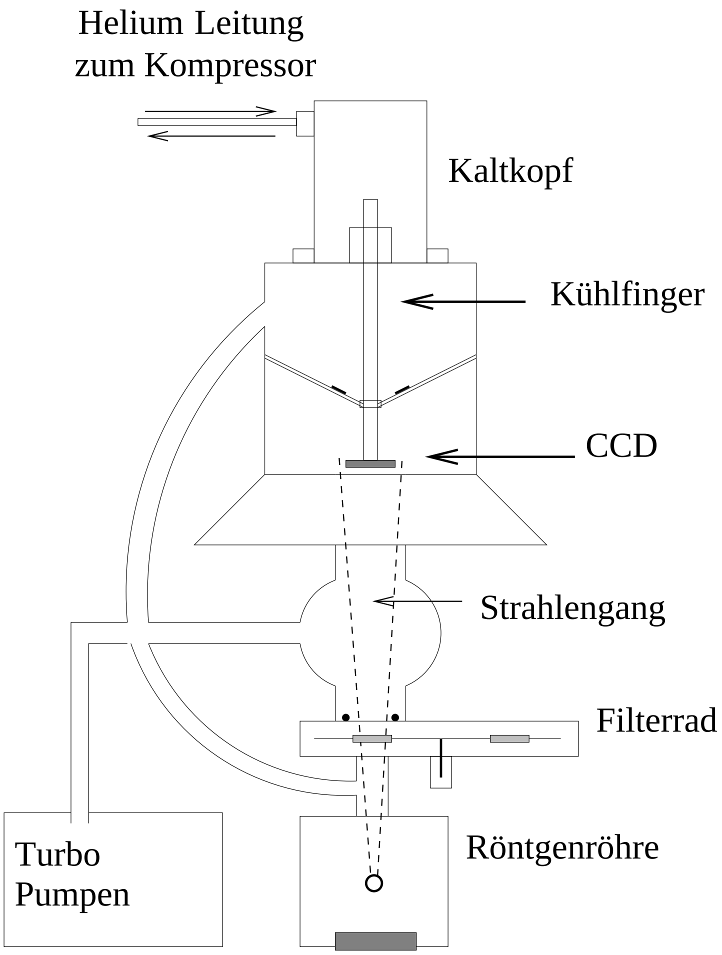


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau [18]

bewerkstelligen zwei Turbomolekularpumpen (ATS 100 und MDP 5030 CP, Alcatel). Für das benötigte Vorvakuum sorgen zwei integrierte Vorpumpen. Die beiden Turbopumpen können nach einer gewissen Zeit (ab ca. 2 min) zugeschaltet werden. Nach wenigen Stunden ist der Arbeitsdruck erreicht, und die Kühlung kann eingeschaltet werden. Gemessen wird der Druck an zwei unterschiedlichen Positionen mit jeweils zwei Pirani- und Kaltkathodenmanometern. Wichtig für das Erreichen eines Hochvakuums ist Sauberkeit innerhalb der Kammer. Ohne sorgfältige Reinigung kann nur ein Druck von 10^{-4} mbar erreicht werden, denn Verunreinigungen durch Fingerabdrücke, schmutzige Bauteile oder Ausgasungen ungeeigneter Kunststoffe führen dazu, dass ein besseres Vakuum nicht erzielt wird. Sauberes Arbeiten mit Handschuhen und gründliches Reinigen sämtlicher verwendeter Bauteile ist also

unerlässlich. Adsorbierte Lösungsmittel und Feuchtigkeit lassen sich schneller aus der Kammer abpumpen, wenn die gesamte Anlage ausgeheizt wird. Dazu werden gleichmässig Heizbänder um den Aufbau gewickelt. Mit diesen erhitzt man für ein bis zwei Tage während des Pumpens die Anlage auf etwa 100° Celsius. Dies zeigt besonders dann Wirkung, wenn die Kammer lange Normaldruck ausgesetzt war.
Ebenso ist beim Öffnen der Vakuumkammer Vorsicht geboten. Zum einen darf das Öffnen erst nach Erreichen von Raumtemperatur erfolgen, da sonst die kalten Bauteile, besonders der Chip, durch Vereisungen und Kondensation verschmutzen würden. Zum anderen sollte nach dem Erreichen von Umgebungstemperatur mit trockenem Stickstoff belüftet werden. Ein weiteres Problem ergibt sich bei Stromausfall. Die Turbopumpe schliesst in diesem Fall ein Ventil zur Vorpumpe. Bei Wiederherstellung der Stromversorgung würde dieses Ventil wieder geöffnet werden und die eintretende Luftfeuchtigkeit die Kammer verunreinigen, was besonders im gekühlten Zustand kritisch wäre. Deshalb werden die Pumpen über einen getrennten Schaltkasten mit Spannung versorgt, so dass die Pumpen nach einem Stop nur manuell eingeschaltet werden können. Allerdings muss vor dem Einschalten erst wieder Raumtemperatur in der Kammer erreicht werden. Dann kann mit Stickstoff belüftet und mit dem erneuten Abpumpen begonnen werden.

5.2 Die Röntgenquelle

Die prinzipielle Funktionsweise einer Röntgenröhre wurde schon in 2.1.2 erläutert. Es soll hier nur kurz auf spezielle Eigenschaften der Testanlagen-Röhre eingegangen werden.
Am unteren Ende der Anlage ist die Röntgenröhre eingebaut. Sie ist direkt angeflanscht und wird gleichzeitig mit dem Kamerakopf evakuiert. Glühstrom und Hochspannung können in zwei leistungsstarken separaten Netzgeräten eingestellt werden. Es sollte aber nicht mehr als 10 kV angelegt werden, da sonst die Gefahr eines Überschlags besteht.
Die Anode besteht aus mehren Targets, die sich in den Elektronenstrahl drehen lassen. Die Anode kann von aussen während des Betriebs der Vakuum- und Kühlsysteme über einen Drehteller bewegt werden. Der Drehteller ist auch nach aussen thermisch mit dem Targetrad verbunden und sorgt so für dessen Kühlung. Natürlich muss vor dem Verdrehen des Targets die Hochspannung abgeklemmt werden, 10 kV bedeuten Lebensgefahr. Sollte jemand dennoch unachtsam vorgehen, so ist an der Abdeckung ein Sicherungsschalter eingebaut, welcher die Stromversorgung des Hochspannungsnetzgerätes sofort unterbricht, wenn die Abdeckung entfernt wird.

Zu Beginn der Messungen wurde eine neue Glühkathode eingesetzt. Die damit erzielbaren Raten sind sehr viel konstanter und auch leichter einzustellen, als bei dem vorher verwendeten älteren Modell. Momentan stehen folgende Targets auf der Drehanode zur Verfügung (Abb. 5.2 veranschaulicht die Anordnung): Aluminium, Titan, Eisen, Kupfer, Chrom und Macor (ein Kunststoff).

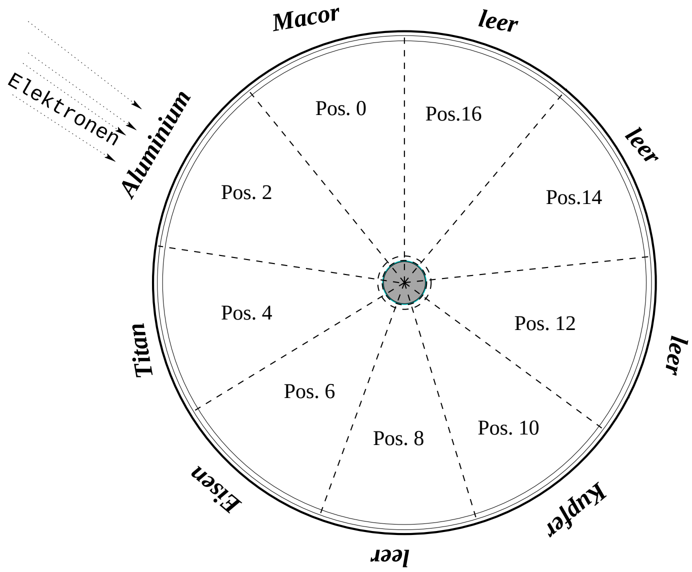


Abbildung 5.2: Das Targetrad kann in die gewünschte Position gedreht werden. Durch eine Bohrung an jeder Position des Rades lässt sich das Target mit einem Metallstift genau auf den Strahl positionieren.

5.3 Das Filterrad

Filter dienen dazu, das Bremskontinuum im Röntgenspektrum abzuschwächen (siehe Abb. 2.4, aufgenommen mit einem Aluminium-Filter). Bremsstrahlung ist unerwünscht, da sie die Form der charakeristischen Linien verändert. Die Reichweite von Röntgenstrahlen in Materie hängt stark von der Photonenenergie, der Dichte des Absorbermaterials und dessen Dicke ab.
Um aus dem Linienspektrum schwererer Elemente das Bremsspektrum herauszufiltern, bedient man sich eines Filters aus einem ebenfalls schweren Element. Dadurch wird der weiche Teil des Spektrums herausgefiltert, während die höherenergetische Linie den Filter passiert. Verwendet man ein Target mit niedriger Ordnungszahl, so sollte auch das Filtermaterial aus einem leichteren Element bestehen, oder der Filter zumindest sehr dünn sein. Zusätzlich

dienen Filter dazu, das Licht der Glühkathode abzuschirmen. Ein weiterer Zusatzeffekt, der den Einsatz von Filtern zur Unterdrückung des Bremskontinuums mit sich bringt, ist die Verringerung der Ereignisrate im Detektor. Dadurch verkleinert sich das Datenvolumen, das verarbeitet werden muss. Dies ist in so weit von Bedeutung, da die EPEA nur maximal 18000 Ereignisse pro Sekunde übertragen kann.
Mit dem Filterrad lassen sich während des Betriebs insgesamt 16 Filter verschiedener Dicke und Materialien in den Strahlengang drehen:

Position	Material	Dicke	Position	Material	Dicke
1	leer *	-	9	Cu	$0.5\mu m$
2	leer *	-	10	Cu	$25\mu m$
3	Be	$25\mu m$	11	Cu	$15\mu m$
4	leer *	-	12	Cu	$110\mu m$
5	Mg	$12.5\mu m$	13	Al	$2\ \mu m$
6	Al	$6\mu m$	14	leer *	-
7	Al	$50\mu m$	15	offen	-
8	Al	$100\mu m$	16	Fe-Quelle	-

leer * : durch einen Aluminium-Shutter verschlossen

Die Eisen-Quelle ist ein radioaktives Präparat. ^{55}Fe zerfällt über Elektroneneinfang zu ^{55}Mn mit einer Halbwertszeit von 2.7 a:

$$^{55}_{26}\mathrm{Fe} + \mathrm{e}^- \longrightarrow {}^{55}_{25}\mathrm{Mn}^* + \nu_e \longrightarrow {}^{55}_{25}\mathrm{M} + \gamma$$

Je nachdem aus welcher Schale das Elektronenloch wieder aufgefüllt wird, emittiert das Atom Röntgenstrahlung einer bestimmten Wellenlänge : K_{α_1} bei 5.899 keV oder K_{β_1} bei 6.490 keV.

5.4 Temperaturregelung

Der Halbleiter-CCD-Chip ist extrem temperaturempfindlich. Höhere Temperatur bedeutet stärkeres Rauschen, anderen Offset und veränderte CTE. Es ist daher äusserst wichtig immer bei gleicher und möglichst konstanter Kameratemperatur zu arbeiten. Nur so können zuverlässige Aussagen über andere Grössen gemacht werden.
Temperaturunterschiede < 0.5 K sind akzeptabel um diese Effekte auf einem gleichbleibenden Level zu halten. Um diesem hohen Anspruch gerecht zu werden, wurden Heizfolien direkt an die Kältekontakte des CCD angebracht. Die Temperatur wird mit zwei unabhängigen PT100 Thermowiderständen

gemessen. Beide sind direkt auf die CDD-Platine aufgeklebt. Dies ermöglicht es die Temperaturschwankungen in Grenzen von ΔT=0.2 K zu halten.
Zu beachten ist dabei, dass der CAMEX in Betrieb eine Heizleistung von ca. 1 Watt hat, was zu unerwünschten Temperaturschwankungen führt, wenn der CAMEX ein- oder ausgeschaltet wird.
Weiter ist zu beachten, dass auch das Einbringen einer Blende eine Temperaturänderung des CCDs mit sich bringt. Bei Drücken im Hochvakuum-Bereich basiert der Wärmeaustausch innerhalb eines abgeschlossenen Volumens nicht mehr auf Konvektion sondern vor allem auf Strahlungsaustausch. Die Kamera wird durch eine Blende vom thermisch wärmeren Teil der Kammer abgeschirmt und kühlt dadurch weiter ab.

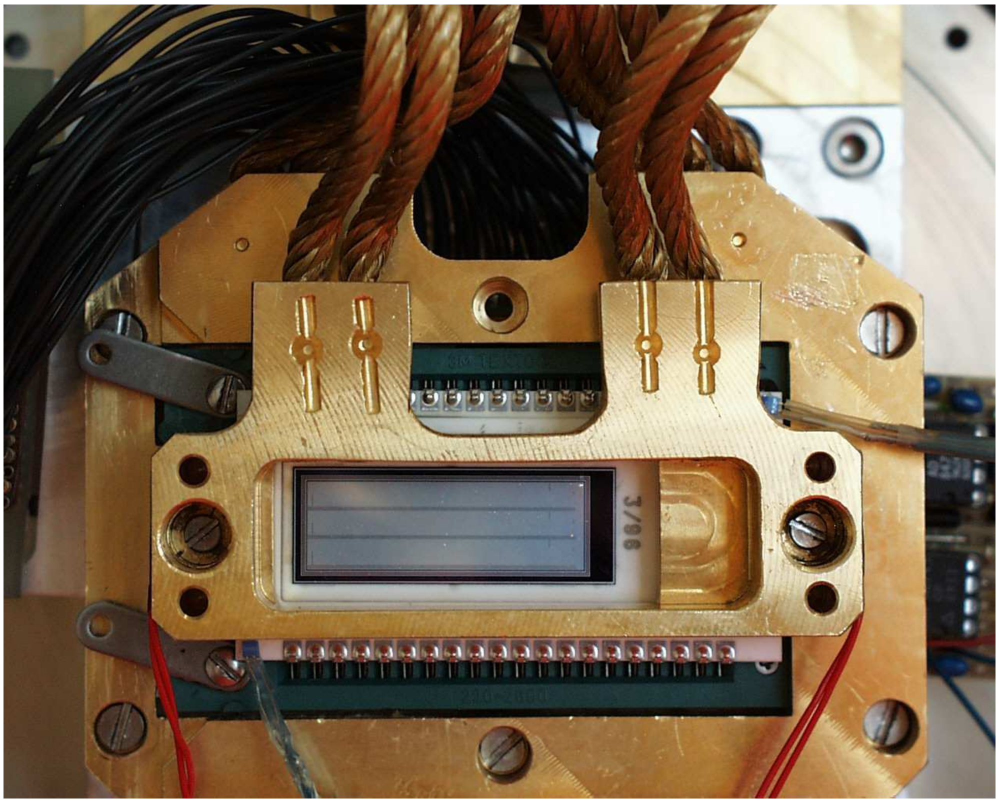


Abbildung 5.3: Das CCD im Kamerakopf der Testanlage. Die vergoldeten Kältekontakte führen zum Kühlfinger und sind auf die CCD-Platine aufgesetzt. Die Heizfolien sind jeweils seitlich am Aufsatz angeklebt und werden über die roten Kabel betrieben. An den Ecken, links unten und rechts oben, der CCD-Platine sind die PT100 Thermowiderstände angebracht (blaue Kabel).

5.5 Steuer- und Ausleseelektronik

Die Testanalge ist in ihren Einzelkomponenten so aufgebaut, dass die Steuerungs- und Datenwege denen des Satelliten entsprechen. Abb. 5.4 veranschaulicht die Einzelelemente und deren Entsprechung auf XMM-Newton: Die EPEA

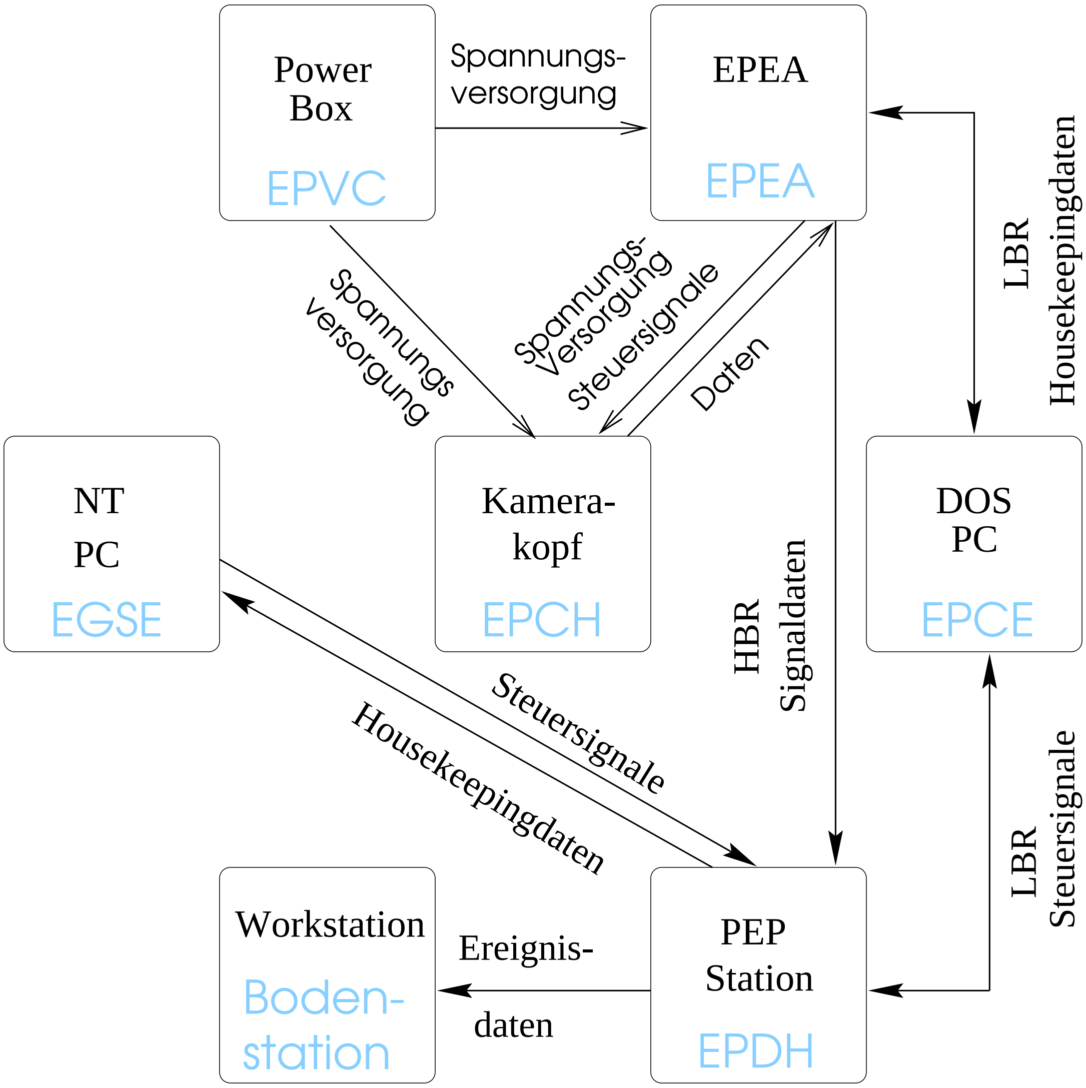


Abbildung 5.4: Die Struktur der Signal- und Datenwege der Testanlage (die Entsprechung bei XMM-Newton in grau) und den dabei beteiligten Komponenten.

ist für die gesamte Steuerung des CCDs verantwortlich. Sämtliche Steuerimpulse für den CAMEX, den TIMEX und die PHI-Pulse werden von ihr generiert. Kommandiert wird sie über einen Windows NT Rechner. Dabei

werden die Befehle über ein LBR zu einem DOS-Rechner gesandt. Er simuliert die Funktion der EPCE und führt die Kommandos der EPEA zu. Die Trennung von Signal- und Steuerungsdatenwegen mit dem HBR und dem LBR ermöglicht es Verwaltungs- und Steueraufgaben wahrzunehmen, ohne dabei wertvolle Beobachtungszeit zu verlieren. Eine PEP-Station fungiert als EPDH und leitet die Daten zur EPEA. In die Gegenrichtung werden die Signale des CCD von der EPEA über das HBR zuerst über die PEP-Station geleitet, und stehen dann in einem älteren aber bewährten HK-file Format (ROSAT) auf einer Workstation zum Bearbeiten zur Verfügung.
Die Spannungsversorgung für EPEA und CCD erledigt die Powerbox. Sie stellt sämtliche benötigten Spannungen zur Verfügung, die von der EPEA zur Steuerung des CCD verwandt werden (Abb. 5.5).

5.6 Messvorbereitungen an der Testanlage

Für die Messungen zur Bestimmung des Einflusses von optischem Licht auf die CTE wurde das CCD mit der Typenbezeichnung C9-1-11 verwendet. Die Besonderheit an diesem CCD ist, dass sein Eintrittsfenster mit einer dünnen Aluminiumschicht bedampft ist. In Abb. 5.3 erkennt man zwei horizontale Streifen auf der Oberfläche des CCDs. Diese sind nicht bedampft und haben die Breite von je drei Pixeln.
Diese insgesamt sechs Spalten sollen zusätzlich zum Röntgenlicht noch mit dem Licht einer LED bestrahlt werden. Die Aluminiumschicht absorbiert das Licht der LED bis zu einer gewissen Lichtstärke. Somit lässt sich ein Vergleich der detektierten Röntgenstrahlung in den bedampften und den unbeschichteten Spalten des CCDs anstellen. Hierfür wird die CTE der Spalten bestimmt. Es wird erwartet, dass von Licht bestrahlte Spalten eine CTE-Verbesserung aufweisen. Dies wurde schon bei [18] bestätigt. Die Intention der folgenden Messungen ist es, dies nochmals bei Lichtstärken zu überprüfen, wie sie bei XMM-Newton Beobachtungen im Orbit trotz Filter auftreten.

Desweiteren soll optisches- und Röntgenlicht auf möglichst wenige Pixel zugleich fallen. Der Effekt der CTE Verbesserung soll nämlich nur durch optische Anregung und nicht durch Trap-Absättigung durchgeschobener Ladungen von vorherigen Röntgenereignissen herrühren.
Um dies zu gewährleisten wird vor dem Detektor eine Blende angebracht, die das gesamte CCD abdeckt. Die Blende besitzt vier Bohrungen von 0.3 mm Durchmesser. Sie befinden sich alle auf einer Zeilenhöhe des CCDs und sind so angebracht, dass zwei der Blendenlöcher auf die unbeschichteten Spalten und zwei auf beschichtete Spalten fallen (Abb. 5.6).

Abbildung 5.5: Die Spannungsversorgungen, Rack der Testanlage: links oben: die Steuerung der Gegenheizung – rechts oben Vakuummessgerät – Mitte: Powerbox zur Erzeugung der Spannungen fürs CCD – darunter: Spannungsversorgung der EPEA – links unten: Netzgerät für die Glühkathode der Röntgenröhre – rechts unten: Hochspannungsversorgung der Röntgenröhre

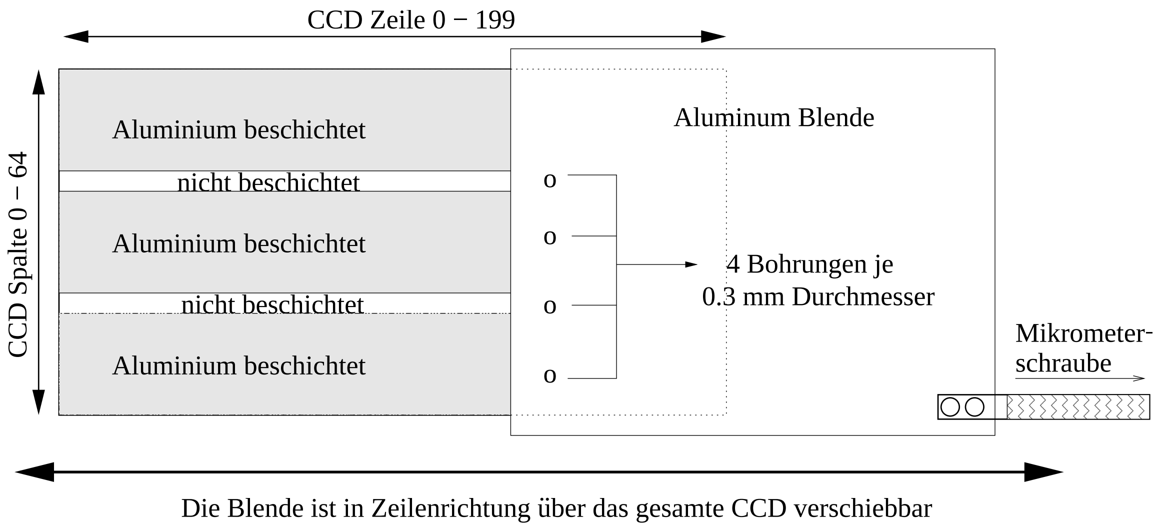


Abbildung 5.6: Die Lage der Blende und der Bohrungen. Die Blende lässt sich über eine Mikrometerschraube, die durch eine Vakuumdurchführung von aussen bedienbar ist, pixelgenau positionieren.

Eine weitere Eigenschaft des verwendeten CCDs ist dessen relativ schlechte CTE. Dies ist im Zusammenhang mit den zu erwartenden schwachen Effekten allerdings von Vorteil, die bei genügender Trap-Absättigung durch Licht deutlicher in Erscheinung treten. Der Chip selbst weisst eine sehr inhomogene CTE-Spalten-Verteilung auf. So verschlechtert sich der CTE Wert ab Spalte 20 von ca. 0.9993 auf 0.9991 für die höheren Spalten.

5.6.1 Positionierung von Blende und LED-Arm

Für frühere Messungen wurde ein Kranz aus LEDs verwendet, der seitlich rings um den Strahlengang und der Filteröffnung angeordnet ist. Dies hat den Nachteil, dass bei Benutzung einer Blende das Licht der LED nicht auf die selbe Stelle des CCDs fiel wie das Röntgenlicht. Um das zu vermeiden wurde mittels eines Armes und einer Vakuumdurchführung eine LED in den Strahlengang gebracht (Abb. 5.7).
Nach den bisherigen Erfahrungen ist es wichtig, die Helligkeit der LED sehr gering zu halten. Die LED soll in einem Bereich ihrer Kennlinie betrieben werden, in welchem sie stabil und mit konstanter Intensität leuchtet. Um aber dennoch nur sehr wenig Licht zu erhalten, wurde die LED bis auf eine kleine Aussparung schwarz lackiert.
Durch das Einführen des Armes in den Strahlengang ergibt sich das Problem des Schattenwurfs der LED im Röntgenlicht auf dem CCD. Die Röntgen-

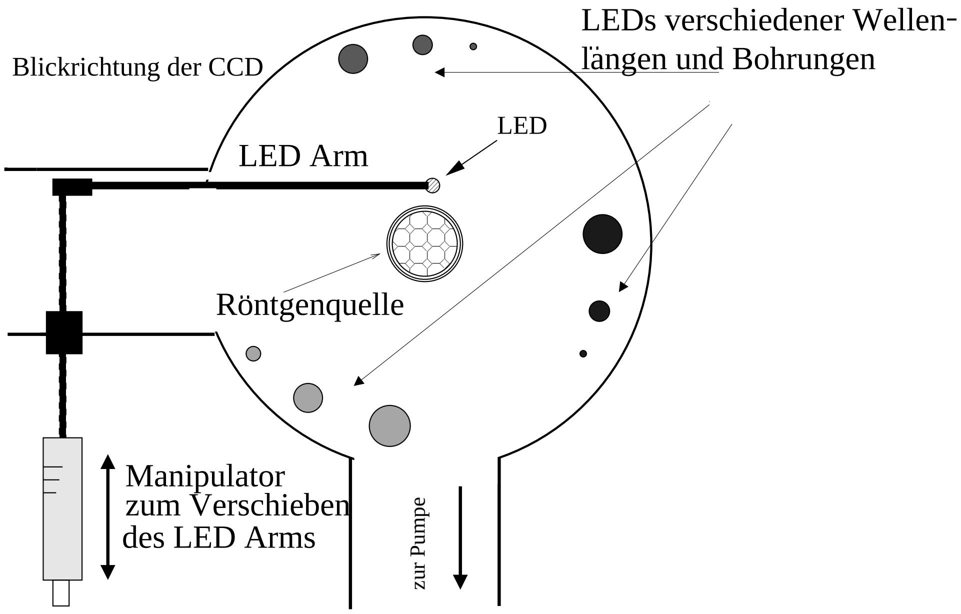


Abbildung 5.7: Die Anordnung der LEDs vom CCD aus gesehen, in der Mitte der Filter hinter dem sich die Verbindung zur Röntgenröhre befindet. Neben den fest installierten LEDs verschiedener Grösse und Farbe, steht noch ein beweglicher Arm mit einer LED am Kopf (LED-Arm) zur Verfügung.

strahlung in diesem Energiebereich wird schon durch sehr dünne Materialien absorbiert, und so verschluckt die LED einen erheblichen Teil der Photonen (Abb. 5.10). Daher muss eine Konstellation von LED-Arm und Blende gefunden werden, in welcher das Röntgenlicht ungehindert auf die Pixel treffen kann, die auch von der LED beleuchtet werden.

Wie oben bereits erwähnt, ist es für die Bestimmung der CTE nötig, die Anzahl bestrahlter Pixel möglichst klein zu halten. Zusätzliche Ladungen von Röntgenereignissen in Schieberichtung verfälschen das Ergebnis.
Idealerweise sollte man also nur den Röntgenpeak eines einzigen Pixels betrachten. Dies ist aber nicht zwingend nötig. Auch entspricht dies bei der Beobachtungen von Punktquellen mit XMM-Newton nicht unbedingt der Realität. Denn der innere Kern der PSF hat immerhin eine Grösse von ca. 3x3 Pixeln. Und außerdem würde die Messdauer sehr gross werden, da länger bestrahlt werden müsste, um eine für die Statistik ausreichende Zahl an Events zu erhalten.
Allerdings ist zu beachten, dass jede einzelne Spalte des CCDs eine eigene CTE besitzt (genau genommen gilt das für jedes einzelne Pixel).

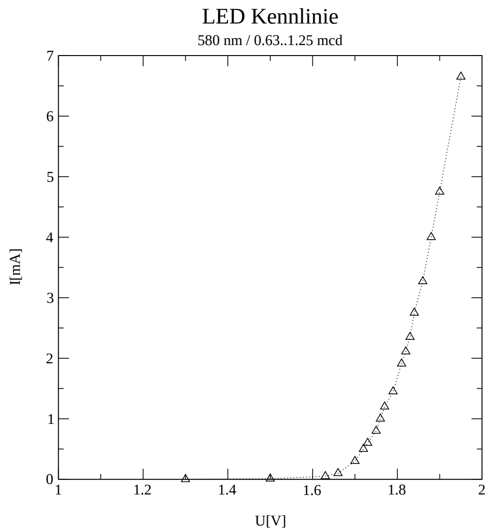


Abbildung 5.8: Kennlinie der verwendeten LED.

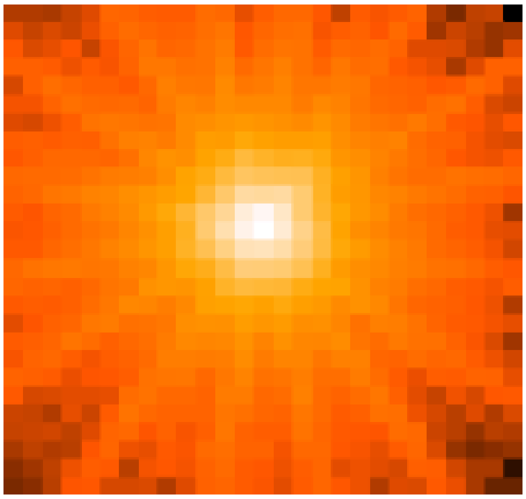


Abbildung 5.9: Die PSF der pn-CCD. Die sternförmige Struktur rührt von den Halterungen der Spiegelschalen her[8].

Deshalb müssen sich die betrachteten Pixel in einer einzigen Spalte befinden, da die Energielagen einer Röntgenlinie von Spalte zu Spalte variieren und der sehr schwache Effekt der CTE-Änderung sonst nicht deutlich erkennbar wird. Es ist also eine Lage und Grösse der Blendenbohrungen zu finden, die einen Kompromiss zwischen Messdauer und Genauigkeit darstellt.
Die Lage der Bohrungen über dem CCD wurde so ausgewählt, dass nur Pixel der Zeilen 189 und 190 bestrahlt wurden. Die hohen Zeilennummern versprechen deutlichere Hinweise auf eine CTE-Veränderung, da dort registrierte Ereignisse öfter geschoben werden.

Der LED-Arm wurde nun so angebracht, dass das LED-Gehäuse keine Röntgenstrahlung zum CCD hin abschirmt, aber dennoch das LED-Licht durch die Blende in die selben Pixel fällt wie das Röntgenlicht (siehe Abb. 5.12).
Es kann damit die CTE-Änderung durch das Licht der LED an vier Spal-

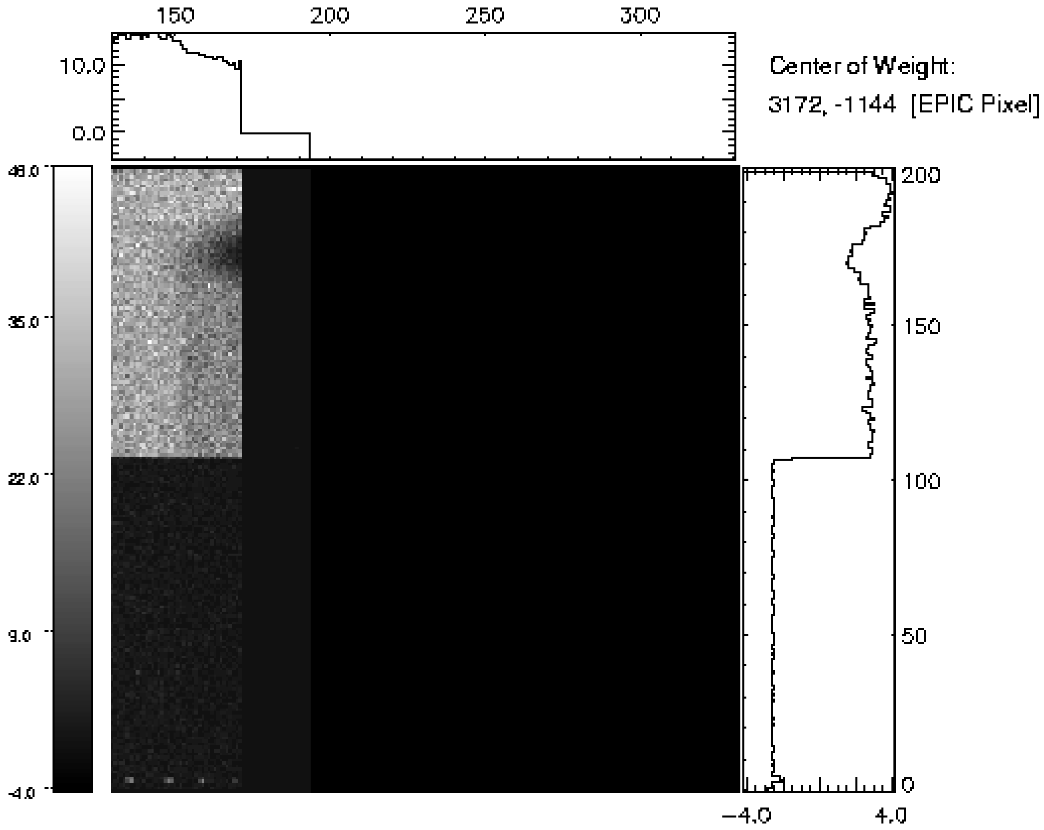


Abbildung 5.10: Die in den Strahlengang eingeführte LED wirft hier im Licht der Aluminium K_α-Linie einen deutlichen Schatten. Die Spalten 41 bis 63, in welchen man die Stromverbindungen zur LED sehen würde, wurden BAD gesetzt, da sie ein starkes Rauschen aufwiesen. Ungefähr die Hälfte des CCDs ist bei dieser Aufnahme mit der Blende bedeckt. Am unteren Rand erkennt man die vier Bohrungen in der Blende, welche Röntgenlicht zum CCD durchlassen.

ten untersucht werden. Zum Vergleich stehen noch weitere beschichtete und unbeschichtete Spalten zur Verfügung, die zwar Röntgen- aber kein visuelles Licht erhalten.

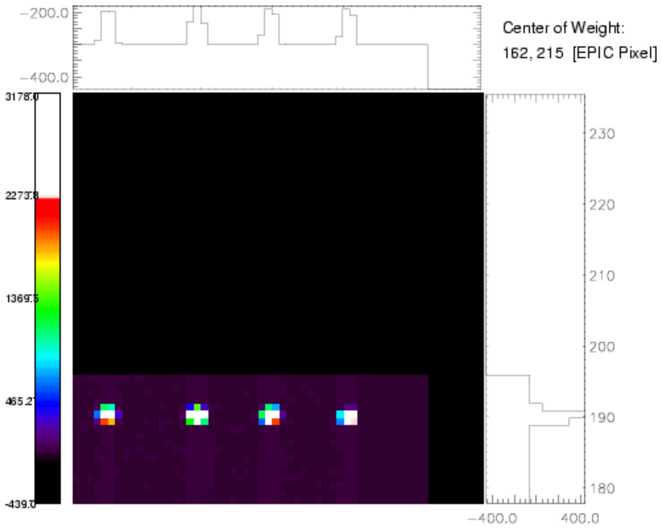


Abbildung 5.11: Ausschnitt der CCD um die Lage der Blendenlöcher auf Zeile 189 und 190. Röntgenpeak 1 befindet sich in den beschichteten Spalten 6 und 7; Peak 2 (unbeschichtet) in Spalte 18, 19, 20; Peak 3 (beschichtet) Spalte 28, 29, 30; Peak 4 (unbeschichtet) 39, 40, 41.

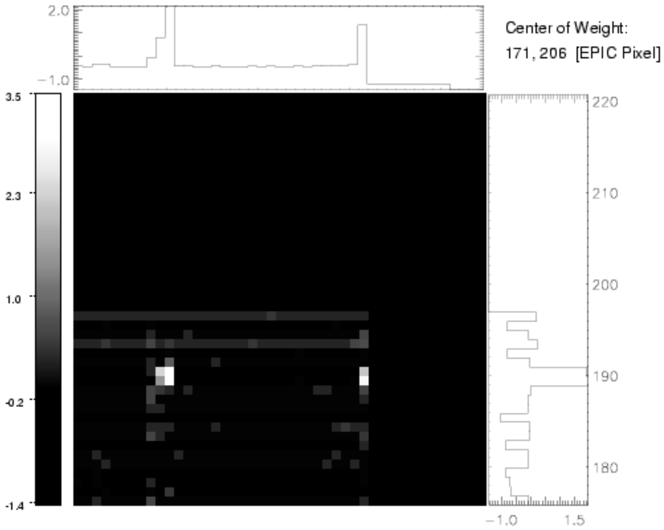


Abbildung 5.12: Lage der Lichtpeaks: Peak 1 und 3 (siehe Abb. 5.11) erhalten auf Grund der Aluminiumbeschichtung kein Licht. Bei Röntgenpeak 2 wird Spalte 18, 19 und 20, bei Röntgenpeak 4 Spalte 41 zusätzlich mit Licht bestrahlt.

Kapitel 6

Messungen und Auswertung

6.1 Quantifizierung der eingestrahlten Lichtmenge

Entscheidend für die Auswirkungen von optischem Licht auf die CTE ist die eingestrahlte Lichtmenge [18]. Um diese bei einer LED zu bestimmen, wurden für die Messungen Offsetmaps mit und ohne LED-Licht berechnet. Die Differenz beider Maps liefert die von den LED-Photonen deponierte Ladung pro Pixel. Auf Grund der geometrischen Anordnung von Blende, LED-Arm und CCD erhalten nicht alle Pixel hinter den Blendenbohrungen die selbe Lichtmenge. Abb. 6.1 zeigt die von optischem Licht deponierte Ladung in

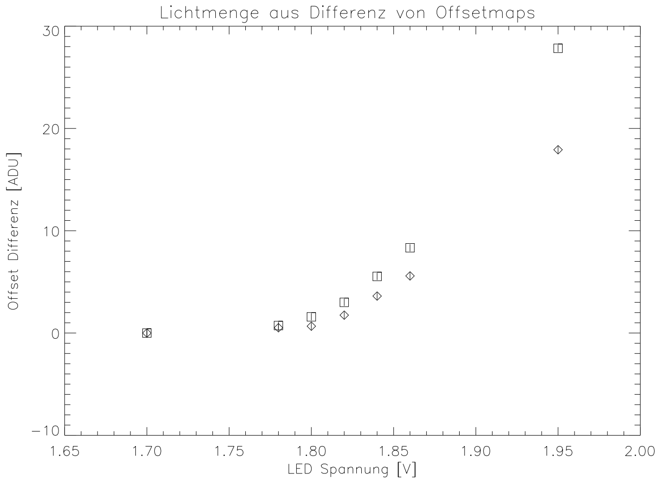


Abbildung 6.1: Verlauf der Offsetdifferenz in Abhängigkeit der LED-Spannung. ◇: Spalte 41, □: Spalte 19.

Spalte 19 und 41 über der Betriebsspannung der LED. Man erkennt den Verlauf der LED-Kennlinie wieder.
Durch diese Methode lässt sich die eingestrahlte Energiemenge unabhängig von der LED-Spannung für jedes Pixel einzeln bestimmen.
Interessant ist der Bereich der Lichtstärke, in welchem das CCD eine Ladungsmenge von < 20 ADU registriert. Es wurde bei fünf verschiedenen LED-Spannungen gemessen (1.78 V, 1.80 V, 1.82 V, 1.84 V, 1.86 V). Zusätzlich wurde noch eine Vergleichsmessung mit 1.95 V durchgeführt, um den Effekt nach oben hin abschätzen zu können.
Die Offsets mit, als auch die Offsets ohne Beleuchtung wurden je LED-Spannung mehrmals gemessen, um durch eine Mittelung statistische Schwankungen bei der Offsetmessung auszugleichen.

Eine einfache Abschätzung der Photonenanzahl, die pro Sekunde auf ein Pixel treffen, lässt einen Vergleich mit der Tabelle von Seite 41 zu. Dort ist das optical loading nach Sterntyp und Filterposition aufgeschlüsselt. So erreichen das CCD durch das medium-Filter beispielsweise ca. 10^5 Photonen eines Magnitude 0 Sterns des Typs G0 pro Pixel pro Sekunde.
Für die Spalte 41 wurde bei der LED-Einstellung 1.84 V eine Offsetdifferenz von 5.5 ADU ermittelt. Hierfür lässt sich grob die Anzahl der Photonen abschätzen, die diese Differenz verursacht haben:
Für das CCD wurde bei niedrigen Energien eine Amplification von 0.21 eV/ADU bestimmt. Somit entspricht die deponierte Energiemenge von 5.5 ADU 26.2 eV. Dabei muss beachtet werden, dass zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Halbleiter 3.68 eV nötig sind. Mit einer Detektionseffiziens des CCDs von 40% (siehe Abb. 4.14) bei einer Lichtwellenlänge von 580 nm, registriert die Offsetkarte eine Einstrahlung von ca. 10^3 Photonen pro Pixel pro Sekunde.

6.2 Aufnahme der Röntgenpektren

Eine Veränderung der CTE macht sich in einem Röntgenspektrum an der Verschiebung der Peaklage bemerkbar. Wird die CTE verbessert, sei es durch Licht, höhere Temperatur oder auf Grund anderer Ursachen, so wird der Schwerpunkt einer Röntgenlinie bei einer höheren Energie liegen.
Wichtig ist hierbei, dass vor der Aufnahme eine Offsetmap mit der selben LED-Beleuchtungsstärke berechnet wurde. Ansonsten tritt eine Peaklagenverschiebung nicht nur durch die CTE-Änderung, sondern hauptsächlich durch die zusätzlichen Ladungen der LED-Photonen auf. Die untenstehen-

de Tabelle gibt eine Übersicht über die vorgenommenen Messungen und die Einstellungen der Röntgenröhre:

U_{LED} [V]	Al-K_α	Cr-K_α	Cu-K_α	Offset
0	x	x	x	x
1.78	x	x	x	x
1.80	x	x	x	x
1.82	x	x	x	x
1.84	x	x	x	x
1.86	x	x	x	x
1.95	x	-	-	x
Filter:	Al 6μm	Al 50μm	Cu 15μm	-
U_{HV}:	4.5 kV	8.2 kV	10.5 kV	-
Heizstrom:	2.11 A	2.19 A	2.11 A	-

Die folgenden Abbildungen zeigen die Spektren wie sie zur Auswertung der Peaklagen bzw. CTE Berechnung aufgenommen wurden. Sie sind das Resultat der Bestrahlung je zweier Pixel der Spalten 18, 19, 20, 41, welche auch von der LED beleuchtet wurden.

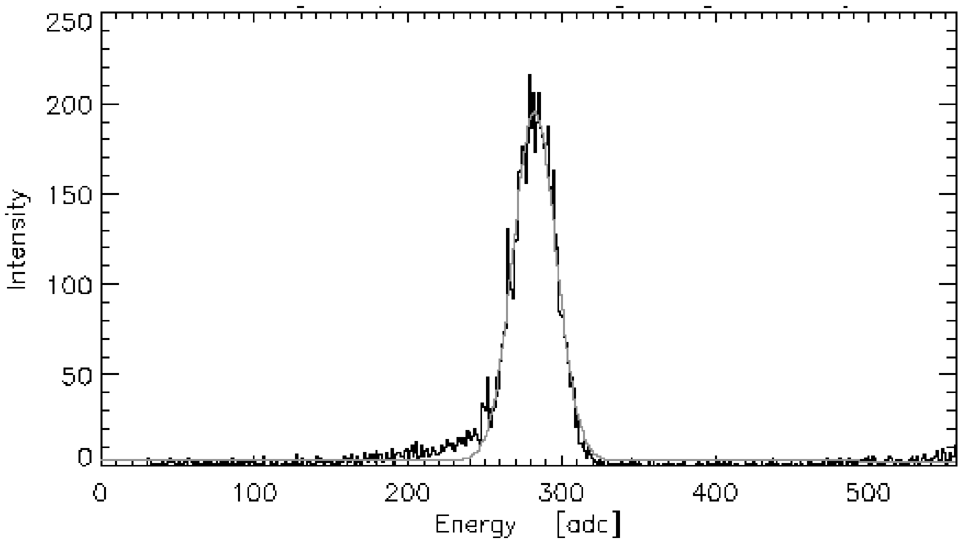


Abbildung 6.2: Die Aluminium K_α-Linie bei 1.49 keV.

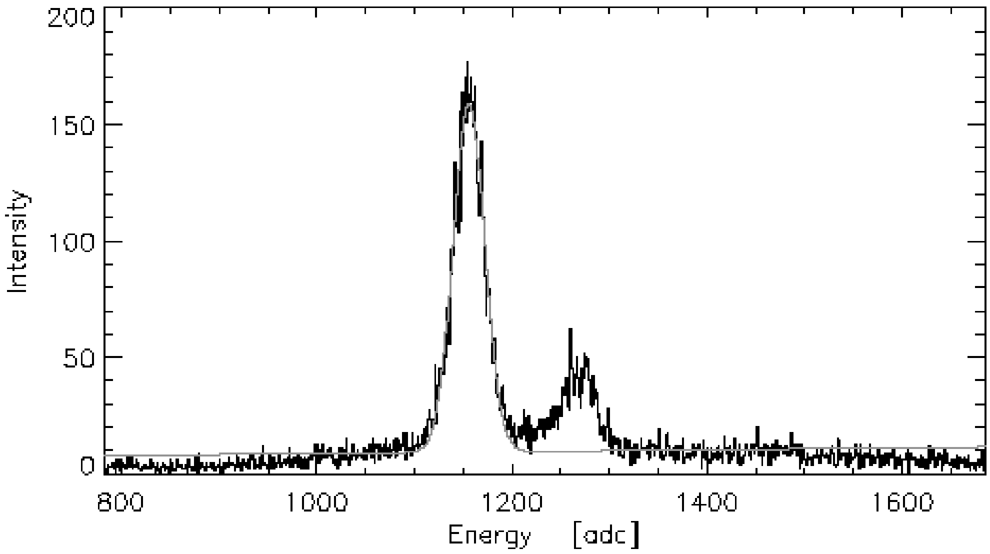


Abbildung 6.3: Chrom K_α und K_β bei 5.41 und 5.95 keV. Für die Auswertung wurde nur der K_α-Peak verwendet.

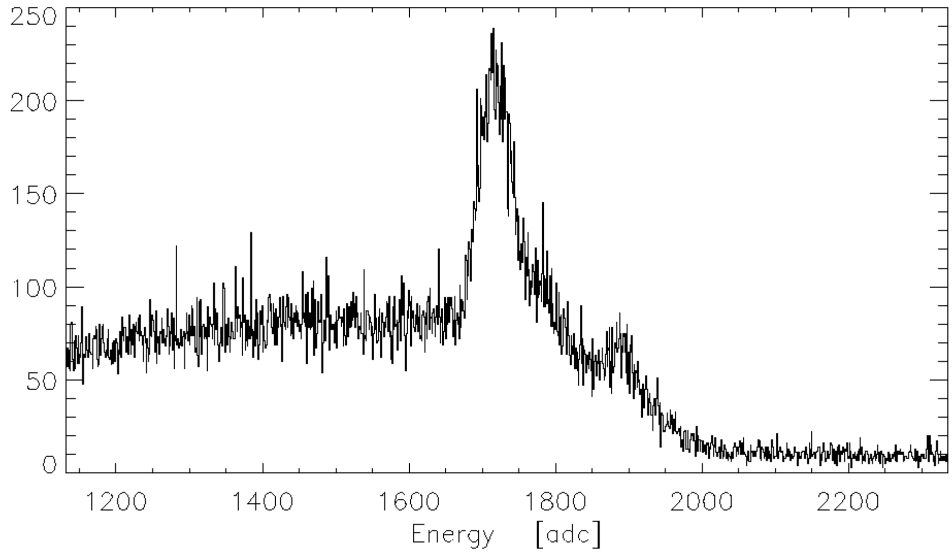


Abbildung 6.4: Kupfer K_α bei 8.04 keV. Man erkennt deutlich das Bremskontinuum über dem sich die Linie erhebt.

6.3 Auswertung

6.3.1 IDL

Die Auswertung der Messungen erfolgte in der 'Interactive Data Language', IDL. IDL bietet durch zahlreiche implementierte Routinen und einfache Variablenhandhabung die Möglichkeit, große Datenmengen schnell auf spezielle Merkmale hin zu untersuchen. Am IAAT existieren schon zahlreiche IDL Routinen zur Auswertung von HK-files, die sich einfach in die Programme einbinden liessen, die zur Analyse dieser Messungen programmiert wurden [20].

6.3.2 Peaklagenbestimmung

Die Peaklage der einzelnen Linien wurde mittels eines Gaussfits bestimmt. Das Maximum des Gaussfits markiert die Peaklage (siehe Abb. 6.2 oder 6.3). Dabei wurde aus Gründen der Statistik darauf geachtet, dass die Anzahl der Ereignisse im Bereich des Gaussfits für alle Aufnahmen bei den selben Pixeln in etwa gleich ist. Auf Grund der teilweise sehr langen Messdauer war dies nicht immer gegeben, so dass Unterschiede der Eventanzahl unter dem Gaussintegral von bis zu 20 % vorkamen. Dies fließt in den Fehler mit ein.
Die Methode der Peaklagenbestimmung durch einen Gaussfit unterliegt statistischen Unsicherheiten und ist somit fehlerbehaftet. Sowohl Form als auch Ausschnitt des Spektrums üben Einfluss auf das Ergebnis aus. Daher wurden zur Fehlerberechnung Mittelwert und Standardabweichung von Peaklagen aus Messungen berechnet, die ohne zusätzliches optisches Licht ausgeführt wurden. Dies lässt Schwankungen der Peaklage erkennen, die nicht durch äussere Faktoren verursacht wurden, sondern rein statistischen Ursprungs sind.
Die Standardabweichungen der mittleren Peaklagen wurden als Fehlerbalken für die folgenden Ergebnisse verwendet.

6.3.3 Ergebnisse Aluminium K_α

Die Peaklagen wurden für jede der Spalten 18, 19, 20, 39, 40 und 41 separat bestimmt. Als Vergleich und zur Fehlerbestimmung wurde dies auch in den beschichteten Spalten 6, 7, 28, 29 und 30 durchgeführt.
Die Ergebnisse sollen zuerst an Hand der Aluminium K_α-Messungen besprochen werden, da bei dieser Energie mit mehr LED-Einstellungen gearbeitet wurde. Die Ergebnisse unterscheiden sich nur quantitativ von denen der

höheren Energien, zeigen aber die selben Tendenzen.

Abb. 6.5 zeigt die gemessenen Peaklagen der untersuchten Spalten 18, 19, 20 und 41 in Abhängigkeit der eingestrahlten Lichtmenge in ADU. Dies sind die Spalten, die unbeschichtet sind und zusätzlich Licht der LED erhalten. Man erwartet hier also den Effekt der CTE-Verbesserung zu sehen.

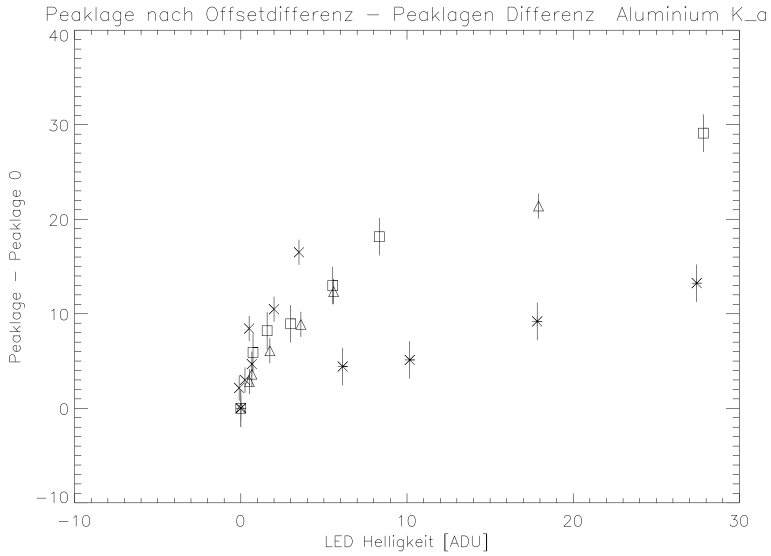


Abbildung 6.5: Aufgetragen ist hier zur besseren Veranschaulichung die Peaklagendifferenz: gemessene Peaklage mit Beleuchtung minus Peaklage gemessen ohne Beleuchtung. Jedes Symbol steht für eine Spalte: X: Spalte 18, △: Spalte 19, ∗: Spalte 20, □: Spalte 41

Dies ist auch deutlich zu erkennen. Mit zunehmender Beleuchtungsstärke verschiebt sich die Peaklage nach oben. Es tritt also schon bei sehr geringen Lichtintensitäten eine CTE-Verbesserung auf. Zum Vergleich zeigt Abb. 6.6 die Peaklagen der Spalten, die hinter der Aluminiumbeschichtung kein optisches Licht erhalten.

Die Peaklagen lassen sich nach Formel 3.2 einfach in die jeweilige CTE der Spalten umrechnen:

$$CTE = \sqrt[n]{\frac{E_n}{E_i}} \tag{6.1}$$

n steht für die Anzahl der Pixel durch die das Signal geschoben wird und damit für die Zeilenzahl, in unserem Fall also 190.
Abb. 6.7 veranschaulicht die Verbesserung der CTE für die selben Spalten wie in Abb. 6.5.

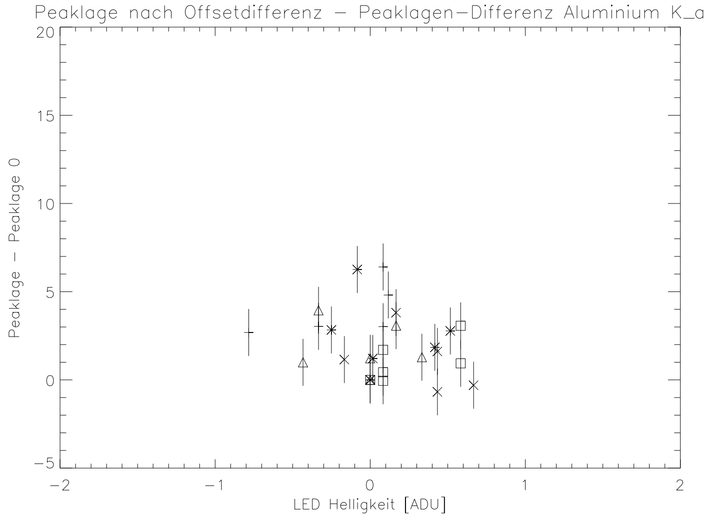


Abbildung 6.6: Die Peaklagen der beschichteten Spalten 6, 7, 28, 29, 30. Negative Lichteinstrahlung in ADU erklärt sich durch Schwankungen beim Berechnen der Offsetmaps. Die Messpunkte erscheinen ohne deutliche Tendenz verteilt.

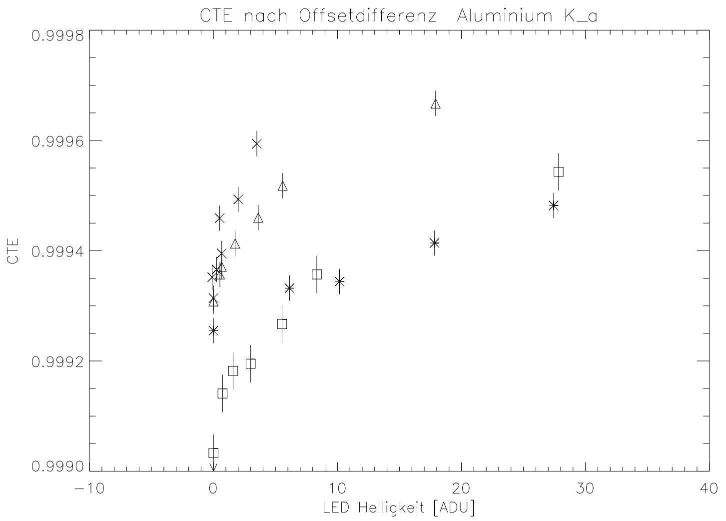


Abbildung 6.7: Verlauf der CTE mit steigender Beleuchtungsstärke. Den Spalten sind wie in Abb. 6.5 jeweils wieder die selben Symoble zugeordnet: X: Spalte 18, △: Spalte 19, $*$: Spalte 20, □: Spalte 41

Nur wenig Licht genügt, um einen deutlichen Anstieg der CTE zu bewirken. Wie dem Diagramm zu entnehmen ist, scheint schon eine Beleuchtungsstärke < 5 ADU dafür ausreichend. Die CTE, ganz unabhängig von der Beleuchtung, ist in den Spalten recht unterschiedlich. So besitzen die höheren Spaltennummern eine schlechtere CTE. Daraus resultiert die Aufspaltung des Diagramms in zwei Äste.

Ein unerwartetes Ergebnis der Messungen wurde bei der Auswertung der Spalten (39, 40) erzielt, welche zwar nicht beschichtet waren, aber wegen der geometrischen Konstellation aus Blende, CCD und LED-Arm kein direktes Licht der LED empfingen.
Auch für die Pixel dieser Spalten wurden Offsetmaps, sowohl mit als auch ohne LED-Licht, bestimmt und die Differenz berechnet. Für alle LED Einstellungen schwankte dieser Offsetwert um Null, genauso wie es bei den oben beschriebenen beschichteten Spalten der Fall war.
Trotzdem zeigt Abb. 6.8 starke Abweichungen der Messpunkte vom Ursprungswert der CTE.
Dieses Verhalten schlüsselt Abb. 6.9 auf. Es stellt die CTE-Kurve der beiden Spalten in Abhängigkeit der LED-Spannung dar. Daraus wird ersichtlich, dass sich die CTE auch in diesen Spalten durch die Lichteinwirkung verbessert, und zwar sehr deutlich korreliert mit der Helligkeit der LED. Dies steht im Widerspruch zum Ergebnis der Offsetmapdifferenzen, nach deren Berechnungen auf diese Spalten kein Licht trifft.
Dieser Effekt bedarf genauerer Untersuchung und soll zusammen mit den Ergebnissen der anderen Energien besprochen werden.

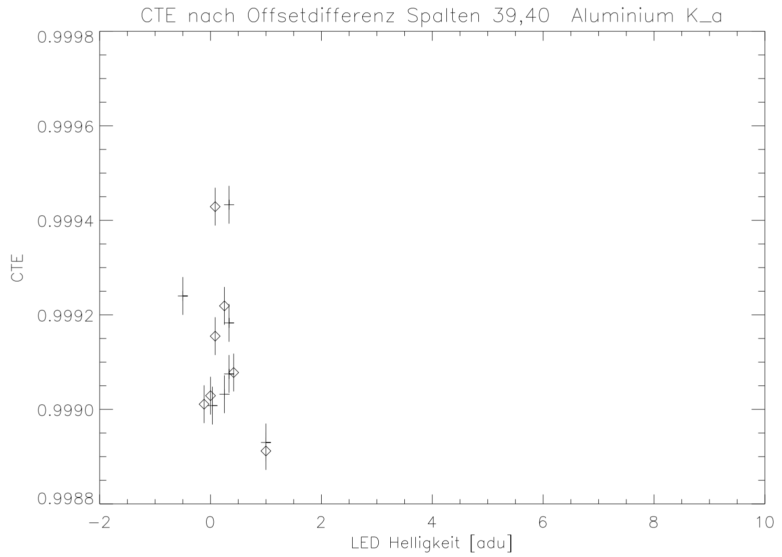


Abbildung 6.8: Die CTE der Spalten 39 (+) und 40 (◇) über der Offsetdifferenz. Die Offsetdifferenzen liegen ohne grössere Abweichungen um 0 ADU. Dagegen zeigen die ermittelten CTE-Werte große Schwankungen.

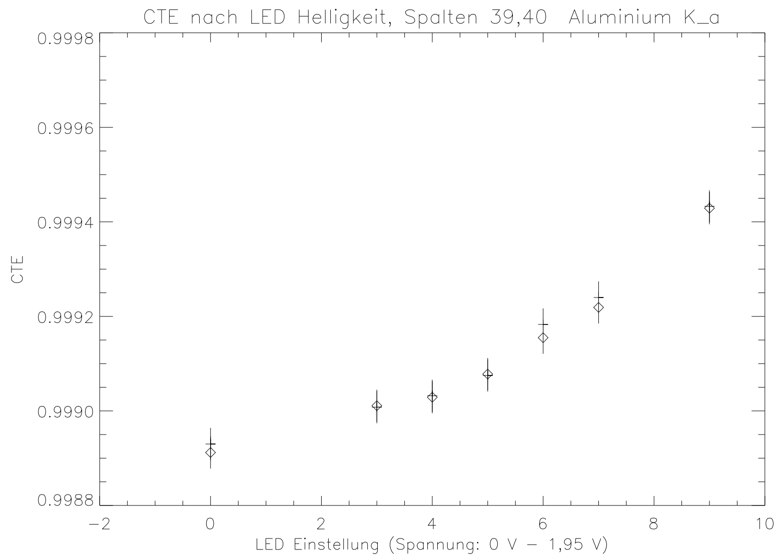


Abbildung 6.9: Die CTE der Spalten 39 (+) und 40 (◇) über den Einstellungen der LED Spannung. Die CTE verbessert sich mit der LED Spannung.

6.3.4 Ergebnisse Chrom K_α

Die Messung mit dem Chrom-Target ergab den CTE-Verlauf von Abb. 6.10. Auch hier zeigt sich eine deutliche CTE Verbesserung mit zunehmender

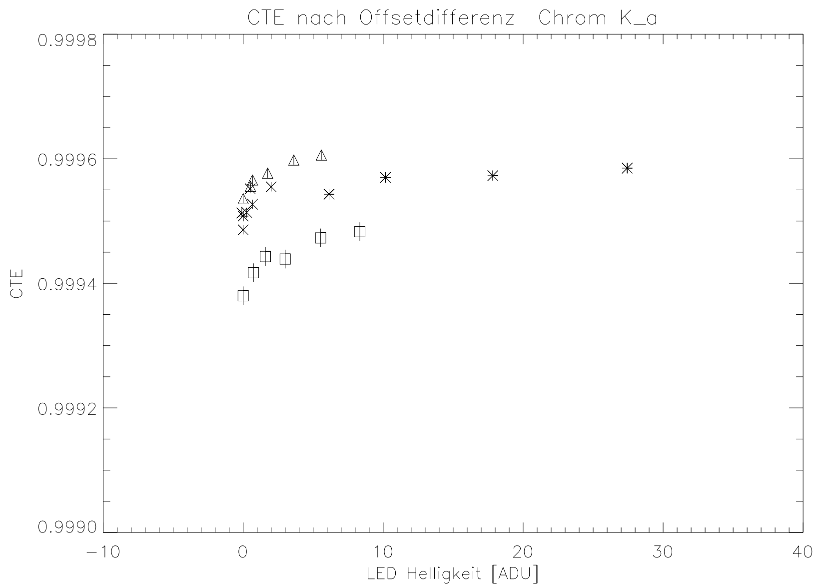


Abbildung 6.10: : Der CTE Verlauf der Messungen mit der Chrom K_α Linie. X: Spalte 18, △: Spalte 19, ∗: Spalte 20, □: Spalte 41.

Lichtintensität. Im Vergleich zu den Kurven der Aluminium-Messungen (Abb. 6.7) ergeben sich aber zwei deutliche Unterschiede.
Zum einen fällt auf, dass die CTE im Ganzen verbessert erscheint. Schon die Messpunkte bei 0 ADU Lichteinstrahlung liegen weit höher als deren Vergleichspunkte der Aluminiummessungen. Dies hat die Ursache in der 3.4.4 erklärten Energieabhängigkeit der CTE. Durch die höhere Photonenenergie werden mehr Ladungen generiert und damit schon mehr Störstellen abgesättigt.
Ein anderer Punkt, der ins Auge fällt ist der Verlauf der Messpunkte. Im Vergleich zu Abb. 6.7 verlaufen die Kurven flacher. Es findet eine Art Sättigungseffekt statt. Durch noch mehr Licht kann die CTE nur wenig mehr verbessert werden, da die meisten Störstellen schon abgesättigt sind. Auch dies ist eine Folge der höheren Röntgenphotonenenergie. Die Lichtphotonen können vergleichsweise noch weniger zur Absättigung der Traps beitragen, als dies schon beim Aluminium Licht der Fall war.
Die CTE kann mit Licht oder höherer Röntgenenergie nicht beliebig verbessert werden. Der Schiebevorgang selbst ist mit Ladungsverlusten unabhängig

von Traps verbunden, so dass eine Abflachung der Kurve zwangsläufig erfolgt.
Auch bei diesen Messungen zeigt sich der oben erwähnte Effekt, dass die Spalten 39 und 40, welche laut Offsetmap kein Licht der LED erhalten, eine CTE-Verbesserung aufweisen. Dies zeigt Abb. 6.11 zwar in geringerem Maße als bei Aluminium, aber dennoch signifikant.

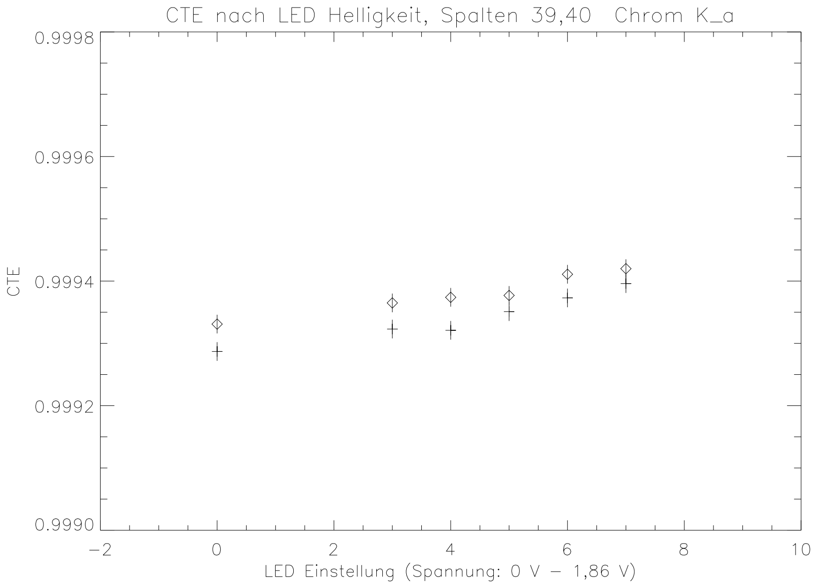


Abbildung 6.11: Die CTE der Spalten 39 (+) und 40 (◇) über den Einstellungen der LED Spannung. Auch hier verbessert sich die CTE mit der LED Einstellung.

6.3.5 Ergebnisse Kupfer K_α

Abb. 6.12 zeigt das Ergebnis der Messungen mit Kupfer. Die bereits festgestellten Tendenzen setzen sich weiter mit höherer Photonenenergie fort.
So verbessert sich die CTE weiterhin im Vergleich zu den Chrommessungen.
Die Abflachung der Kurven erfolgt dabei ähnlich schnell.
Ebenso zeigen die Spalten 39 und 40 auch in diesen Messungen eine Verbesserung der CTE (Abb. 6.13).

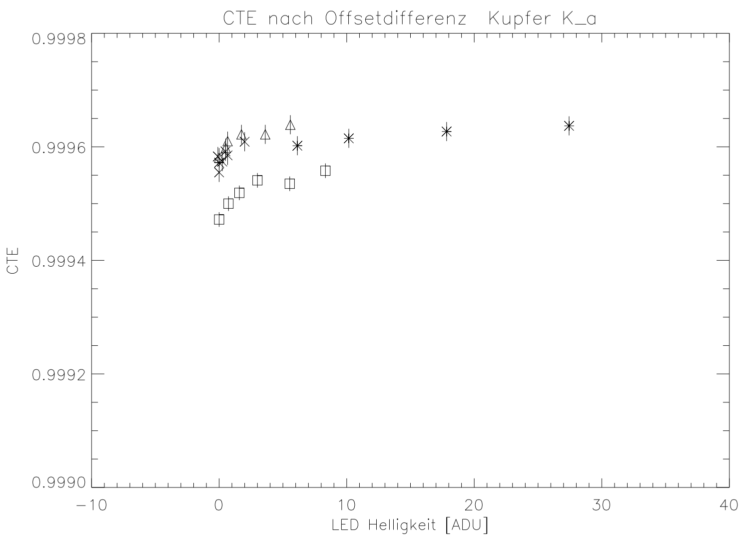


Abbildung 6.12: Der CTE Verlauf der Messungen mit der Kupfer K_α Linie. X: Spalte 18, $\triangle$: Spalte 19, $*$: Spalte 20, $\square$: Spalte 41.

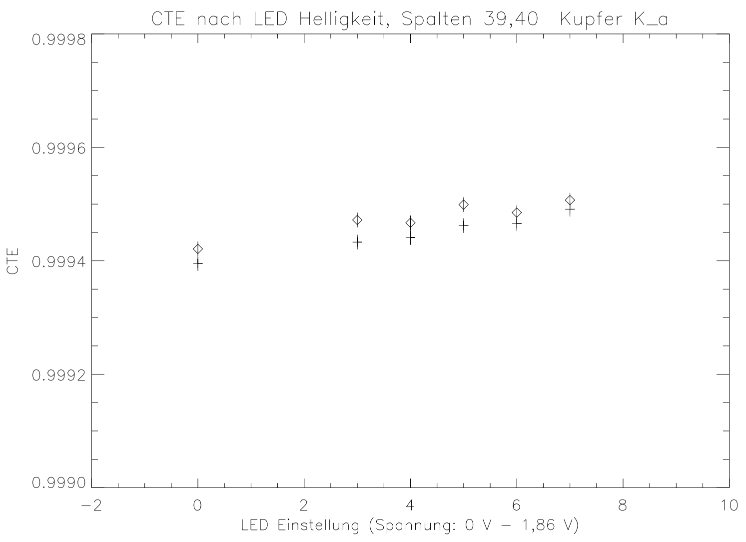


Abbildung 6.13: Verlauf der CTE für die Spalten 39 (+) und 40 ($\diamond$).

6.4 Zusammenfassung

6.4.1 Vergleich mit älteren Messergebnissen

Im Rahmen einer Diplomarbeit am IAAT wurde bereits 1999 die Auswirkung von Licht auf die CTE untersucht [18]. Die Aufgabenstellung war, zu untersuchen, in welchem Rahmen optisches Licht Einfluss auf die CTE nimmt. Die Verbesserung der CTE wurde eindeutig festgestellt. Dabei wurde mit hohen Beleuchtungsstärken gearbeitet und es wurden Ergebnisse erzielt, deren Unterschiede zu denen dieser Arbeit, hier diskutiert werden sollen. Auffallend ist

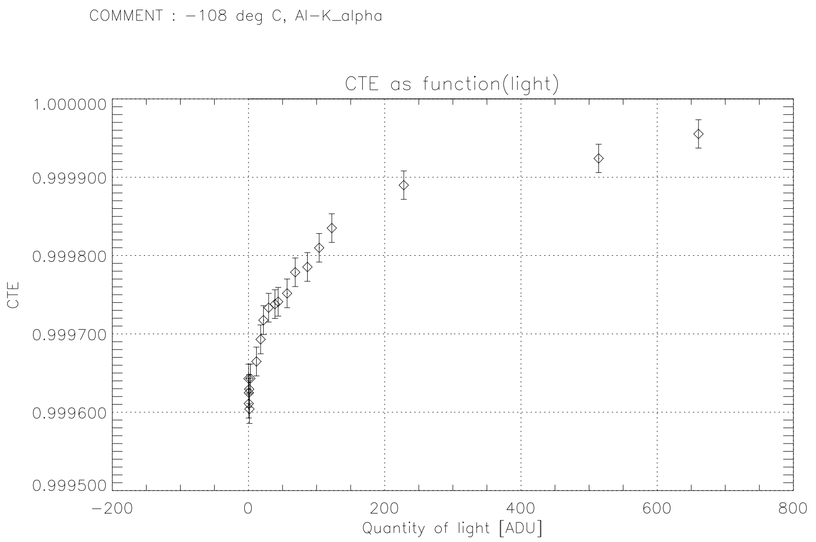


Abbildung 6.14: Ergebnisse mit der Aluminium K_α-Linie von J.Pal. Es wurde mit Lichtmengen bis 600 ADU gearbeitet. Die intrinsische CTE der dort verwendeten CCD war deutlich besser.

die in Bezug auf die eingestrahlte Lichtmenge schwächere CTE-Verbesserung. Wie in Abb. 6.14 ersichtlich, nimmt die CTE von ungefähr 0.99960 bei ca. 100 ADU Lichtstärke auf Werte um 0.99985 zu. Vergleichbare CTE Verbesserungen wurden bei den neuen hier behandelten Messungen schon mit Lichtmengen um 10 ADU erzielt. Dafür gibt es verschiedene Ursachen.
Zum einen wurden beide Messreihen an unterschiedlichen CCDs durchgeführt. Diese unterscheiden sich erheblich in der CTE. Dies hat den Effekt, dass äussere Einflüsse, die eine CTE Verbesserung zur Folge haben, bei einem CCD mit schlechterer CTE eine weit grössere Auswirkung erzielen. Der CTE Verlauf muss bei hohen Werten in eine Sättigung übergehen, da die CTE immer kleiner als 1 ist, und Ladungsverluste unabhängig vom Elektroneneinfang

durch Traps stets vorhanden sind. Dieser Effekt wird deutlich bei der Betrachtung einzelner Spalten (siehe z.B. Abb. 6.7).
Ein weiterer Punkt ist der unterschiedliche Versuchsaufbau. Die früheren Messungen wurden nicht mit einem LED-Arm im Strahlengang, sondern mit LEDs rings um den Strahlengang vorgenommen. Dadurch fällt das Licht und die Röntgenstrahlung nicht auf die selben Pixel. Dies sättigt Störstellen nicht im gleichen Maße ab, wie Licht das permanent auf die Pixel trifft, die auch die Röntgenphotonen detektieren.
Eine Unsicherheit in Bezug auf das CTE Verhalten kleiner Pixelfelder ergibt sich zudem aus der Grösse der Blendenbohrungen. In den früheren Messungen wurde optisches- und Röntgenlicht auf eine Kreisfläche mit ca. 6 Pixel Durchmesser eingestrahlt. Dadurch ist die Aussage über die CTE-Änderung nur noch im Mittel über dieses ca. 30 Pixel grosse Feld möglich. Ebenso ist die eingestrahlte Lichtmenge in ADU über alle Pixel gemittelt.
Beide Messreihen bestätigen die Verbesserung der CTE durch Lichteinwirkung, im quantitativen Ergebnis unterscheiden sie sich aufgrund der oben angeführten Ursachen.

6.4.2 Die Spalten 39 und 40

Ein Resultat, das sich bei allen drei Energien fand, war die CTE-Verbesserung in den Spalten 39 und 40. Beide Spalten erhielten aber laut Offsetmap kein messbares Licht der LED. Um dies zu erklären, bzw. Fehlerquellen auszuschliessen, sollen hier kurz mehrer mögliche Ursachen behandelt werden:

1. Wenn die CTE-Verbesserung auch bei Spalten auftritt, welche kein direktes Licht der LED erhalten, so könnte die Ursache der Verbesserung eine andere sein als nur Lichteinstrahlung:
   Dies kann ausgeschlossen werden, da alle anderen Spalten keine Peaklagenverschiebung erfahren. Was diese Vergleichsspalten von den Spalten 39 und 40 unterscheidet, ist die Aluminiumbeschichtung, welche optisches Licht abblockt. Die Ursache des CTE-Anstiegs ist somit Licht.

2. Die Spalten 39 und 40 könnten beschädigt sein, oder Komponenten des Versuchsaufbaus veränderten ihre Eigenschaften im Laufe der Messreihe (z.B. die LED):
   Vor Beginn der Messreihen wurden Testmessungen vorgenommen, welche keinerlei Hinweise auf eine Beschädigung einzelner Spalten ergaben. Die Peaklagen aller Spalten verändern sich nur im Rahmen der statistischen Genauigkeit. Auch eine Veränderung am Versuchsaufbau

während der Messungen kann ausgeschlossen werden. Die Messungen mit ansteigender LED-Helligkeit wurden nicht zeitlich in der selben Ordnung gestartet, sondern in einer willkürlichen Reihenfolge durchgeführt.

3. Denkbar wäre das Vorhandensein anderer Lichtquellen in der Vakuumanlage, wie z.B. das Glühen der Röntgenröhrenkathode:
Auch dies wurde in Vorbereitungsmessungen ausgeschlossen. Und selbst wenn Licht aus anderen Quellen das CCD erreichte, so wäre dies ein zusätzlicher Offset, der vom Signal wieder abgezogen werden würde. Eine zeitliche Variabilität dieses Störlichtes ist dabei nach dem oberen Punkt äusserst unwahrscheinlich.

Es scheint daher, dass die Offsetmap in diesem Rahmen der Genauigkeit kein geeignetes Mittel darstellt, die Lichtmenge zu quantifizieren. Zwar wird eine gewisse Lichtmenge und ein Zunehmen der Lichtiniensität registriert, dies gilt jedoch nicht für die gesamte auftreffende Lichtmenge. Es existiert Licht, welches eindeutige physikalische Auswirkungen auf den Detektor hat, aber nicht von der Offsetmap bemerkt wird. Dieses soll hier als 'diffuses Licht' bezeichnet werden, da es nur indirekt in Erscheinung tritt.
Dieses diffuse Licht sättigt beständig Störstellen in den betroffenen Pixeln ab wird aber auf Grund von Reemissions- und Einfangprozessen selbst nicht registriert. Eine schlechte CTE, also eine grosse Anzahl von Störstellen im Halbleitermaterial, würde dieses Verhalten begünstigen.

6.5 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Licht auf die CTE einen grösseren Einfluss ausübt, wenn es auf die selben Pixel wie die Röntgenphotonen trifft, als wenn es nur in Schieberichtung auf das CCD fällt. Dies scheint besonders bei CCDs mit schlechterer CTE ein Rolle zu spielen.
Die Rolle der Offsetdifferenzen zur Quantifizierung der Lichtmenge muss dabei neu überdacht werden. Dies sollte nach dem Neuaufbau der Testanlage im neuen Gebäude des AITs, möglichst anhand unterschiedlicher CCDs überprüft werden. Messungen zur näheren Untersuchung des diffusen-Licht-Effekts sind hierfür geplant.

XMM-Newton ist seit zwei Jahren eine erfolgreiche Mission, mittlerweile wurde die Missionsdauer um vier weitere Jahre verlängert. In dieser Zeit, und besonders darüber hinaus, werden sich immer wieder Veränderungen beim Gebrauch der pn-Kamera ergeben. Unerwartet auftretenden Effekten und Fehlerquellen muss nachgegangen werden. Besonders die CTE wird unter dem jahrelangen Einfluss von kosmischer Strahlung nicht konstant bleiben, so dass momentan geringe Effekte in Zukunft größere Auswirkungen haben können.
Die Möglichkeit dies zu untersuchen bietet die Testanlage am IAAT. Auftretende Probleme können am Boden simuliert und untersucht werden.
Dabei ist die Anlage in ihrem Grundaufbau so konzipiert, dass Umbauten und Veränderungen hierfür leicht zu bewerkstelligen sind.

Literaturverzeichnis

[1] Unsöld, Bascheck: Der neue Kosmos, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1999.

[2] Quelle: http://linus.rad.rwth-aachen.de

[3] Krautter, Sedlmayr, Schaifers: Meyers Handbuch Weltall, 7.Auflage, Meyers Lexikonverlag, 1994.

[4] B. Aschenbach, H.M. Hanh, J. Trümper: The Invisible Sky: ROSAT and the Age of X-Ray Astronomy. New York: Copernicus, 1998.

[5] Quelle: www.heasarc.gsfc.nasa.gov/Images/exosat/cygx1

[6] Quelle: XMM Vilspa, Dezember 2000, http:// www.vilspa.esa.es

[7] Quelle: High Energy Astrophysics Science Archive Research Center. NASA http:/heasarc.gsfc.nasa.gov/.

[8] XMM SOC, 1999, The XMM User's Handbook. http://xmm.vilspa.esa .es.

[9] D. Lumb, H. Eggel, R. Laine, A. Peacock: XMM - an overview. Gummin Siegmund, editor, EUV, X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII, Volume 2808, 2001.

[10] Quelle: XMM orbit figure, Dornier Satellitensysteme GmbH

[11] Quelle: http://www.iundm.de

[12] L. Strüder, U. Briel, K. Dennerl, R. Hartmann, E. Kendziorra et al.: The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera, A&A 365, L18-L26, 2001.

[13] R. Martini: Aufbau eines Messplatzes zur Kalibrierung der integrierten Ausleseeinheit CAMEX64 für Röntgen CCDs, Diplomarbeit IAAT, 1993.

[14] B. Kretschmar: Entwicklung und Realisierung des Quadranten-Steuerwerks für die pn-CCD-Kamera an Bord der Satelliten XMM und ABRIXAS, Diplomarbeit IAAT, 1997.

[15] M. Kuster: Untersuchung spezieller Eigenschaften des pn-CCD Arrays für die Röntgensatelliten XMM und ABRIXAS, Diplomarbeit IAAT, 1997.

[16] M. Colli: Simulation des pn-CCDs der Röntgensatelliten ABRIXAS und XMM, Diplomarbeit, IAAT, 1997.

[17] Krause, U. Briel, K. Dennerl, H. Soltau, L. Strüder, V. Zavlin: The physical model of the Charge Transfer Loss of the pn-CCD Camera, SPIE, 'EUV, X-ray and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy', Vol. 3765, 1999.

[18] J.Pal: Spektroskopische Untersuchungen an den pn-CCD-Detektoren der Satelliten XMM und ABRIXAS, Diplomarbeit, IAAT, 1999.

[19] D. Lumb: PHS Tools - EPIC Optical Loading, XMM-PS-TN-40 Issue draft, Nov 2000.

[20] Research Systems, Inc.: IDL User's Guide, 1992.

Danksagung

All den Menschen, die mich bei dieser Diplomarbeit unterstützt haben, möchte ich meinen Dank aussprechen. Besonders danken möchte ich hierbei:

Prof. Dr. R. Staubert, für die Vergabe und die Korrektur dieser Arbeit, und für die sehr angenehme Atmosphäre innerhalb seiner Arbeitsgruppe.

Dr. E. Kendziorra, für seine Anregungen, Hilfestellungen und für die äusserst gute Betreuung.

Markus Kuster, für die ständige Hilfsbereitschaft in allen Fragen.

Marcus Kirsch, für den regen Austausch in sowohl physikalischen als auch nicht physikalischen Fragen.

Dr. Jürgen Barnstedt, Siegfried Vetter, Heinz Böttcher und der Werkstatt-Crew, für ihre praktische Hilfe rund um die Testanlage.

Der astronomischen Fußballmannschaft, für fußballerische Sternstunden, wie den Gewinn des Turniers der Physik-Fakultät.

Heide Oesterle, für die lebenserhaltenden Nahrungsmittellieferungen während der Messphase und noch vielem mehr.

Andreas Mai, Joris Libal, Kris Trajanovski und Alexander Ehlert, für Tipps aller Art und für die gemeinsam erlebten Studienjahre.

Hanns Dicht, für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

meinen Eltern und Geschwistern, die immer zu mir standen.