

Eberhard Karls Universität Tübingen
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Institut für Astronomie und Astrophysik
Abteilung Hochenergieastrophysik

**Über die Natur des CCO
Kandidaten
2XMMi J115836.1 -623516**

Master Arbeit
im Studiengang Physik

Vorgelegt von
Simon Christmann
Matrikelnr.: 3518890

Betreuer: Prof. Dr. Andrea Santangelo
Prüfer: Dr. habil. Dmitry Klochkov
Oktober 2016

Erklärung

Hiermit erkläre ich, Simon Christmann, Matrikelnr. 3518890, diese Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Quellen verfasst zu haben. Ich versichere, dass die vorliegende Arbeit weder vollständig, noch in wesentlichen Teilen jemals in dieser Form in einem anderen Prüfungsverfahren weder eingereicht noch veröffentlicht wurde. Sämtliche Grafiken und Tabellen, die keine Quellenangaben besitzen, sind selbst erstellt.

Tübingen, den 19. Oktober 2016

Simon Christmann

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich allen Kollegen danken, mit denen ich während meines Projekts zusammen gearbeitet habe:

- Professor Dr. Andrea Santangelo, für die Vergabe der Arbeit,
- Professor Dr. Andrea Santangelo und Dr. habil. Dmitry Klochkov für die gute Betreuung während des Projekts,
- Dr. Patrick Kavanagh, Dr. Sara Saeedi und Vadim Vybornov für ihre Hilfe bei Software-Problemen während Analysen,
- Heinz Lenhart für seine Hilfe bei allgemeinen Hardware- und Software-Problemen,
- Dr. Thorsten Nagel und Thomas Schanz für das Korrektur-Lesen der Arbeit.

Außerdem möchte ich allen für die gute und erfolgreiche gemeinsame Zeit danken.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Theoretische Grundlagen	5
1.1	Astrophysikalische Motivation	5
1.2	Entstehung von Röntgenstrahlung	6
1.2.1	Verschiedene Arten von (Röntgen)-Spektren	7
1.2.2	Synchrotronstrahlung	8
1.2.3	Schwarzkörperstrahlung	9
1.2.4	Absorption durch Interstellares Medium	10
1.3	Röntgenastronomie	13
1.3.1	Optiken	13
1.4	XMM-Newton	15
1.4.1	European Photon Imaging Cameras (EPIC)	16
1.5	Sternentwicklung im Hertzsprung-Russel-Diagramm	18
1.6	Schwarze Löcher	20
1.6.1	Aktive Galaxienkerne (AGN)	20
1.7	Neutronenstern	22
1.7.1	Radio-Pulsare	23
1.7.2	Röntgen-Doppelsternsysteme	24
1.7.3	Röntgen-emittierende, mit einem SNR assoziierte isolierte Neutronensterne	26
1.7.4	Central Compact Objects (CCOs)	26
1.8	Begriffe	27
2	Die Charakterisierung von 2XMMi J115836.1-623516	29
2.1	Beschreibung	30
2.2	Beobachtungsdaten	30
2.3	Extraktion und Filterung der Daten	31
3	Methoden und Datenextraktion	35
3.1	Spektralanalyse	35
3.1.1	Suche nach dem richtigen Extraktionsradius	35
3.1.2	Analyse des Quellspektrums	37
3.1.3	Analyse des Spektrums des Supernovaüberrests	38
3.2	Analyse der Röntgenquellflüsse	39
3.2.1	Vergleich Januar/August 2008	39
3.3	Suche nach Pulsationen	40
3.4	Suche nach Counterparts im optischen und infraroten Bereich	41
3.4.1	Korrektur des Koordinatensystems von XMM-Newton	41
3.4.2	Counterparts von J1158	42
4	Ergebnisse und Diskussion	43
4.1	Spektralanalyse	43
4.1.1	Analyse des Quellspektrums	43
4.1.2	Analyse der diffusen Emission	48
4.2	Analyse der Röntgenquellflüsse	50
4.2.1	Vergleich der EPIC Flüsse für Januar/August 2008	50
4.3	Suche nach Pulsationen	52
4.4	Suche nach spektralen Counterparts	53
4.4.1	Counterparts	53
4.5	Zusammenfassung	54

Literaturverzeichnis

57

Kapitel 1

Motivation und Theoretische Grundlagen

1.1 Astrophysikalische Motivation

Die Untersuchung von Objekten mit Röntgenstrahlung in der Astrophysik hat verschiedene Ursachen.

Zum Einen lässt sich über Röntgenstrahlung viel über verschiedene hochenergetische Prozesse, wie sie z.B. bei Akkretionsscheiben um schwarze Löchern stattfinden, herausfinden. Dies schließt auch andere Prozesse, wie z.B. Akkretionsscheiben in Doppelsternsystemen, ein. So lässt sich viel über die Elemente der beteiligten Sterne erkennen.

Zum Anderen kann man über Röntgenstrahlung auch sehr gut die intrinsischen physikalischen Faktoren von Neutronensternen erfahren, da selbige durch ihre massive thermische Energie im Röntgenbereich strahlen.

Neutronensterne sind die dichteste bekannte Materie, die in ihrem inneren Kern ein Zustand haben, der Quark-Gluon-Plasma genannt wird. Die Erforschung der Zustandsgleichung dieser ultradichten Materie ist ein wichtiges Gebiet der Hochenergie-Astrophysik.

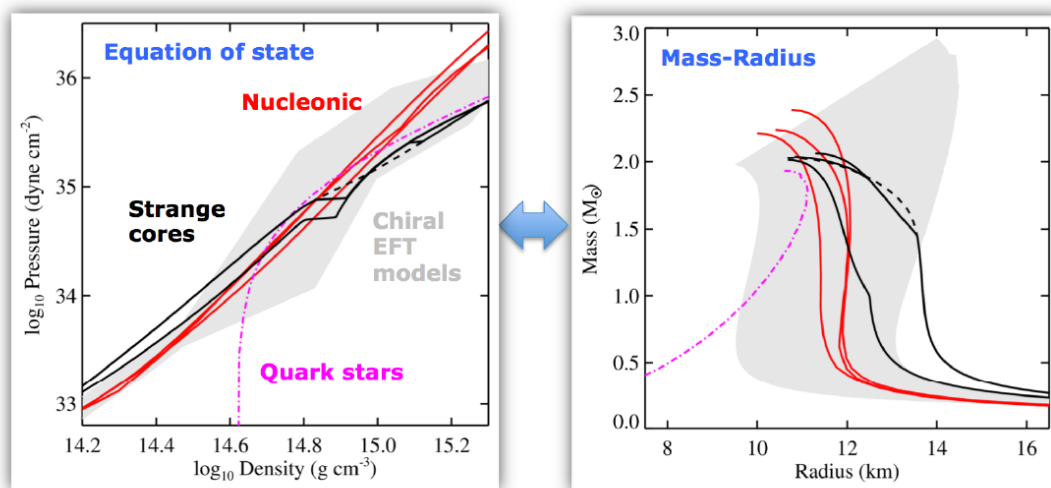


Abbildung 1.1: Zustandsgleichung und Masse-Radius-Beziehung für verschiedene Neutronensterne als aktuelles Forschungsgebiet. (Watts u. a., 2014)

1.2 Entstehung von Röntgenstrahlung

Für die Entstehung von Röntgenstrahlung gibt es verschiedene Ursachen. In der Astrophysik gibt es dabei einige wichtige Mechanismen, die öfter vorkommen. Wichtige Mechanismen sind dabei Bremsstrahlung/Synchrotronstrahlung, gefolgt von Übergängen im Atom. Ebenso wichtig ist die sogenannte Comptonisation, die auf dem Comptoneffekt basiert, der später behandelt wird.

Bremsstrahlung/Synchrotronstrahlung

Die sogenannte Bremsstrahlung entsteht, wenn schnelle Elektronen in das Coulombfeld eines Atoms eintreten. Durch die Wechselwirkung des Elektrons mit dem radialen Elektrischen Feld wird das Elektron auf eine Kreisbahn gezwungen und strahlt dann nach den Regeln der klassischen Elektrodynamik Röntgenstrahlung ab. Dabei handelt es sich um eine kontinuierliche Abgabe von Strahlung und die Energie des abgestrahlten Photons kann demnach kontinuierliche Werte annehmen, von 0 bis zur kinetischen Energie des erzeugenden Elektrons.

Synchrotronstrahlung hat dieselbe Strahlungsursachen und dieselbe Photonenenergie-Verteilung wie Bremsstrahlung. Der Unterschied zur Bremsstrahlung liegt in der Art, weswegen die Elektronen auf Kreisbahnen gezwungen werden. Synchrotronstrahlung wird durch Magnetfelder, Bremsstrahlung durch elektrische Felder erzeugt.

Elektronenübergänge in der Atomhülle

Die zweite Art der Röntgenemission folgt aus den Elektronenschalen des Atoms. Wenn schnelle Elektronen auf ein Atom treffen, können sie die Elektronen des Atoms aus ihren Schalen schlagen. Jede Schale besitzt einen definierten Energiebetrag. zwischen zwei Schalen liegt ein fester Energiebetrag von $E = h \cdot \nu$. Nach Gründen der Energieminimierung wird nun ein Elektron der höheren Schale den Platz des ausgeschlagenen Elektrons auffüllen. Dabei gibt es den Differenzenergiebetrag in Form von elektromagnetischer Strahlung ab, die die Frequenz ν besitzt. Im Fall der K-Übergänge und mancher L-Übergänge ist dies Röntgenstrahlung.

Diese Art der Strahlung nennt man auch charakteristische Strahlung, da diese für jedes chemische Element charakteristisch ist. Abbildung 1.2 zeigt die beiden Entstehungsarten, wobei links die Bremsstrahlung, rechts die charakteristische Strahlung zu sehen ist. Da jeder Übergang zwischen zwei Schalen (K_α : zwischen K und L Schale; K_β zwischen K und M Schale) eine andere Energiedifferenz besitzt, emittiert jeder Übergang auch eine Linie mit anderer Frequenz ν im Fall der charakteristischen Strahlung.

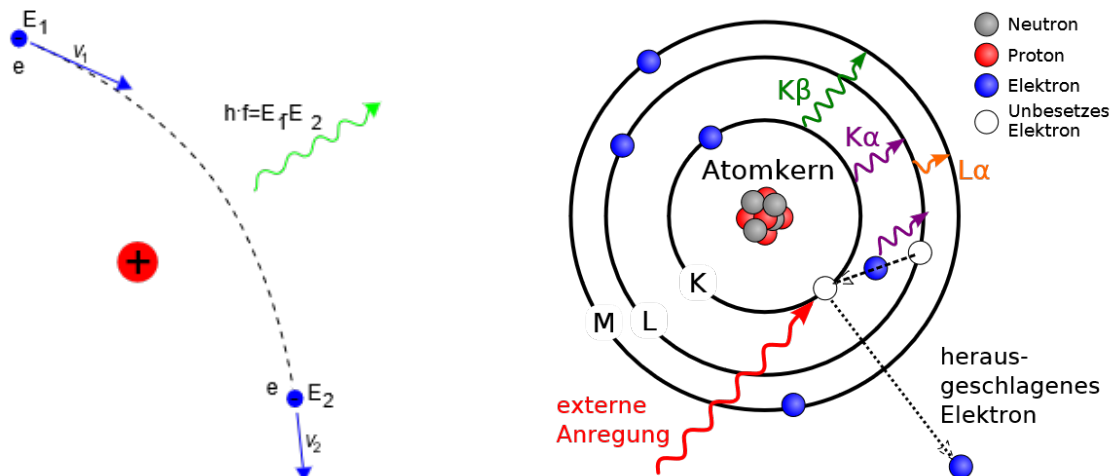


Abbildung 1.2: Zwei Arten der Röntgenstrahlungsentstehung, links die Bremsstrahlung, rechts die charakteristische Röntgenstrahlung. Bremsstrahlung als Folge der Änderung der Bewegungsrichtung. Bei der charakteristischen Strahlung haben verschiedene Übergänge (K_α ; K_β) verschiedene Frequenzen. Jedes chemische Element besitzt andere charakteristische Übergänge und erzeugt andere charakteristische Linien. (Wikipedia, 2016c), Wikipedia (2016d)

1.2.1 Verschiedene Arten von (Röntgen)-Spektren

Die Verteilung der Photonen über die Wellenlänge bzw. Energie bezeichnet man als Spektrum. Das Spektrum enthält wichtige Informationen über die Entstehung der (Röntgen)-Strahlung. Ein einfaches Röntgenspektrum, das sich auch auf der Erde erzeugen lässt, ist das Spektrum einer Röntgenröhre, die z.B. in der medizinischen Diagnostik eingesetzt wird. Es besteht aus einer Überlagerung eines Bremspektrums und eines charakteristischen Spektrums, das von dem Targetmaterial (z.B. Cu) abhängt. Abbildung 1.3 zeigt das Spektrum einer Röntgenröhre mit Wolfram als Target-Material. Gut erkennbar ist die Überlagerung der beiden Spektren (Brems- und kontinuierliches Spektrum).

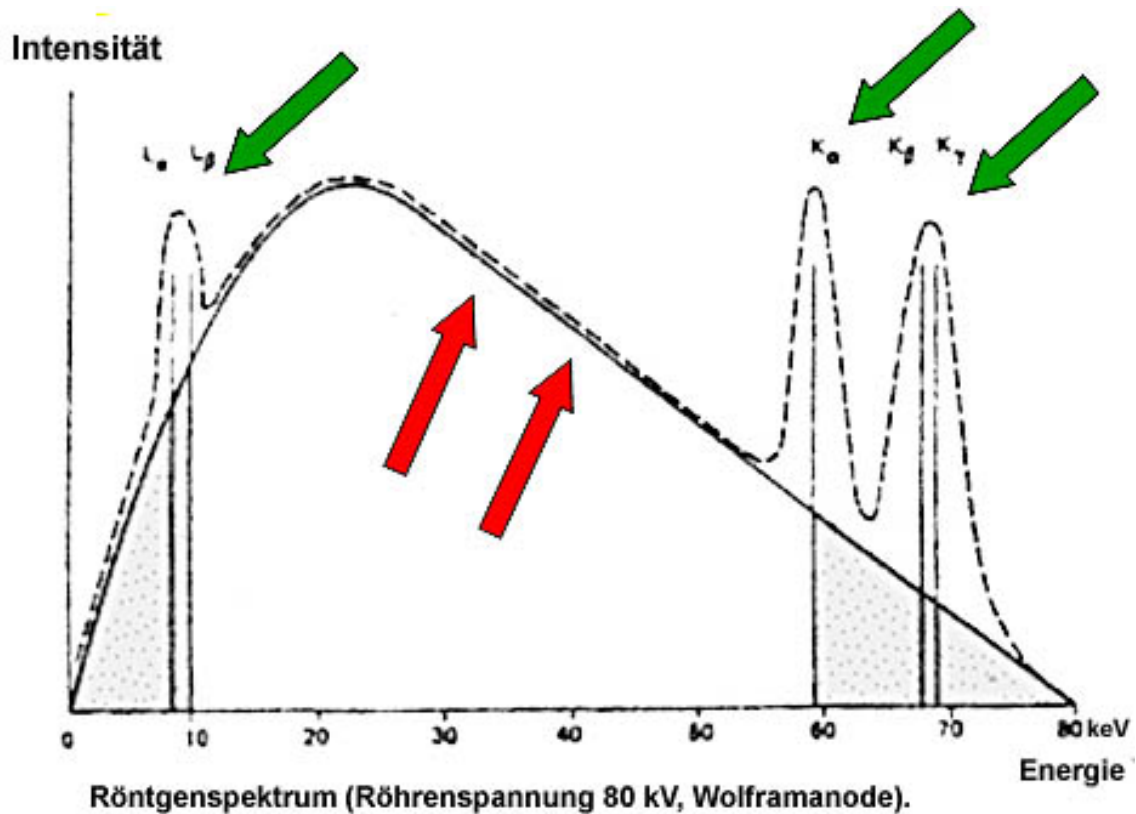


Abbildung 1.3: Spektrum einer Röntgenröhre mit Wolfram als Target-Material

Es ist eine Überlagerung aus Bremspektrum (kontinuierlich) und charakteristischem Spektrum (diskret). Die roten Pfeile kennzeichnen das Bremspektrum, die grünen Pfeile die $L_\alpha, L_\beta, K_\alpha, K_\beta, K_\gamma$ -Übergänge, von links nach rechts.

Quelle: http://www.radiologie-idar-oberstein.com/assets/images/ro_spek1a_neu.jpg

Im astrophysikalischen Kontext findet man verschiedene Arten von Spektren. Die wichtigsten Arten werden hier nun kurz vorgestellt.

1.2.2 Synchrotronstrahlung

Synchrotronstrahlung entsteht durch Elektronen, die sich auf Kreisbahnen bewegen, verursacht z.B. durch starke Magnetfelder. Das Spektrum folgt der Verteilung der Elektronen über ihre Energie. Im Falle einer nicht-thermischen Beschleunigungsarbeit, z.B. in starken Magnetfeldern, können sie einem Potenzgesetz der Form $A \cdot E^{-\alpha}$ folgen.

Dabei ist E die Photonenergie, A eine Normierungskonstante und α der Photonindex des Potenzspektrums. Abbildung 1.4 zeigt den Verlauf eines solchen Potenzspektrums.

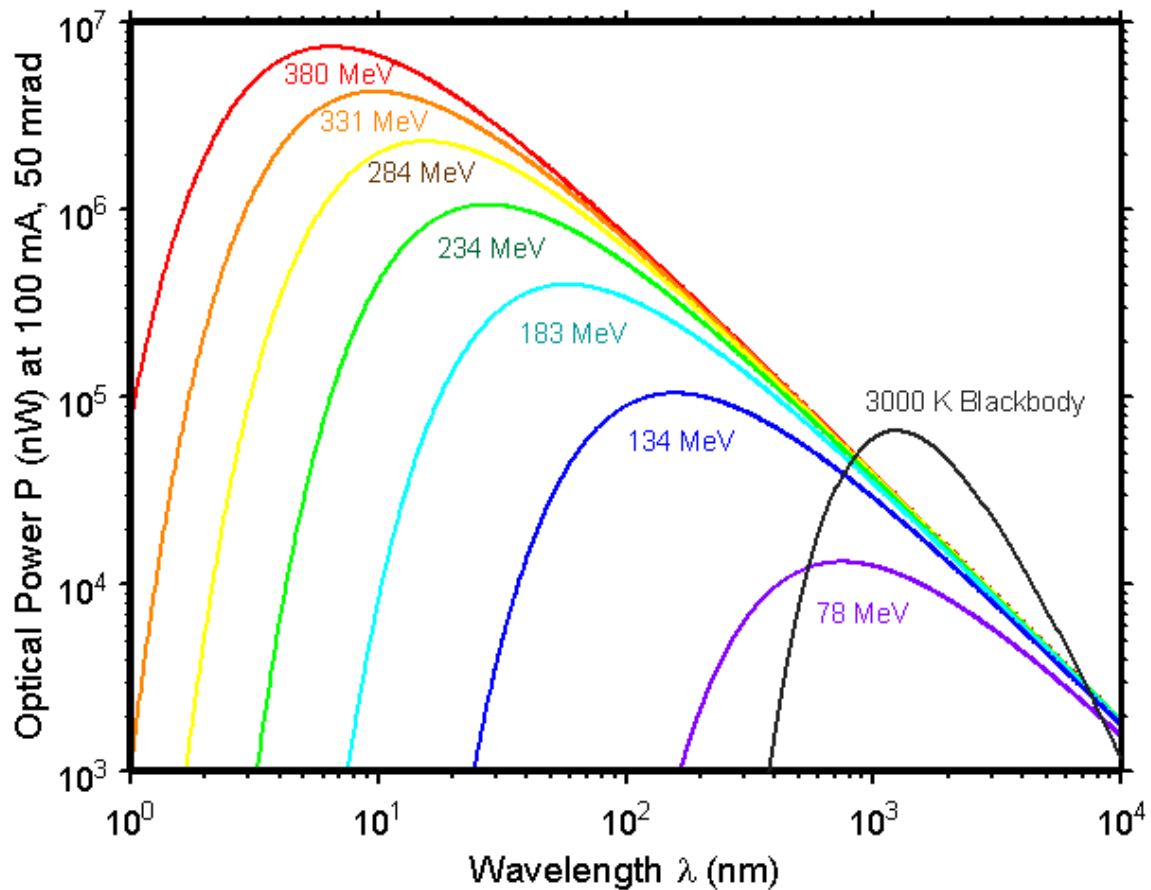


Abbildung 1.4: Typisches Synchrotronspektrum mit charakteristischem Verlauf für verschiedene Energien. Zum Vergleich ist ein Schwarzkörperspektrum mit $T=3000 \text{ K}$ eingezeichnet.

Quelle: <http://physics.nist.gov/MajResFac/SURF/SURF/sr.html>

1.2.3 Schwarzkörperstrahlung

Ein schwarzer Körper (oder auch Planck'scher Strahler genannt) bezeichnet in der Physik eine idealisierte thermische Quelle, die alle elektromagnetische Strahlung absorbiert und Strahlung emittiert in Form von thermischer Strahlung, die nur von der Temperatur des Körpers abhängt und unabhängig von sonstigen Eigenschaften (Geometrie,...) ist.

Das Spektrum eines schwarzen Körpers wird auch Planck'sches Spektrum genannt. Abbildung 1.5 zeigt den Verlauf des Planck-Spektrums. Für verschiedene Temperaturen eines Schwarzen Körpers ergeben sich verschiedene Kurven, wobei der grundlegende Verlauf gleich bleibt. Allerdings verbreitert sich der Verlauf für höhere Temperaturen. Er sendet bei Raumtemperatur Radiowellen bis zu Infrarotstrahlung aus. Bei höheren Temperaturen ($T \approx 3000\text{ K}$) verbreitert sich das Spektrum hin zu optischem Licht und bei noch höheren Temperaturen ($T \approx 20000\text{ K}$) wird auch Röntgenstrahlung emittiert.

Der Verlauf der Maxima kann durch das Wiensche Verschiebungsgesetz beschrieben werden:

$$\lambda_{\max} = \frac{2897.8\ \mu\text{m}\cdot\text{K}}{T}$$

mit λ_{\max} : Wellenlänge bei maximalem Fluss; T: Temperatur des Schwarzen Körpers;

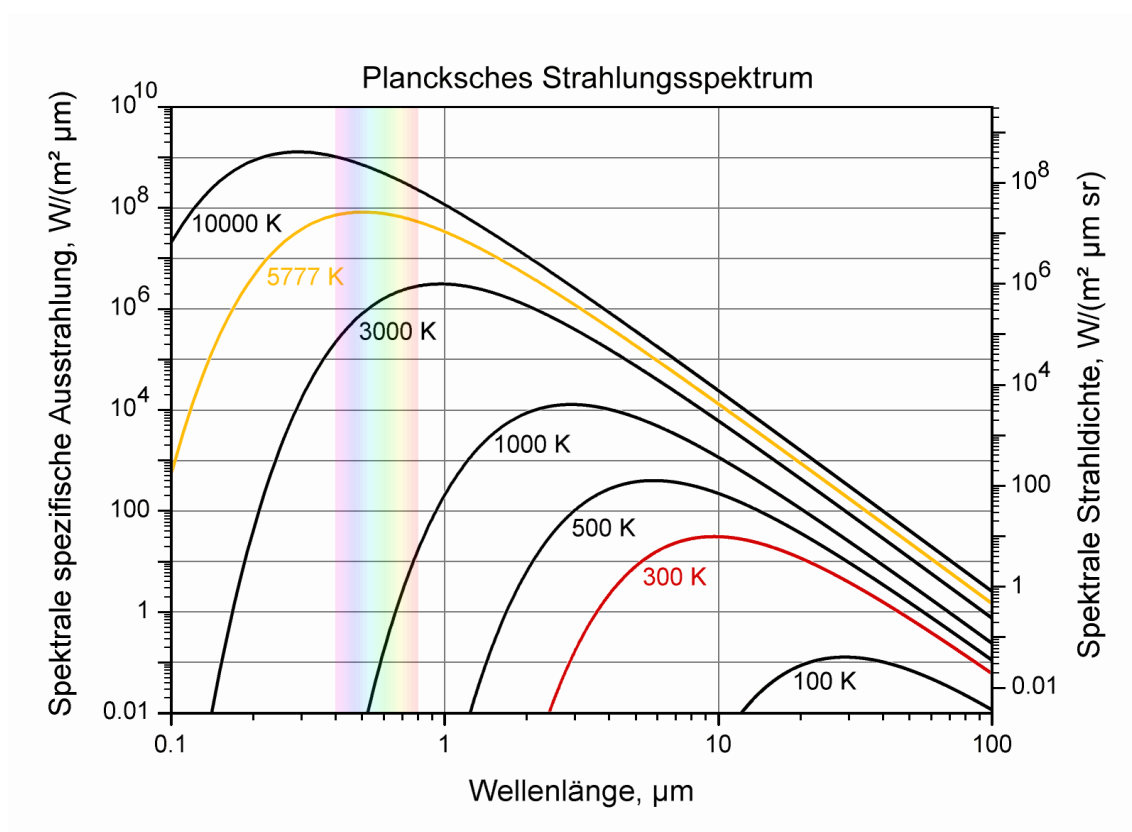


Abbildung 1.5: Verlauf des Planck-Spektrums eines Schwarzen Körpers für verschiedene Temperaturen. Die Maxima verlaufen nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz. (Wikipedia, 2016h)

1.2.4 Absorption durch Interstellares Medium

Zwischen unserem Sonnensystem und der Quelle liegt eine gewisse Entfernung. Der Raum dazwischen ist nicht leer, sondern mit interstellarem Medium gefüllt. Der Großteil davon ist Wasserstoff (H_2). Es gibt allerdings auch einen gewissen Anteil an schwereren Elementen (He, Metalle). Aus Gründen der Vereinfachung werden alle Atome durch ihr Wasserstoff-Äquivalent angegeben. Das Wasserstoff-Äquivalent gibt ein Maß für die gesamte Absorption zwischen dem Beobachter und der Quelle. Wenn die Röntgenphotonen auf diese schwereren Atome treffen, besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass die Photonen mit den Hüllenelektronen wechselwirken. Dafür gibt es vier verschiedene Effekte, deren Auftreten von der Energie der Photonen abhängig ist.

Klassische oder Thomson-Streuung

Hierbei trifft das Photon auf das Elektron, besitzt aber nicht genug Energie, um es aus dem Atom zu lösen. Es regt das Elektron zur Schwingung an und es wird nach Abregung des Elektrons ein Photon mit derselben Energie wie die des Einfallsp Photons freigesetzt. Die Richtung ist dabei zufällig und keine Richtung ist ausgezeichnet. Meistens tritt die Thomson-Streuung im astrophysikalischen Zusammenhang bei freien, also ungebundenen Elektronen auf.

Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt gibt das Photon nur einen Teil seiner Energie an das Elektron ab. Dabei bleibt das ursprüngliche Photon erhalten, allerdings werden die Trajektorie und Energie des Photons dabei aufgrund von Impuls- und Energieerhaltung verändert.

Photoelektrischer Effekt

Für höhere Photonenenergie kann ein Photon ein Elektron aus seiner Schale herauslösen und seine Restenergie komplett auf das Elektron übertragen. Das Photon ist nun allerdings vernichtet worden.

Paarbildung

Hierbei tritt ein Photon in das elektrische Feld eines Atomkerns ein und wechselwirkt mit diesem. Dort erzeugt es ein Elektron/Positron¹-Paar und gibt seine Restenergie in Form von kinetischer Energie an das Paar ab.

Da ein Elektron (und damit auch ein Positron) eine Masse von $m = 511 \text{ keV}$ besitzt, kann dieser Effekt erst ab einer Photonenenergie von mindestens $E_{ph} = 1.022 \text{ MeV}$ auftreten. Paarbildung tritt auch ohne Anwesenheit eines Atomkerns auf. Dabei vereinigen sich zwei Photonen und es entsteht ein Elektron/Positron-Paar ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$).

Wasserstoffsäulendichte n_H

Wie oben erwähnt, ist der Raum zwischen Quellen und dem Beobachter nicht leer, sondern besteht aus interstellarem Medium. Die Atome sind im Raum verteilt und besitzen somit eine Raumdichte N_H . Die Säulendichte n_H ist definiert als das Wegintegral der Raumdichte über die Sichtweglänge (line of sight (los)).

$$n_H \equiv \int_{los} N_H(s) ds$$

Quelle: <http://www.cv.nrao.edu/course/astr534/HILine.html>, Gl. 7E5.

Die Wasserstoffsäulendichte wird von verschiedener Spektralanalyse-Software genutzt, um die photoelektrische Absorption entlang der Sichtlinie darzustellen.

¹Materie/Antimaterie e^-/e^+

Zusammenfassung und Relevanz der Effekte

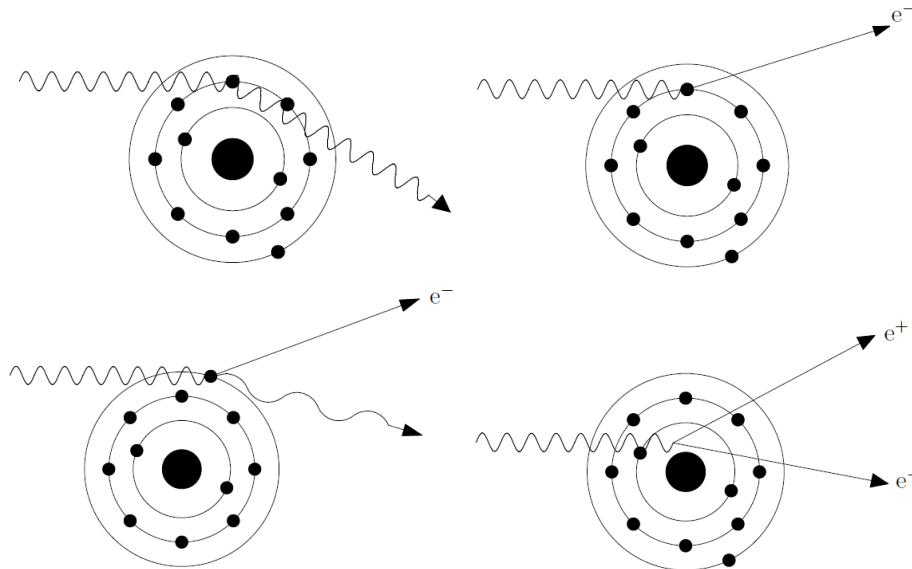


Abbildung 1.6: Effekte bei der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie.
 Links oben nach rechts unten: Thomson-Streuung; Photo-Effekt; Compton-Effekt; Paarbildung.
 Compton-Effekt und Paarbildung können auch ohne Anwesenheit eines Atomkerns stattfinden. Tuebingen (2015)

Abbildung 1.6 zeigt eine Zusammenfassung aller Wechselwirkungen elektromagnetischer Strahlung mit Materie. Die Energien im Bereich der Röntgenastronomie sind allerdings so niedrig, dass die Paarbildung zu selten auftritt. Dies hängt davon ab, bei welcher Energie die Grenze zur Gamma-Astronomie gezogen wird. Der Compton-Effekt spielt eine sehr wichtige Rolle für die Entstehung von Röntgenstrahlung, z.B. für die Spektren mancher Neutronensterne. Dabei ist Comptonization der Hauptprozess für Röntgenentstehung für akkretierende Pulsare. In dieser Arbeit beschränkt sich die Absorption aufgrund niedriger Energien $E \lesssim 6 \text{ keV}$ auf Photoelektrische Absorption ohne Thomson-Streuung. Zur graphischen Übersicht ist der Anteil der einzelnen Teilabsorptionen (Thompson, Compton,...) in Abb.1.7 eingezeichnet.

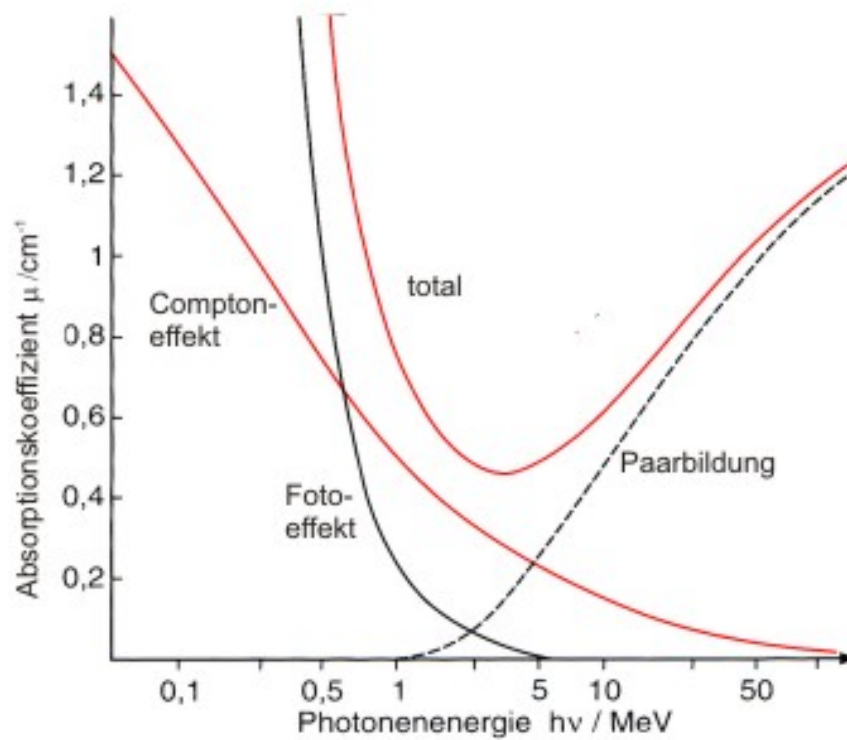


Abbildung 1.7: Vorkommen der vier Effekte in Abhängigkeit der Photonenergie E . Dabei spielt die Paarbildung eher für hohe Energien, die photoelektrische Absorption eher für niedrige Energien eine Rolle. Der Compton-Effekt spielt in allen Bereichen eine Rolle.

Quelle: http://217.91.25.33/images/physics/physik_abb3.jpg

1.3 Röntgenastronomie

Die Erdatmosphäre wirkt auf hochenergetische Röntgen- und γ -Strahlung absorbierend. Abbildung 1.8 zeigt das Absorptionsverhalten für Strahlung aus dem elektromagnetischen Spektrum.

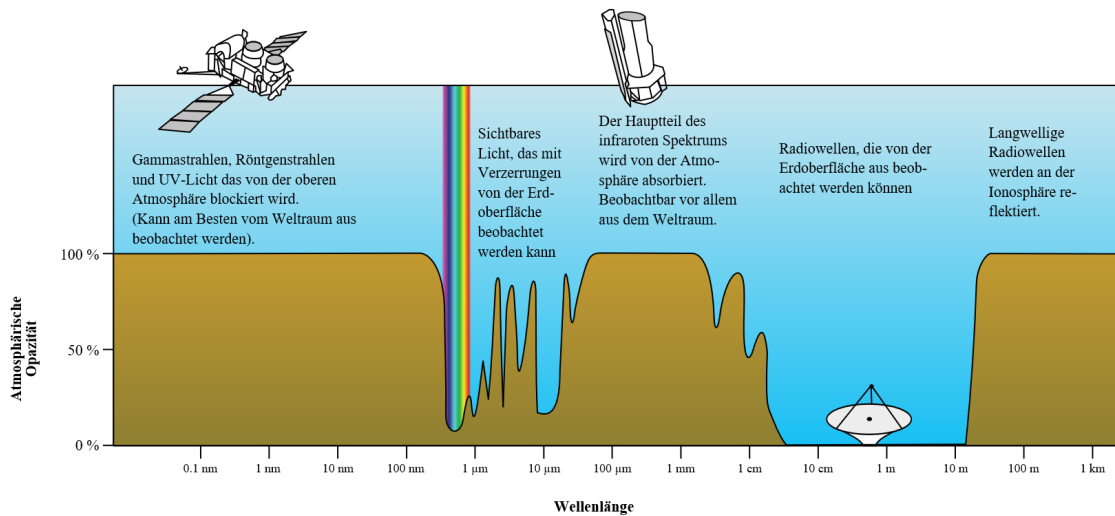


Abbildung 1.8: Absorptionsverhalten der Erdatmosphäre für Strahlung verschiedener Wellenlänge. Der Röntgenbereich wird vollständig absorbiert. (Wikipedia, 2016b)

Es ist gut zu erkennen, dass die Atmosphäre im Röntgenbereich jegliche Photonenintensität absorbiert. Das bedeutet, dass man, im Gegensatz zur Radio- oder optischen Astronomie, nicht von der Erdoberfläche aus beobachten kann. Um dieses Problem zu lösen, müssen die Beobachtungen außerhalb oder mindestens am Rand der Erdatmosphäre durchgeführt werden, um die Absorptionswirkung der Atmosphäre zu umgehen.

Die Röntgenastronomie begann mit Experimenten mit ballistischen Raketen. Später wurden auch Ballons, die allerdings die Beobachtungszeit stark begrenzen, für Messungen genutzt. Heute werden dafür satellitengestützte Teleskope verwendet, die außerhalb der Erdatmosphäre beobachten. Beispiele für Röntgenteleskope sind:

- XMM-Newton
- Chandra X-ray Observatory
- RXTE
- ROSAT
- BEPOSAX
- INTEGRAL.

1.3.1 Optiken

Manche Teleskope verwenden eine sogenannte Wolter-Optik. Das sind Spiegel, die mit dem Prinzip der Totalreflexion bei Röntgenstrahlen arbeiten. Abb. 1.9 zeigt eine schematische Abbildung einer solchen Wolter-Optik. Röntgenstrahlen lassen sich, anders als optische Lichtstrahlen, mit Spiegeln nicht auf herkömmliche Art umlenken. Aufgrund der Energie der Röntgenstrahlung würden sie den Spiegel durchschlagen. Wenn die Röntgenstrahlung allerdings unter einem Winkel $\alpha \approx 90^\circ$ zur Spiegelflächen-Normalen einfallen, so werden sie aufgrund der Totalreflexion im Medium des Spiegels auf einen Fokus weiter geleitet. Deshalb werden für die Wolter-Optik eine Kombination aus Paraboloid- und Hyperboloid-Spiegel (1 und 2 in Abbildung 1.9) verwendet, um die Röntgenphotonen auf einen Fokuspunkt zu lenken. Die Fokallänge beträgt allerdings aufgrund des hohen Einfallswinkels mehrere Meter, was eine große Länge des Satelliten zur Folge hat.

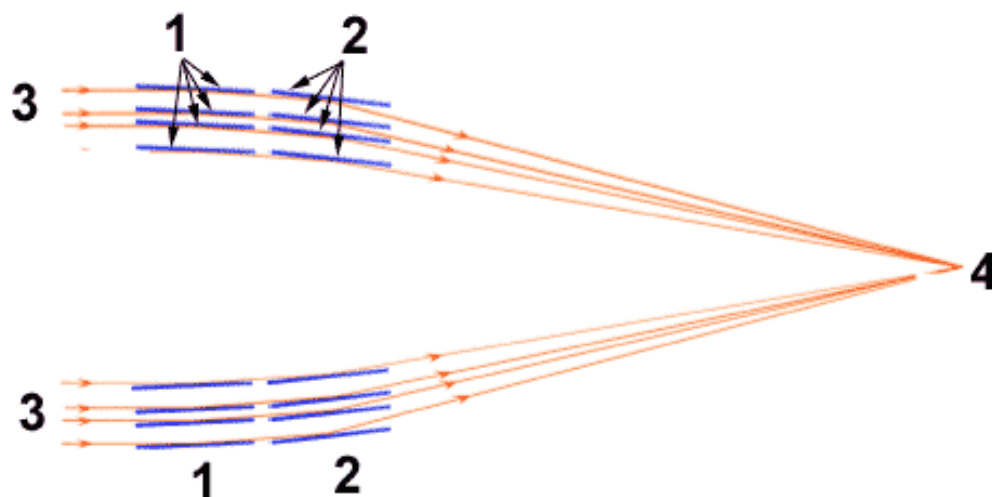


Abbildung 1.9: Schematische Abbildung einer Wolter-Optik. Dabei sind 1 und 2 jeweils Paraboloid- und Hyperboloid-Spiegel, 3 die Richtung der Röntgenquelle und 4 der Röntgenfokus. Zwischen 2 und 4 sind fokussierte Röntgenstrahlen dargestellt. Wikipedia (2016k)

Andere Teleskope, wie **Integral**, verwenden eine andere Art Röntgenoptik, sogenannte codierte Masken. Das sind Masken, die in einem bestimmten Muster aufgebaut sind und über den Detektor befestigt sind. Abbildung 1.10 zeigt eine exemplarische Maske. Diese Masken sind aus einem Material gebaut, das Röntgenstrahlung möglichst abhalten soll.

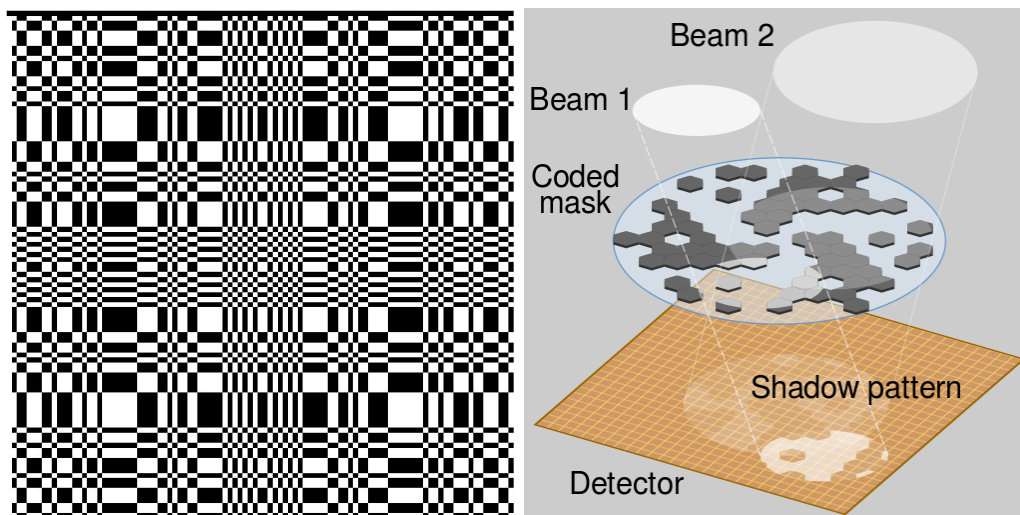


Abbildung 1.10: Exemplarische Darstellung einer rechteckigen codierten Maske, die über dem Detektor befestigt wird (links). Anhand mehrerer Aufnahmen bei verschiedenen Einfallswinkeln lassen sich später die ursprünglichen Bilder rekonstruieren (rechts). Wikipedia (2016e)

In Astronomischen Beobachtungen wird das Sichtfeld konventionell in Winkleinheiten angegeben.

1.4 XMM-Newton

XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror) ist ein satellitengestütztes Röntgenteleskop, das sich im Orbit um die Erde befindet und seit 1999 in Betrieb ist. Abb.1.11 zeigt eine künstlerische Darstellung von XMM-Newton im Orbit, welcher eine Umlaufperiode von ungefähr 48 h besitzt. Das Sichtfeld von XMM-Newton beträgt ungefähr 30' im Durchmesser.



Abbildung 1.11: Künstlerische Darstellung von XMM-Newton im Erdorbit. Gut erkennbar sind die drei Öffnungen für die Wolteroptiken auf der Oberfläche des Teleskops. Am hinteren Ende befinden sich die drei EPIC-Instrumente und die RGS-Spektrometer

Quelle: <http://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/xmm-earth>

XMM-Newton hat mehrere Instrumente an Bord. zum Einen die **European Photon Imaging Cameras** oder kurz **EPIC**-Instrumente, des Weiteren zwei RGS-Spektrometer und einen Optical Monitor (OM). Der OM beobachtet das Sichtfeld von XMM-Newton im optischen Spektralbereich, allerdings dienen diese Daten nur der groben Orientierung, da die Orts- und Energieauflösung des OM nicht für eine reine Analyse im optischen Spektralbereich ausreichen (Dafür wäre Hubble besser geeignet). Mit den RGS-Spektrometern lassen sich zusätzlich zu den EPIC-Instrumenten noch genauere Spektrale Untersuchungen im Röntgenbereich durchführen. Da für die Analysen dieser Charakterisierung nur Daten der EPIC-Instrumente vorliegen/verwendet wurden, wird hier der Fokus allerdings auf den EPIC-Instrumenten liegen.

1.4.1 European Photon Imaging Cameras (EPIC)

Die EPIC-Instrumente bestehen aus drei Einzelinstrumenten, zwei MOS (Metalloxid-Halbleiter)-Detektoren und einem pn-(pn-Übergang bei p/n-dotierten Halbleiterbereichen)-Detektor. Abbildung 1.12 zeigt ein Bild des MOS- und pn- Detektors. Die MOS Detektoren bestehen jeweils aus 7 Einzelchips mit einer Abbildungsfläche von 600×600 Pixel. Jedes Pixel besitzt eine Fläche von $40 \mu\text{m}$ und deckt 1.1×1.1 Bogensekunden des Sichtfelds von XMM-Newton ab (siehe Abb. 1.12 links unten). Der pn Detektor besteht aus 12 Chips mit einer Gesamtfläche von Abbildungsfläche von 150×150 Pixel. Das entspricht einer Fläche von 6×6 cm

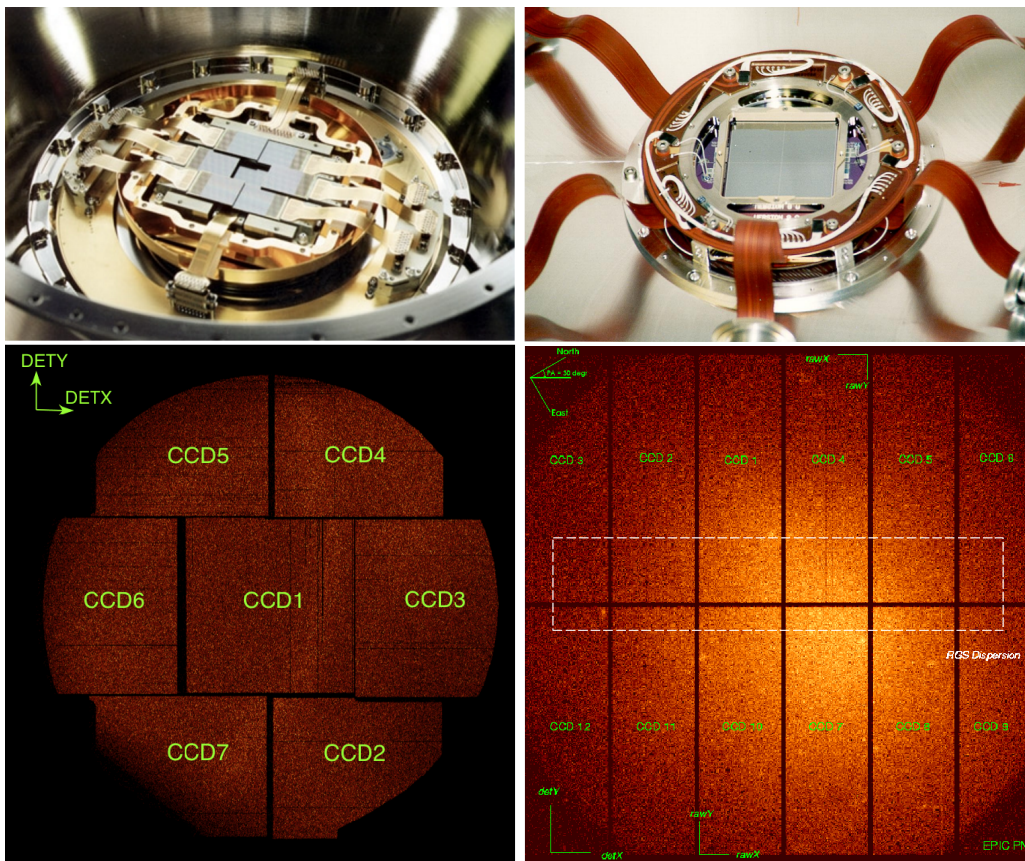


Abbildung 1.12: EPIC-Instrumente, links oben: EPIC-MOS Detektor im Kryostat; rechts oben: EPIC-pn Detektor; Unten links und rechts: MOS-/pn-Detektor Chip-Geometrie.

Quelle: <http://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/technical-details-epic>

Mit den EPIC-Instrumenten lassen sich verschiedene Extraktionen wie Bilder, Spektral- und Temporalanalysen durchführen. Aus den EPIC-Daten erstellte Bilder besitzen eine Winkelauflösung von $6''$ und zeigen alle Ereignisse innerhalb der Energiebandbreite der EPIC-Instrumente an. Die Energiebandbreite liegt im Bereich von $0.15 \text{ keV} < E \leq 15 \text{ keV}$, d.h. alle Ereignisse mit Energien von $\approx 200 \text{ eV}$ bis 15 keV können beobachtet werden.

Bei Spektralanalysen können ebenfalls alle Ereignisse innerhalb oben genannter Energiebandbreite aufgezeigt werden. Der Quotient $\frac{\text{Energie}}{\text{Energieauflösung}}: \frac{E}{\Delta E}$ ist für jede Energie unterschiedlich und beträgt: $\frac{E}{\Delta E} \approx 20 - 50$.

Bei Temporalanalysen, wie bei der Suche nach Pulsationen, muss bedacht werden, dass Die Auslesezeit des pn-Detektors im IMAGEING-Mode ungefähr bei $T \approx 73.5$ ms liegt und somit keine Pulse mit kürzerer Dauer detektiert werden können.

Die Instrumente können in verschiedenen Modi betrieben werden: FULL FRAME, PARTIAL WINDOW und TIMING. Im TIMING Modus beträgt die Auslesezeit nur $30 \mu\text{s}^2$. Quelle:(<http://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/technical-details>)

²http://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/epicmode.html

1.5 Sternentwicklung im Hertzsprung-Russel-Diagramm

Jeder Stern beginnt seine Entwicklung am Anfang seiner Laufzeit mit dem Wasserstoffbrennen. Diesen Zustand nennt man die sogenannte Hauptreihe im Hertzsprung Russel Diagramm (HRD). Das HRD ist ein Diagramm, das Sterne anhand ihrer Leuchtkraft und ihrer Farbe/Spektralklasse/Oberflächentemperatur einordnet. Abbildung 1.13 zeigt eine exemplarische Darstellung des HRD mit einigen ausgewählten Sternen eingezeichnet. Dabei ist auf der x-Achse die Temperatur und auf der y-Achse die Leuchtkraft der Sterne aufgetragen.

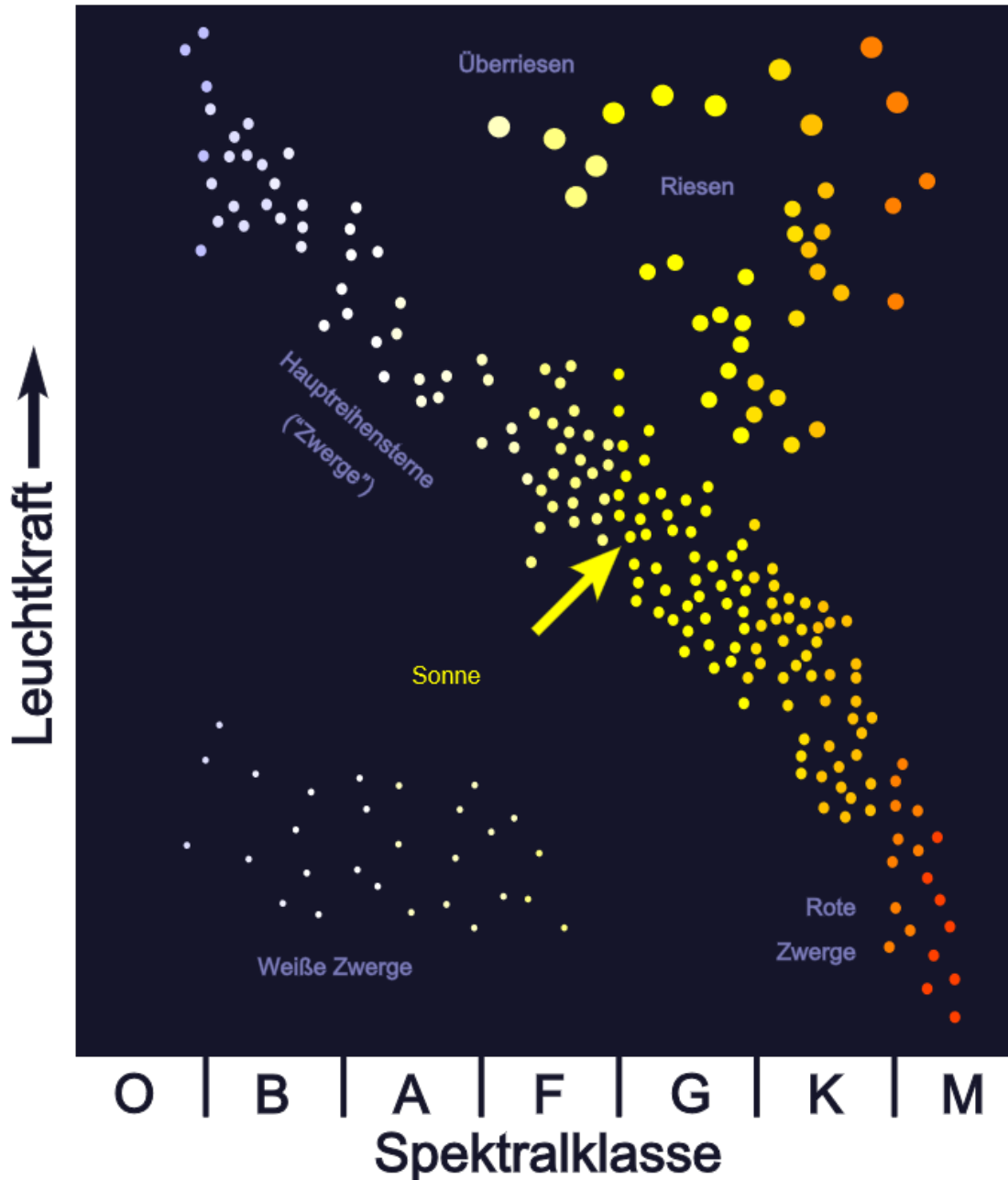


Abbildung 1.13: Exemplarische Darstellung des Hertzsprung-Russel-Diagramms. Auf der x-Achse ist die Temperatur, auf der y-Achse die Leuchtkraft aufgetragen.

Quelle: <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/46/HR-sparse-de.svg>

Im HRD lassen sich die Entwicklungswege verschiedener Sterne ablesen. Dazu lassen sich Sterne anhand ihrer Masse grob in drei Kategorien einteilen. Die erste Kategorie Sterne besitzt eine Masse bis zu 8 Sonnenmassen ($m \lesssim 8 M_{\odot}$). Diese fusionieren den Wasserstoff in ihrem Kern zu Helium. nach dem Stadium eines **Roten Riesen** stößt der Stern seine Hülle ab und es entsteht ein **Planetarischer Nebel** und der Kern bleibt als **Weißer Zwerg** zurück.

Sterne mit einer Anfangsmasse zwischen ungefähr 8 und 30 Sonnenmassen ($8 M_{\odot} \lesssim m \lesssim 30 M_{\odot}$) bilden die zweite Kategorie. Bei ihnen reicht der Druck und die Temperatur am Ende jeder Fusionsphase aus, um die jeweils nächste Fusionsstufe zu zünden. Am Ende hat der Stern annähernd den gesamten Brennstoff zu Eisen fusioniert. Da die Fusion von Eisen von nun an mehr Energie verbraucht als sie liefert, stoppt der Fusionsprozess nun und der Kern kontrahiert nun unter Einfluss der Eigengravitation bis er als Supernova explodiert. Übrig bleibt ein sogenannter **Neutronenstern**.

Die dritte Kategorie bilden Sterne mit einer Anfangsmasse von über 30 Sonnenmassen ($m \gtrsim 30 M_{\odot}$). Der Unterschied zur zweiten Kategorie besteht darin, dass der Kern am Ende der Fusion genug Masse besitzt, um ihn während einer Supernova zum **Schwarzen Loch** kollabieren zu lassen.

1.6 Schwarze Löcher

Ein schwarzes Loch ist eine Masse, die als Singularität den Raum krümmt. Es besteht aus einer Singularität in seinem Zentrum und einem Ereignishorizont.

Ein schwarzes Loch entsteht, wenn Materie so sehr komprimiert wird, dass ihre Dichte die kritische Dichte überschreitet. Diese ist über den Schwarzschildradius definiert (Scheck, 2010).

Der Schwarzschildradius R_S einer Masse M ist gegeben als:

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \approx M[\text{kg}] \cdot 1.485 \cdot 10^{-27} \frac{\text{m}}{\text{kg}}$$

Daraus folgt für das Schwarzschildvolumen und die kritische Dichte:

$$V_S = \frac{4}{3}\pi R_S^3 = \frac{4}{3}\pi \frac{8G^3 M^3}{c^6} \quad \rightarrow \quad \rho_c = \frac{M}{V_S} = \frac{3c^6}{32\pi G^3 M^2}$$

Astrophysikalisch gesehen entsteht ein Schwarzes Loch, wenn ein Stern am Ende seines fusionierbaren Brennstoffvorrats noch eine Kernmasse besitzt, die über $3 M_\odot$ (Tolman-Oppenheimer-Volkoff-Grenze) liegt. Er kollabiert in einer Kernkollaps-Supernova zu einem Schwarzen Loch. (Scheck, 2010), Wikipedia (2016i)

1.6.1 Aktive Galaxienkerne (AGN)

Ein Aktiver Galaxienkern (Active Galactic Nucleus (AGN)) ist ein sehr massives schwarzes Loch mit einer Masse von mehreren 100 Millionen Sonnenmassen ($m \approx 10^7 - 10^9 M_\odot$).

Es emittiert Röntgenstrahlung, aber auch UV-, optische und Radiostrahlung nichtstellaren Ursprungs. Die Strahlung kann sowohl nicht-thermischen als auch thermischen Ursprungs sein. Der thermische Anteil entsteht dabei durch Materie, die über eine Akkretionsscheibe auf das schwarze Loch übertragen wird (thermische Schwarzkörperstrahlung). Der nicht-thermische Anteil entsteht durch Elektronen, die von lokalen Magnetfeldern auf Kreisbahnen gelenkt, abstrahlen (Nicht-thermische Strahlung). Außerdem existieren bei AGN auch ein relativistischer Jet, der bei der Akkretion von Materie auf das schwarze Loch entsteht. Dieser strahlt im rechten Winkel zur Akkretionsscheibe ab. Abbildung 1.14 zeigt eine schematische Abbildung der inneren Struktur einer Aktiven Galaxie. Wikipedia (2016a)

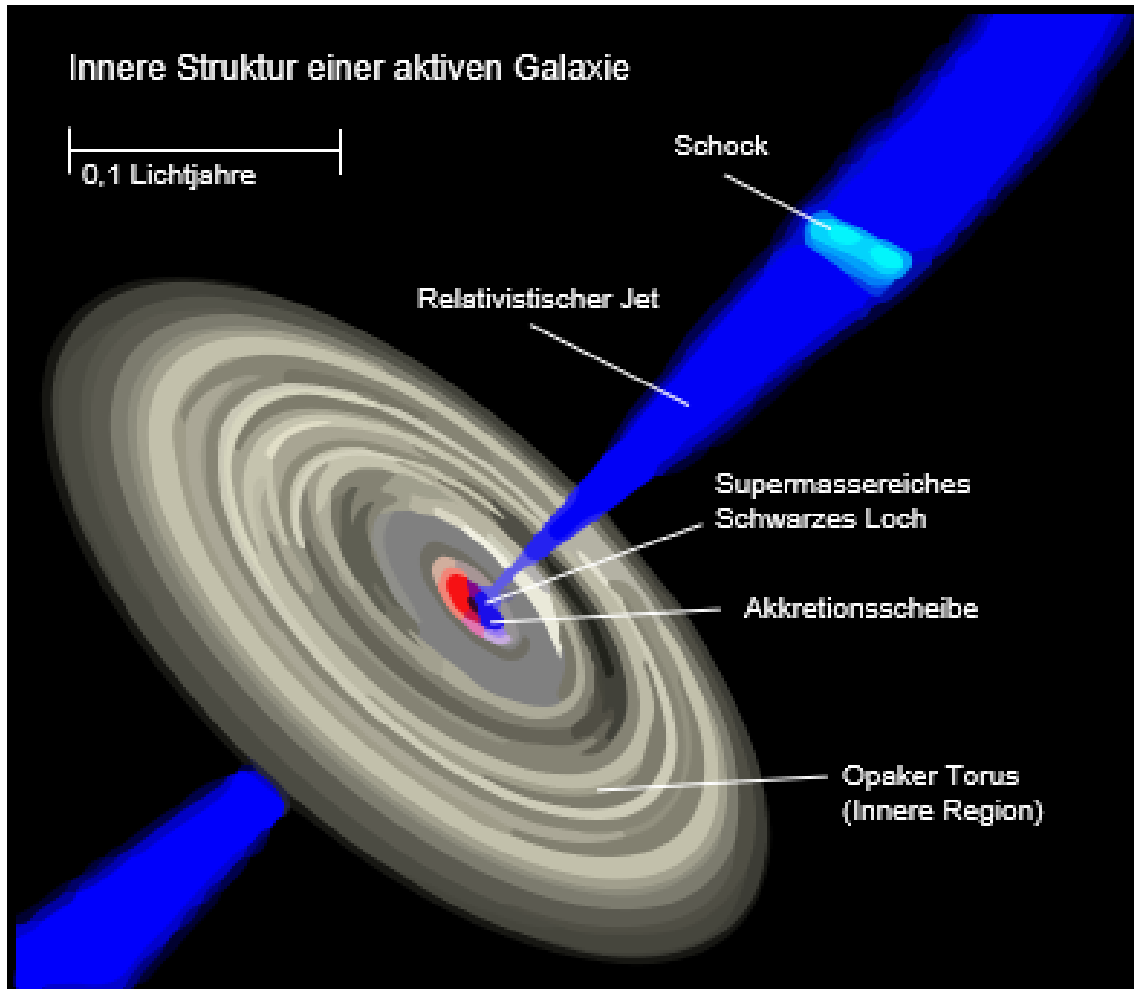


Abbildung 1.14: Schematische Abbildung der inneren Struktur einer aktiven Galaxie: Man erkennt den Jet, der bei der Akkretion von Masse auf das schwarze Loch entsteht. Wikipedia (2016a)

1.7 Neutronenstern

Wenn ein Hauptreihenstern des Hertzsprung-Russel-Diagramms am Ende seines fusionierbaren Brennstoffvorrats noch eine Kernmasse zwischen $1.4 M_{\odot}$ (Chandrasekhar-Grenze) und $3 M_{\odot}$ (Tolman-Oppenheimer-Volkoff-Grenze) besitzt, kollabiert der Kern unter seiner eigenen Gravitationswirkung in einer Kernkollaps-Supernova (Typ Ib, Ic und II) und es entsteht ein sogenannter Neutronenstern. Da die Kernfusion zum Erliegen gekommen ist, fehlt der Strahlungsdruck, der dem Gravitationsdruck entgegenwirkt. Dieser Gegendruck wird durch Quanteneffekte erzeugt und aufrecht erhalten, genauer gesagt durch entartete Neutronen im Inneren des Neutronenstern. Dieser Gegendruck wird Fermidruck genannt und hängt kaum von der Temperatur ab, sondern nur von der Verteilung der quantenmechanisch erlaubten Energiezustände. (Lipunov, 1987)

Ein typischer Neutronenstern besitzt eine Masse von $1.5 M_{\odot}$ und einen Radius von $r \approx 12$ km. Daraus folgen Dichten zwischen $10^{15} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ im innersten Kern und $10^7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ in der äußersten Hülle. Das macht Neutronensterne zu den Objekten mit der höchsten Materiedichte aller bekannten stellaren Objekten. Abb. 1.15 zeigt den schematischen Aufbau eines Neutronensterns.

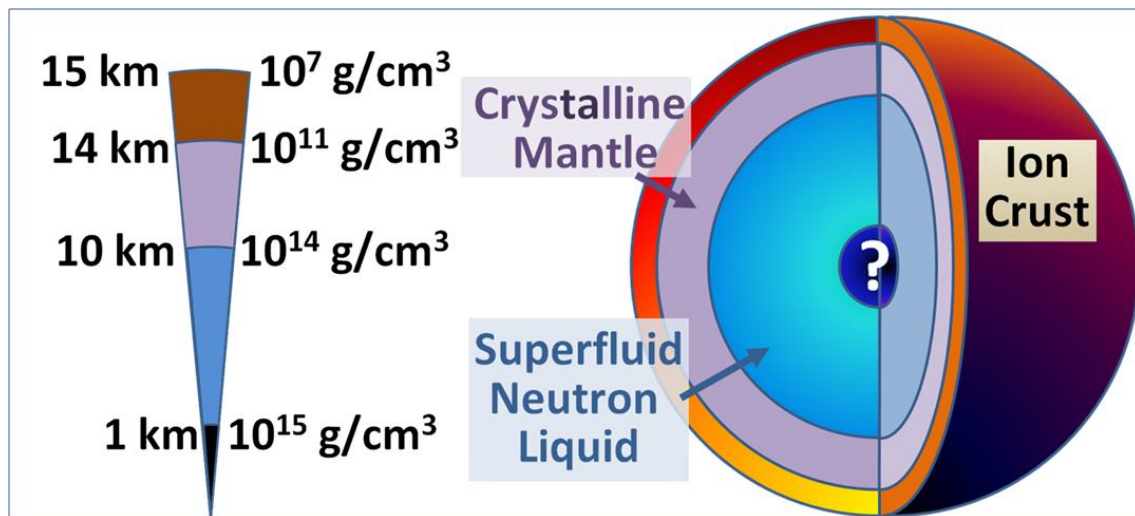


Abbildung 1.15: Schematischer Aufbau eines Neutronensterns:

Erkennbar sind die hohen Dichten im Stern, die nicht homogen verteilt sind. Der Zustand des innersten Kerns ist bis heute noch Gegenstand aktueller Forschung, Wikipedia (2016f)

In der Abbildung ist erkennbar, dass die Dichte nicht homogen verteilt ist, sondern nach innen zunimmt. Es wird angenommen, dass sich im innersten Kern ein Zustand befindet, der „Quark-Gluon-Pasma“ genannt wird. Diesen Zustand zu erforschen, ist ein wichtiges Gebiet der heutigen Forschung, da dieser Zustand auch im frühen Universum angenommen wird. Für die Erforschung dieses Zustands sind Neutronensterne die idealen Forschungsobjekte.

Auf der Oberfläche eines Neutronenstern herrschen Temperaturen bis zu 10^8 K, woraus ein Schwarzkörperspektrum folgt, da es durch thermische Strahlung verursacht wird. Außerdem gibt es verschiedene andere Mechanismen, Elektronen zu beschleunigen, die Momentan auch Stand der Forschung sind. Diese beschleunigten Elektronen können auch einen nicht-thermischen Anteil im Spektrum erzeugen, z.B Synchrotronstrahlung.

Es gibt verschiedene Typen von Neutronensternen. Bekannt sind ungefähr 2000 **Radiopulsare**, 300 **Röntgendoppelsternsysteme** und eine Handvoll **isolierte Neutronensterne**.

1.7.1 Radio-Pulsare

Pulsare (Pulsating source of radio emission) sind Neutronensterne, die elektromagnetische Strahlung entlang einer Achse emittieren, welche nicht notwendig die Rotationsachse sein muss. Nur wenn die Erde im Strahlungsrichtung liegt, kann ein Signal aufgefangen werden. Abbildung 1.16 zeigt den sogenannten Leuchtturmeffekt.

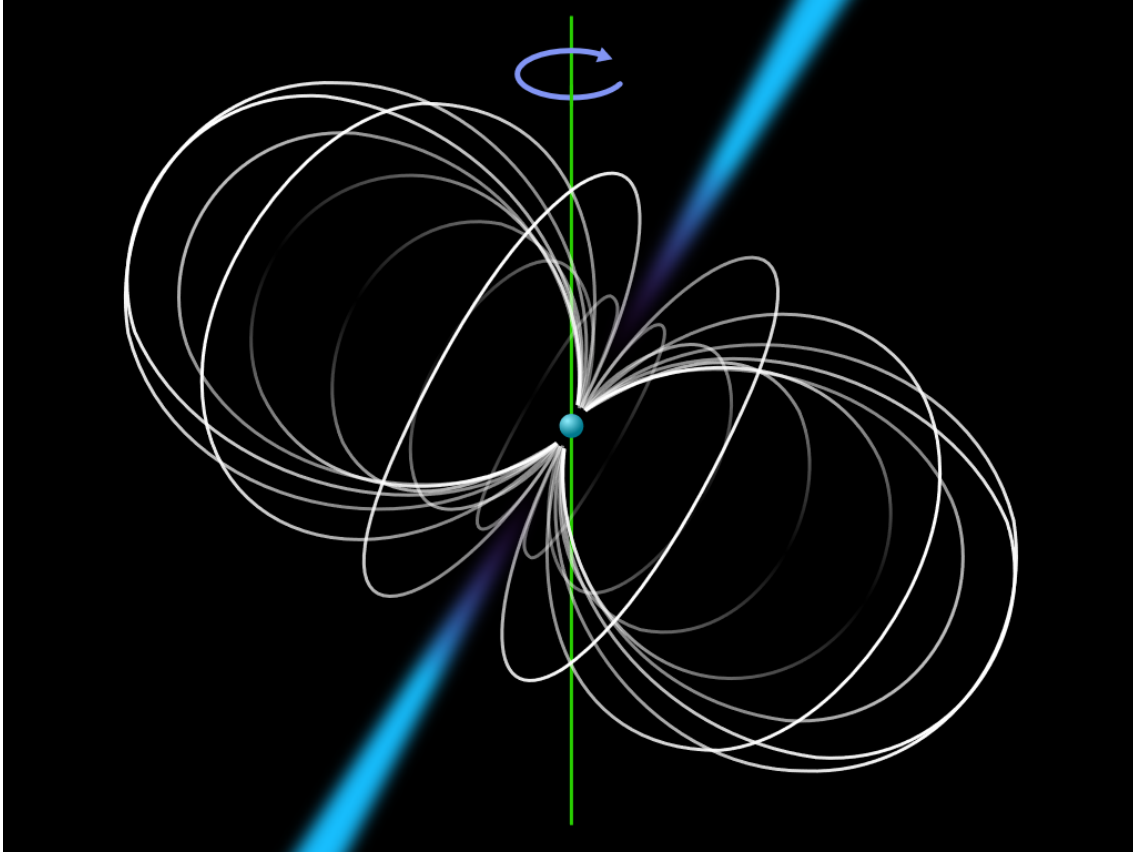


Abbildung 1.16: Leuchtturmeffekt bei einem Pulsar, erkennbar ist die Abstrahlungsachse, die nicht der Rotationsachse entsprechen muss. (Wikipedia, 2016g),

Die Pulsfrequenz eines solchen Pulsars liegt zwischen wenigen Millisekunden und wenigen Sekunden. Sie emittieren ein Spektrum, welches in der gesamten Bandbreite empfangen werden kann (hauptsächlich Radio- und Röntgenstrahlung) und ihr Quellfluss ist zeitlich konstant, bis auf Pulsationen. Der Strahlungsmechanismus besteht darin, Elektronen entlang des Magnetfelds zu beschleunigen und die Strahlung in Folge entlang der oben genannten Achse abzugeben. Meistens sind diese Art Neutronensterne Teil eines Pulsar-Wind-Nebel (PWN) und beinhalten Sterne unterschiedlichen Alters.

1.7.2 Röntgen-Doppelsternsysteme

Röntgen-Doppelsternsysteme beinhalten einen Neutronenstern und einen Hauptreihenstern als Begleiter. Dabei wird Materie von dem Hauptreihenstern auf den Neutronenstern durch Akkretion übertragen. Abb. 1.17 zeigt eine Künstlerische Darstellung eines solchen Doppelsternsystems. Durch die sehr hohe Temperatur und Reibung in der Akkretionsscheibe wird das Spektrum meist thermischen Ursprungs sein.

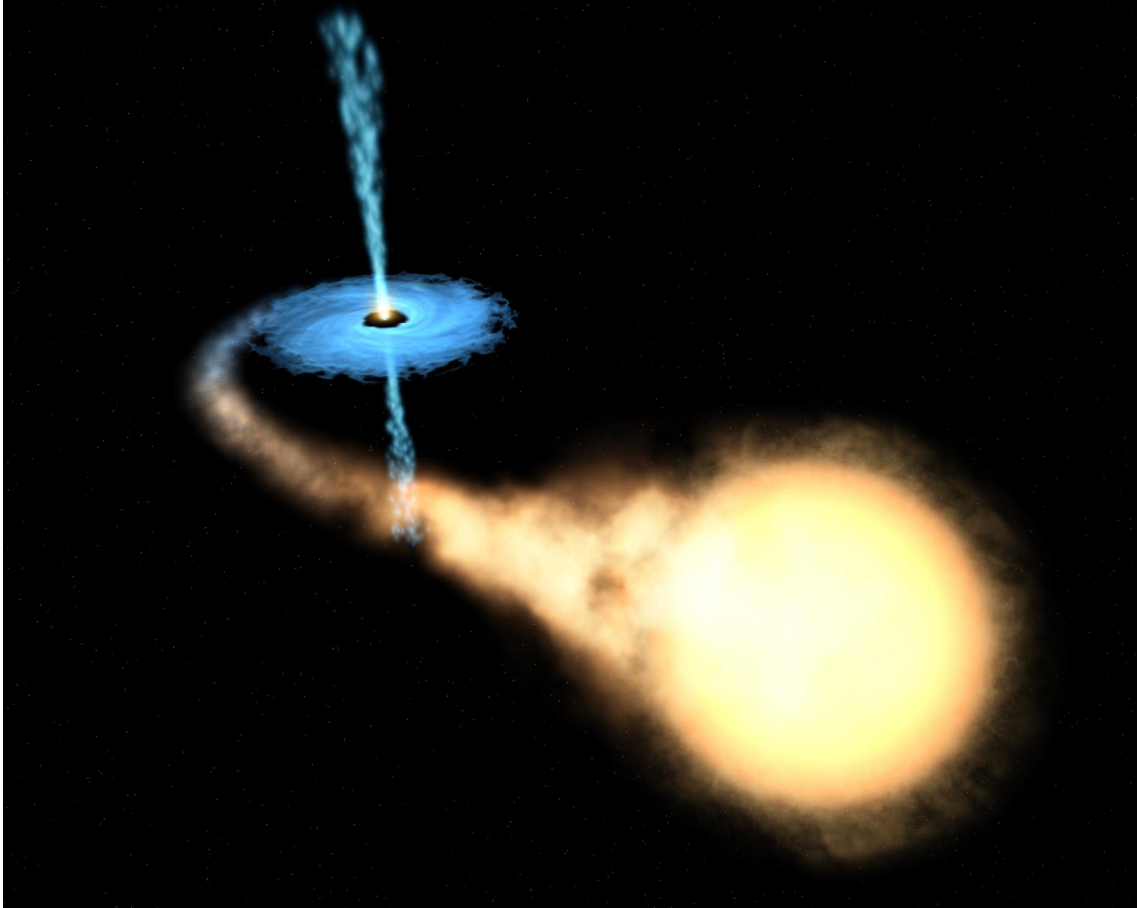


Abbildung 1.17: Künstlerische Darstellung eines Doppelsternsystems. Der Begleiterstern (gelb) hat sein Roche-Volumen überschritten und transferiert seine Masse auf den kompakten Stern. Die Akkretionsscheibe mit überfließender Materie ist gut erkennbar. (Wikipedia, 2016j)

Es wird unterschieden zwischen **High-mass X-ray binaries (HMXB)** und **Low-mass X-ray binaries (LMXB)**. Dabei bezieht sich die Masse auf den Begleiterstern. In beiden Arten ist der eine Teil eine kompakte astronomische Quelle, d.h. ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch. Der Begleiterstern (Donor) überschreitet im Laufe der Zeit sein Roche-Volumen und transferiert seine Materie auf die kompakte Quelle. Das Roche-Volumen ist das Volumen, bis zu welchem der Donor sich aufblähen kann, ohne dass Materie durch externe Gravitation entfernt werden kann. Des Gravitationspotentials der kompakten Quelle ist hierbei die treibende Kraft. Wegen Drehimpulserhaltung bildet sich meist eine Akkretionsscheibe aus.

LMXB

Diese Art Doppelsternsystem besitzt als Donor einen Stern der weniger Masse als der Primärstern besitzt. Dieser kann ein Hauptreihenstern, aber auch ein Weißer Zwerg oder ein Roter Riese sein, dessen Orbitalperiode zwischen 10 Minuten und mehreren 100 Tagen liegen kann. In der Milchstraße wurden bisher ≈ 200 LMXBs identifiziert. Diese und viele andere wurden mit dem Chandra X-ray Observatory entdeckt. Der Hauptteil des Spektrums von LMXBs liegt dabei im Röntgenbereich und nur 1% der Strahlung wird im optischen emittiert. Der intensivste Bereich eines LMXBs ist die Akkretionsscheibe.

HMXB

Der Begleiterstern ist in diesem Fall ein Stern mit hoher Masse, z.B. ein O- oder B-Typ Stern, aber auch ein blauer Superriese (siehe das Hertzsprung-Russel-Diagramm, Abbildung 1.13). Die Materie kann hierbei auf zwei Arten akkretiert werden, durch Sternwind-Akkretion und, wie im Fall des LMXB, durch Roche-lobe-overflow-Akkretion. Dabei dominiert der Massereiche Stern den optischen Teil und die kompakte Quelle den Röntgenbereich des Spektrums, z.B. CYGNUS-X1 oder VELA X-1

Röntgenpulsar

Ein Röntgenpulsar ist meist Teil eines HMXB und meist noch sehr jung. Durch die hohe Magnetfeldstärke des Neutronensterns wird Materie von der Akkretionsscheibe auf die Magnetischen Pole des Neutronensterns gelenkt. Dies führt zu sogenannten „Hotspots“ auf der Oberfläche des Neutronensterns. Aufgrund der Rotation der Quelle kann die erhöhte Röntgenemission nur an einem Zeitpunkten der Rotation in periodischen Zeitabständen beobachtet werden, ähnlich dem Radiopulsar. Eine schematische Darstellung des Mechanismus ist in Abb.1.18 dargestellt. Ein bekanntes Beispiel für einen Röntgenpulsar ist HERCULES X-1.

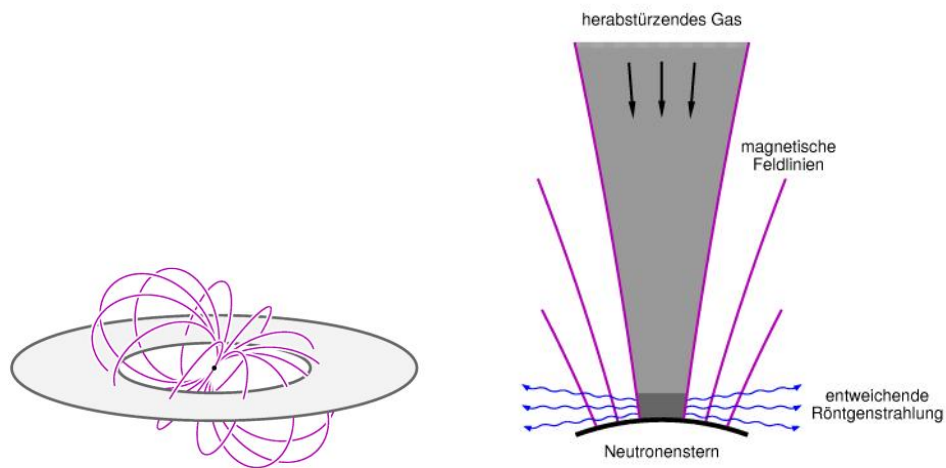


Abbildung 1.18: Schematische Darstellung eines Röntgenpulsars mit Akkretionsscheibe (links). Der genaue Mechanismus ist rechts schematisch dargestellt. Materie wird in der Region des magnetischen Pols auf die Sternoberfläche gelenkt und erzeugt Hotspots. Am Hotspot entsteht dabei Röntgenstrahlung.

Quelle: http://www.tempolimit-lichtgeschwindigkeit.de/xpulsar06/xpulsar06_3.html

1.7.3 Röntgen-emittierende, mit einem SNR assoziierte isolierte Neutronensterne

Manche Isolierte Neutronensterne bilden eine dritte Untergruppe. Sie besitzen, anders als im Doppelsternsystem, keinen Begleiter. Außerdem sind sie stets innerhalb eines Supernova-Überrests zu finden und strahlen hauptsächlich im Röntgen Bereich.

Diese Art isolierter Neutronensterne lassen sich in drei Untergruppen unterteilen. Magnetare, junge Radio-Pulsare und Central Compact Object (CCOs). Letztere sind die wichtigsten Vertreter, die in isolierten Neutronensternen vorkommen.

Magnetare

Magnetare sind Neutronensterne, deren Magnetfeld mit $B \approx 10^{15}$ G um Größenordnungen (10^3) über denen eines gängigen Neutronensterns liegen ($B \approx 10^{12}$ G).

Junge Radiopulsare

Diese sind Pulsare, die erst vor ungefähr 10^4 Jahren entstanden sind. Sie sind daher noch sehr heiß und ihr Spektrum ist noch vom thermischen Anteil dominiert.

1.7.4 Central Compact Objects (CCOs)

Central Compact Objects (CCOs) sind isolierte Neutronensterne innerhalb eines Supernova-Überrests. Sowohl der CCO als auch der Supernova-Überrest haben dabei denselben physikalischen Ursprung, d.h. sie sind in derselben Supernova entstanden.

Sie besitzen vermutlich ein schwächeres Magnetfeld ($B \approx 10^{10-11}$ Gauß) als ein Radio- oder Röntgen-Pulsar ($B \approx 10^{12}$ Gauß) und emittieren ein rein thermisches Spektrum ($kT \approx 0.4$ keV) aus, dessen Maximum im Röntgenbereich liegt und dessen optische/UV-Gegenstücke zu gering sind um detektiert zu werden. Der Quellfluss eines CCO's ist zeitlich konstant bei $L_x = 10^{32} - 10^{34} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$ und die Pulsationsperioden eines CCOs liegt zwischen 0.1s und 0.4s. Ein Beispiel für einen CCO ist der Zentralstern innerhalb Cassiopeia A, gezeigt in Abb.1.19.

Die niedrige magnetische Flussdichte macht diese Art Neutronensterne ideal dafür, die intrinsischen Eigenschaften von Neutronensternen, wie die Zustandsgleichung von superdichter Materie zu erforschen.

Es gibt bis jetzt nur sehr wenige bestätigte CCOs, Tabelle 1.1 listet die bekannten und drei Kandidaten auf, von denen ein Kandidat, CXOU J181852.0-150213, in diesem Jahr als CCO identifiziert wurde, siehe Klochkov u. a. (2016).

Tabelle 1.1: Bestätigte CCOs und Kandidaten in Supernova-Überresten (Gotthelf u. a., 2013)

CCO (-Kandidat)	SNR	Alter [kyr]	d [kpc]	P [s]	f_p [%]	B_s [10^{10} G]	$L_{x,\text{bol}}$ [$\frac{\text{erg}}{\text{s}}$]
RX J0822.0-4300	Puppis A	4.5	2.2	0.112	11	2.9	$5.9 \cdot 10^{33}$
CXOU J085201.4-461753	G266.1-1.2	1	1	...	< 7	...	$2.5 \cdot 10^{32}$
1E 1207.4-5209	PKS 1209-51/52	7	2.2	0.424	9	9.8	$2.5 \cdot 10^{33}$
CXOU J160103.1-513353	G330.2+1.0	$\lesssim 3$	5	...	< 40	...	$1.5 \cdot 10^{33}$
1WGA J1713.4-3949	G347.3-0.5	1.6	1.3	...	< 7	...	$\sim 1 \cdot 10^{33}$
XMMU J172054.5-372652	G350.1-0.3	0.9	4.5	$3.9 \cdot 10^{33}$
CXOU J185238.6+004020	Kes 79	7	7	0.105	64	3.1	$5.3 \cdot 10^{33}$
CXOU J232327.9+584842	Cas A	0.33	3.4	...	< 12	...	$4.7 \cdot 10^{33}$
2XMMi J115836.1-623516	G296.8-0.3	10	9.6	$1.1 \cdot 10^{33}$
XMMU J173203.3-344518	G353.6-0.7	~ 27	3.2	...	< 9	...	$1.3 \cdot 10^{34}$
CXOU J181852.0-150213	G15.9+0.2	1-3	(8.5)	$\sim 1 \cdot 10^{33}$

In dieser Tabelle ist erkennbar, dass es nur 9 bestätigte CCOs gibt. Da CCOs allerdings ideal für die Erforschung der ultradichten Materie sind, liegt ein Fokus auch auf der Identifikation und Bestätigung neuer Kandidaten.

Erkennbar ist auch, dass 2XMMi J115836.1-623516 unter den Kandidaten aufgelistet ist. Dieser CCO-Kandidat wird der Haupt-Gegenstand dieser Thesis sein.

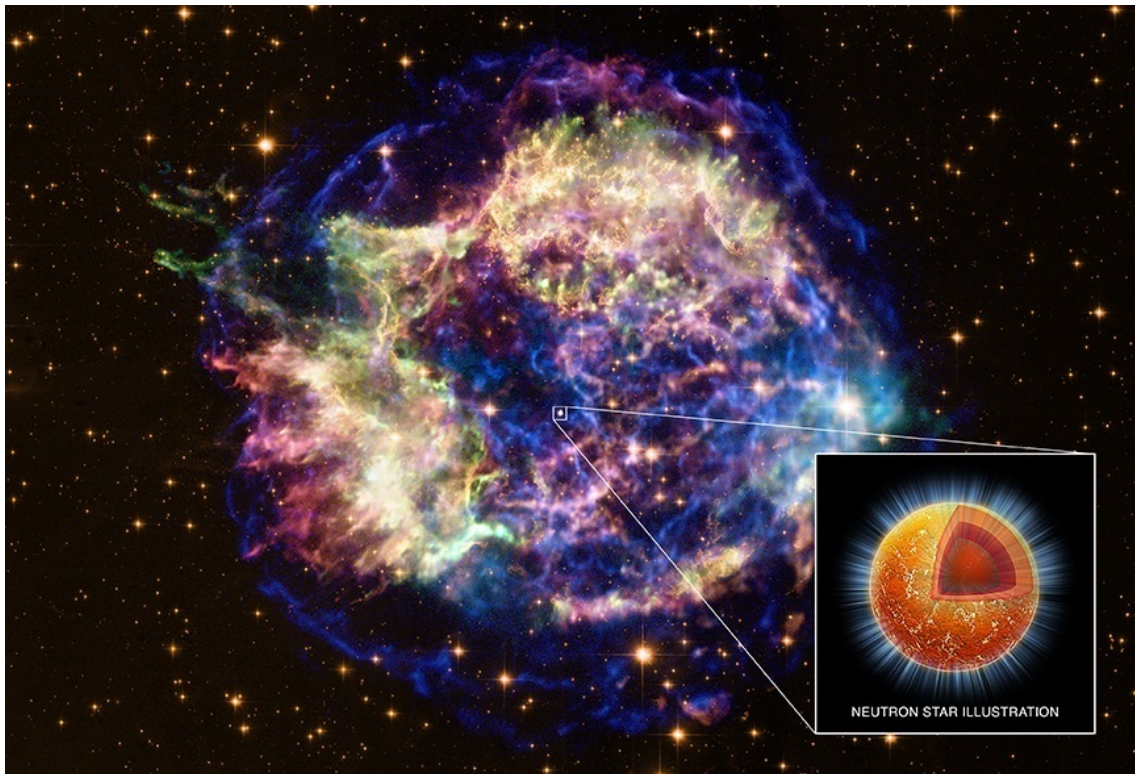


Abbildung 1.19: Supernova-Überrest Cassiopeia A mit CCO als Zentralstern im Zentrum.
<https://www.ohio.edu/research/communications/images/Casa.jpg>

1.8 Begriffe

Ereignis

Wenn ein Photon oder anderes Teilchen (Elektron, Proton, ...) auf einen Detektor trifft, so wird von einem „Ereignis“ oder auch „count“ gesprochen.

XMM SAS

XMM SAS (Science Analysis System) ist die wissenschaftliche Analysesoftware von XMM-Newton. Sie wird benötigt, um die Daten, die XMM-Newton während den Beobachtungen sammelt, auszuwerten. Mit XMM SAS lassen sich viele Analysen durchführen. Zu den wichtigsten Standard-Analysen gehören:

- Erzeugung von (Röntgen-) Bildern
- Erzeugung und Verarbeitung von Spektral-Daten der Quellen
- Erzeugung und Verarbeitung von Daten zur Temporalanalyse

Powspec

Powspec ist eine Routine zur Temporalanalyse der von XMM SAS vorbereiteten Daten.

Kapitel 2

Die Charakterisierung von 2XMMi J115836.1-623516

Gegenstand dieser Thesis ist die Charakterisierung des CCO-Kandidaten 2XMMi J115836.1-623516, nachfolgend auch kurz J1158 genannt, dessen Merkmal seine weiche Röntgenemission ist. Die Quelle liegt im Supernova-Überrest G296.8-0.3, ungefähr im geometrischen Zentrum des Überrests, was man durch Vergleich mit den Radiokonturen erkennen kann (siehe Abb. 2.1)

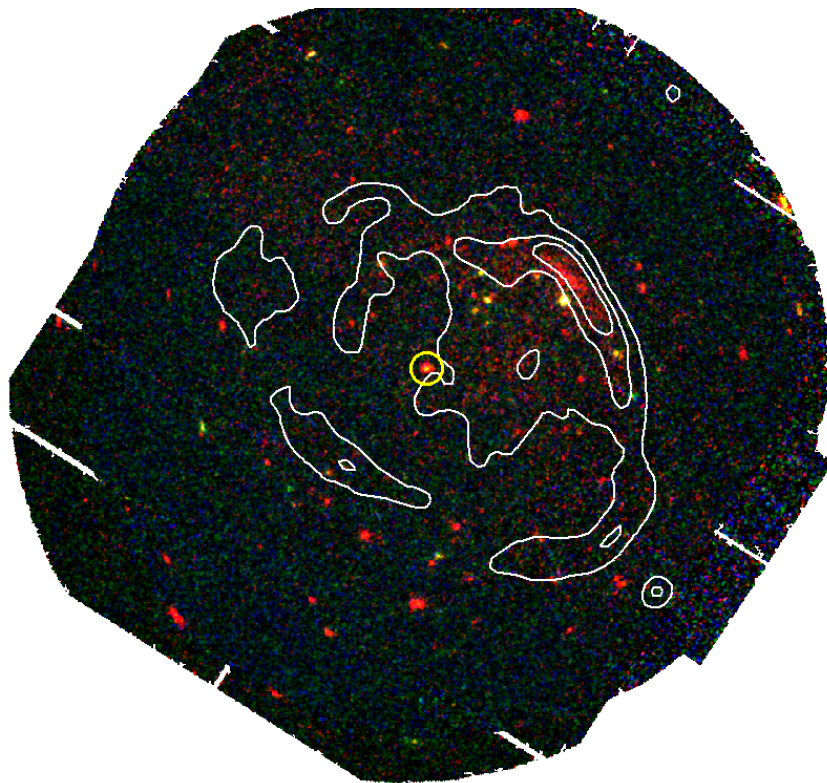


Abbildung 2.1: RGB Falschfarbenbild SNR G296.8-0.3, aufgenommen im 0.5-3 keV- (Rot), 3-7 keV- (Grün) und 7-10 keV-Band (Blau). Überlagerung der Aufnahmen des EPIC-MOS 1/2 und des EPIC-pn Detektors aus Beobachtung 0550170101 im August 2008. Gut erkennbar ist der CCO-Kandidat 2XMMi J115836.1-623516 markiert mit gelbem Kreis. Außen sieht man die diffuse Röntgenemission des Supernova-Überrests. Die Radiokonturen sind in weiß eingezeichnet.

2.1 Beschreibung

J1158 ist ein CCO-Kandidat und wurde in Beobachtungen des Röntgenteleskops XMM-Newton entdeckt. Die Quelle wird erstmals in einer Veröffentlichung von Sánchez-Ayaso et al. „A multiwavelength study of SNR G296.8-0.3“ (Sánchez-Ayaso u. a., 2012) untersucht. Dabei sind die unten aufgeführten Beobachtungen die einzigen, die es bis heute zu J1158 gibt.

Das Ziel dieser Arbeit ist eine vertiefte Analyse der XMM-Newton Daten von J1158 und SNR G296.8-0.3. Daher werden in dieser Thesis die Eigenschaften von J1158 näher untersucht, welche aus spektralen Eigenschaften, Röntgenquellflüssen, Untersuchungen zu Pulsationen und der Suche nach möglichen spektralen Counterparts im Infraroten und Optischen bestehen.

2.2 Beobachtungsdaten

Tabellen 2.1, 2.2 und 2.3 listen die Daten der drei Beobachtungen von Januar (OBS. ID: 0503780101), Februar (OBS. ID.: 0503780301) und August (OBS. ID.: 0550170101) 2008 auf. Die Beobachtungsmodi der drei Instrumente an Bord von XMM-Newton sind neben Parametern wie Observations-Identifikationsnummer, totale Belichtungsdauer und Aufnahmemodus angegeben.

Tabelle 2.1: OBS.ID: 0503780101 Datum: 01/2008 54115 MJD.
Veröffentlicht in: (Keine Veröffentlichung bekannt).

Instrument	Modus	Submode	Total live time [ks]
EPIC-MOS 1	Imaging	Full frame	36.115
EPIC-MOS 2	Imaging	Full frame	36.118
EPIC-pn	Imaging	Full frame	20.337

Tabelle 2.2: OBS.ID: 0503780301 Datum: 02/2008 54147 MJD.
Veröffentlicht in Sánchez-Ayaso u. a. (2012).

Instrument	Modus	Submode	Total live time [ks]
EPIC-MOS 1	Imaging	Full frame	21.353
EPIC-MOS 2	Imaging	Full frame	21.359
EPIC-pn	Imaging	Full frame	17.954

Tabelle 2.3: OBS.ID: 0550170101 Datum: 08/2008 54228 MJD.
Veröffentlicht in Sánchez-Ayaso u. a. (2012).

Instrument	Modus	Submode	Total live time [ks]
EPIC-MOS 1	Imaging	Full frame	55.613
EPIC-MOS 2	Imaging	Full frame	55.642
EPIC-pn	Imaging	Full frame	47.093

2.3 Extraktion und Filterung der Daten

Das Röntgenteleskop XMM-Newton befindet sich im Orbit um die Erde. Neben der Röntgenstrahlung astronomischer Quellen ist XMM-Newton auch anderer Strahlung ausgesetzt. Dazu gehören auch Solare Winde, also der Ausstoß geladener Teilchen von der Sonnenoberfläche während solar flares. Meist handelt es sich dabei um Protonen. Diese können die Beobachtungen von XMM-Newton kontaminieren und manche Beobachtungsintervalle unbrauchbar machen.

Zur Filterung erstellt man erst eine Lichtkurve nur für sehr hochenergetische Photonen und andere Teilchen, also ein zeitlicher Verlauf ihrer Intensität. Sobald die Zählrate eine gewisse Schwelle ($0.35 \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$ für die MOS 1/2- und $0.4 \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$ für pn-Detektor) überschreitet, wird dieses Zeitintervall als unbrauchbar markiert und verworfen.

Für EPIC-MOS 1/2 betragen die Energien der Teilchen $10 \text{ keV} \leq E \leq 12 \text{ keV}$ und $E > 12 \text{ keV}$ für EPIC-pn.

Abbildung 2.2 - 2.4 zeigen die Lichtkurven der drei Beobachtungen, jeweils für die einzelnen Instrumente.

Die Beobachtungen von August und Januar sind wenig kontaminiert, doch es ist auch gut erkennbar, dass die Beobachtungen von Februar, besonders die EPIC-pn Messung, von vielen Flare-Perioden durchzogen sind und somit unbrauchbar ist.

Nach der Filterung dieser Zeitintervalle reduziert sich die effektive Beobachtungszeit, die in Tabelle 2.4 gelistet ist.

Tabelle 2.4: Effektive Beobachtungszeiten nach Filterung der kontaminierten Zeitintervalle

Instrument	Eff. Zeit Jan. [ks]	Eff. Zeit Feb. [ks]	Eff. Zeit Aug. [ks]
EPIC-MOS 1	24.75	19.051	46.719
EPIC-MOS 2	24.99	18.551	46.944
EPIC-pn	10.21	4.190	33.945

Da die Beobachtung von Februar zu stark kontaminiert ist, ist diese aus der Datenauswertung ausgeschlossen. Die weitere Analyse wird mit den Datensätzen aus Januar und August durchgeführt.

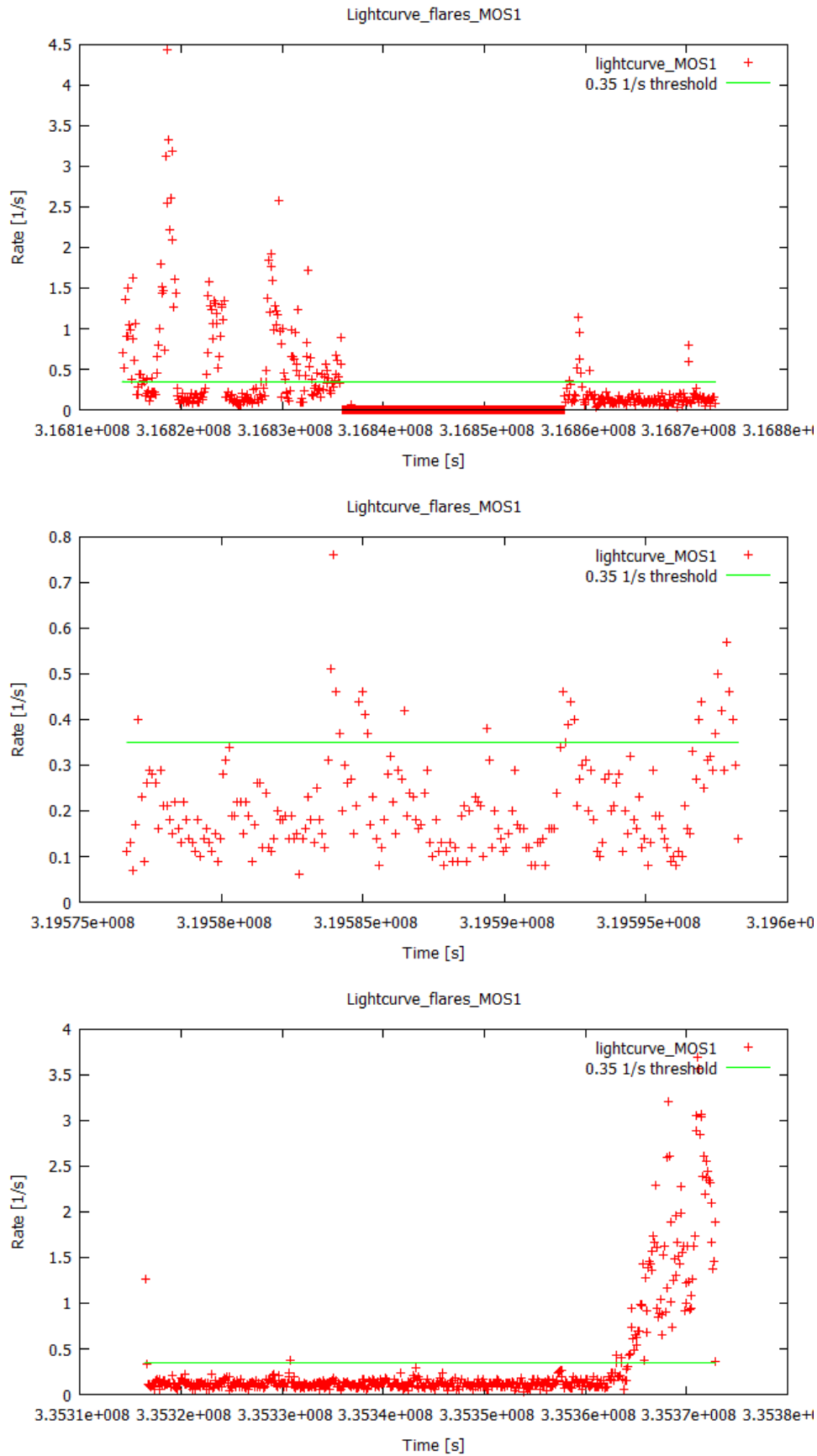


Abbildung 2.2: Lichtkurven des EPIC-MOS1 Detektors für die drei Beobachtungen von Januar, Februar und August 2008. Dabei gilt:
 Rote Messpunkte: Gemessene Zählrate (Photonen/s)
 Grüne Linie: Ausschlusschwelle (0.35 Photonen/s für EPIC-MOS 1/2)

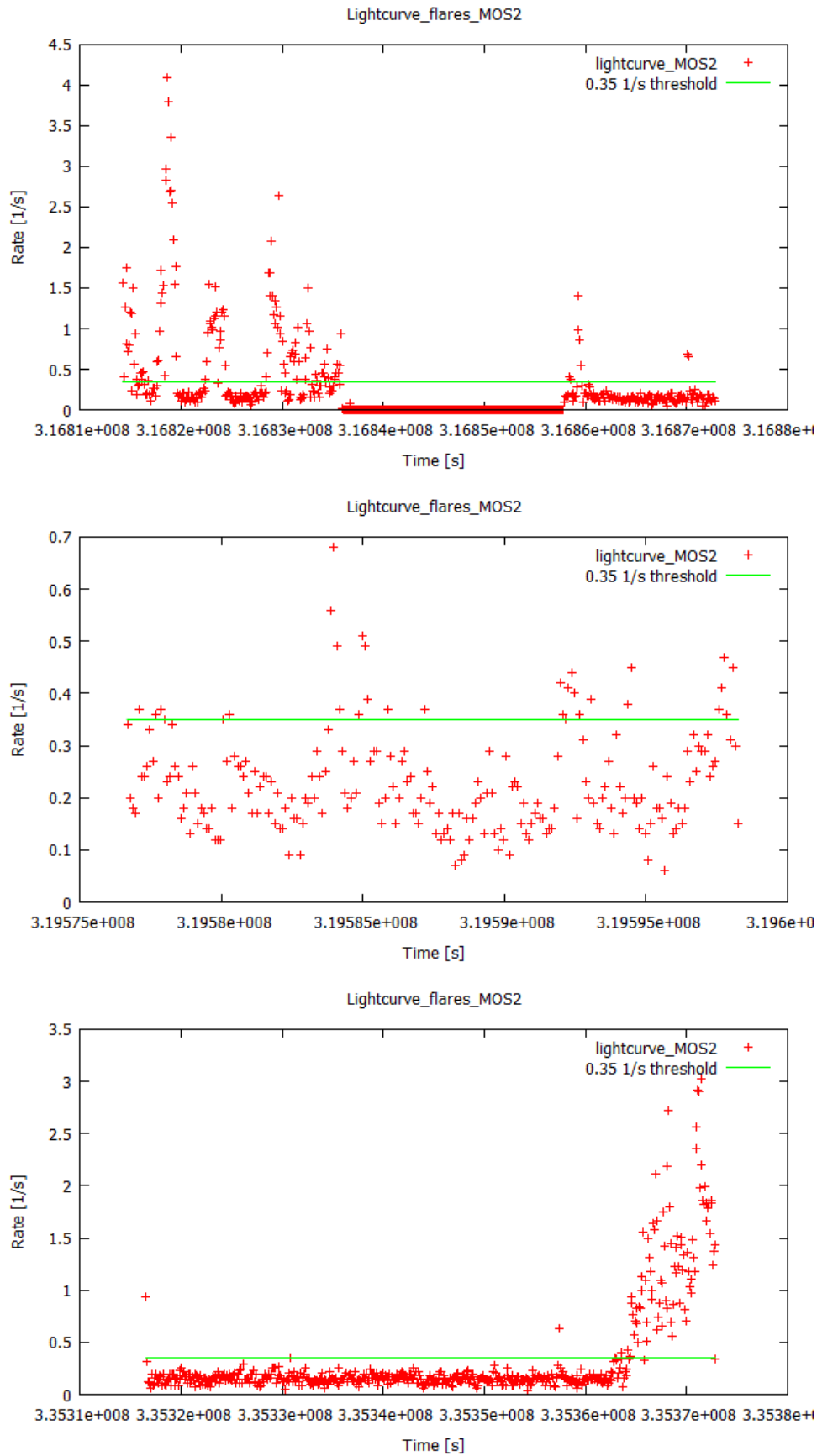


Abbildung 2.3: Lichtkurven des EPIC-MOS2 Detektors für die drei Beobachtungen von Januar, Februar und August 2008. Dabei gilt:
 Rote Messpunkte: Gemessene Zählrate (Photonen/s)
 Grüne Linie: Ausschlusschwelle (0.35 Photonen/s für EPIC-MOS 1/2)

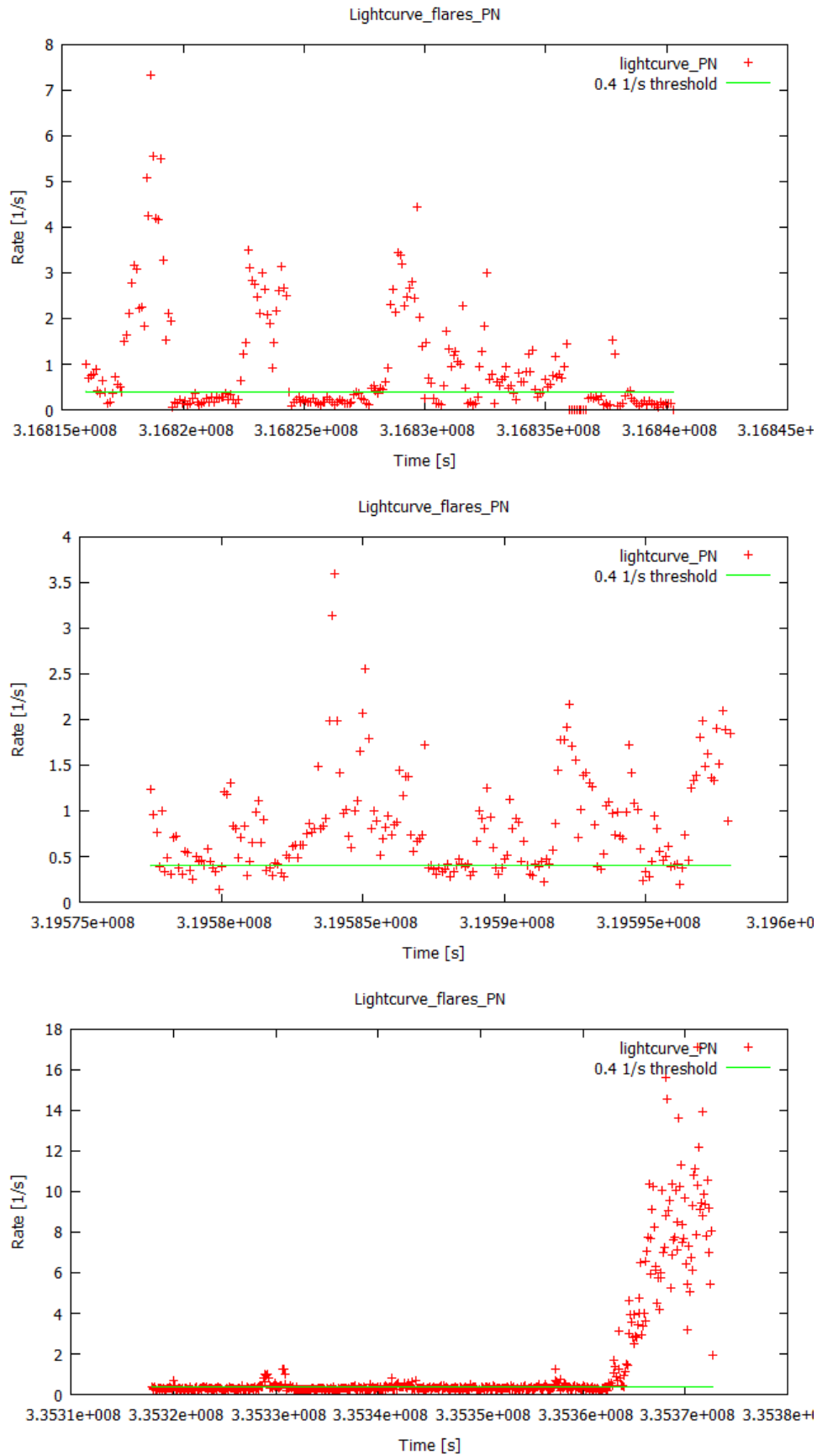


Abbildung 2.4: Lichtkurven des EPIC-pn Detektors für die drei Beobachtungen von Januar, Februar und August 2008. Dabei gilt:

Rote Messpunkte: Gemessene Zählrate (Photonen/s)

Grüne Linie: Ausschlusschwelle (0.4 Photonen/s für EPIC-pn)

Kapitel 3

Methoden und Datenextraktion

Hier werden die einzelnen Analysen, die zu J1158 und dem Supernova-Überrest G296.8-0.3 durchgeführt werden, näher beschrieben. Dabei wird der Fokus auf der theoretischen Darstellung der Methode liegen. Die Ergebnisse und Resultate werden im nächsten Kapitel besprochen.

3.1 Spektralanalyse

Eine wichtige Informationsquelle ist das Spektrum von J1158. Es gibt sehr wichtige Informationen über die physikalische Ursachen der Röntgenstrahlung. Außerdem lässt sich aus dem Spektrum auch viel über die Art der Quelle herauslesen. Dazu extrahiert man ein Quellspektrum aus der zu untersuchenden Region und ein Hintergrundspektrum aus einer möglichst leeren Region. Diese beiden Spektren werden voneinander abgezogen und man bekommt das (möglichst) reine Spektrum der Region heraus, die man untersuchen will.

Zur Wahl der beschreibenden Photonenstatistik

Photonen verhalten sich in Bezug auf die statistischen Messungenauigkeit, je nach gemessener Gesamtanzahl, auf unterschiedliche Weise. Für eine große Anzahl $N \rightarrow \infty$ lassen sie sich durch die **Gauss'sche Statistik** beschreiben. Für die statistischen Messungenauigkeit ΔN folgt daraus:

$$\Delta N = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Das bedeutet, die Messungenauigkeit wird für große N sehr klein. Für kleine Photonen-Anzahlen $N < 100$ lassen sich die Photonen durch die **Cash-Statistik** beschreiben.

3.1.1 Suche nach dem richtigen Extraktionsradius

Bevor die Quellspektrum analysiert werden kann, muss noch ein optimaler Extraktionsradius um die Quelle gefunden werden, bei dem die Quellspektralinformation in gutem Verhältnis zur Hintergrundspektralinformation steht. Dazu extrahiert man Spektren mit verschiedenen Extraktionsradien, in diesem Fall $6''$, $10''$, $13''$, $20''$. Abbildung 3.1 zeigt die verschiedenen Extraktionsradien für Quell- und Hintergrundspektren für den EPIC-MOS 1/2 Detektor.

Danach wählt man ein Modell, um verschiedene Parameter anhand der Extraktionsradien zu vergleichen und wählt nun den Radius, für den die Parameter die kleinsten statistischen Fehler besitzen.

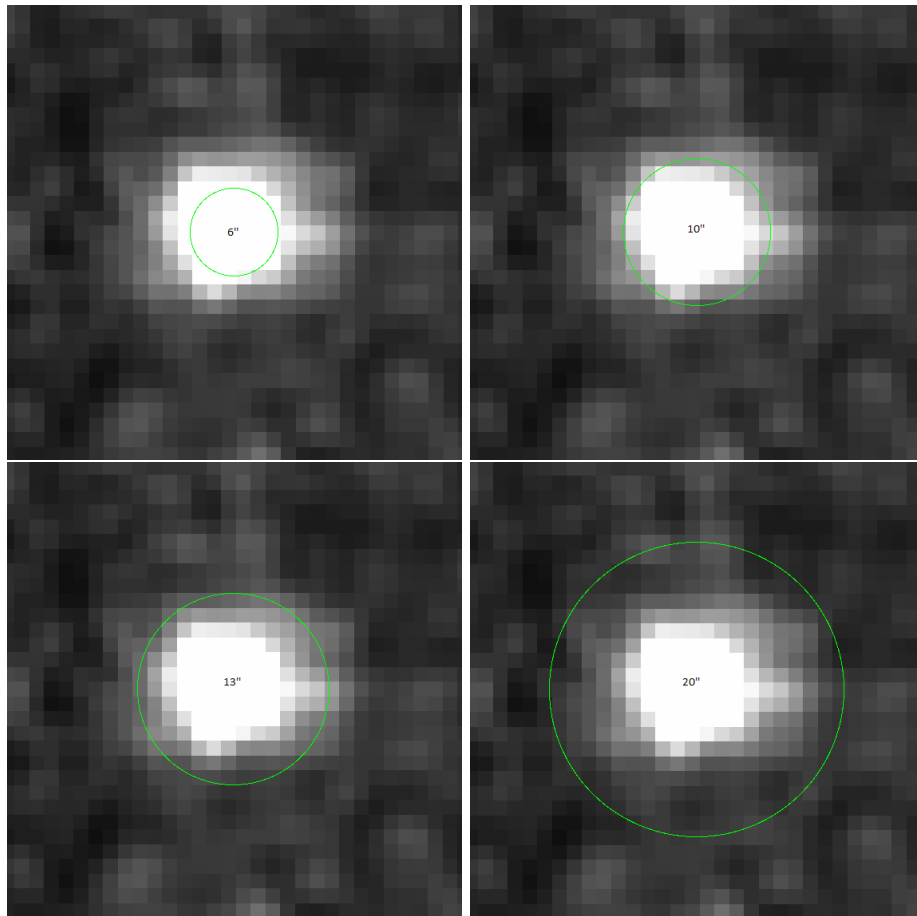


Abbildung 3.1: Verschiedene Extraktionsradien für die Spektralanalyse. Dabei gilt von oben links nach unten rechts: 6'', 10'', 13'', 20''

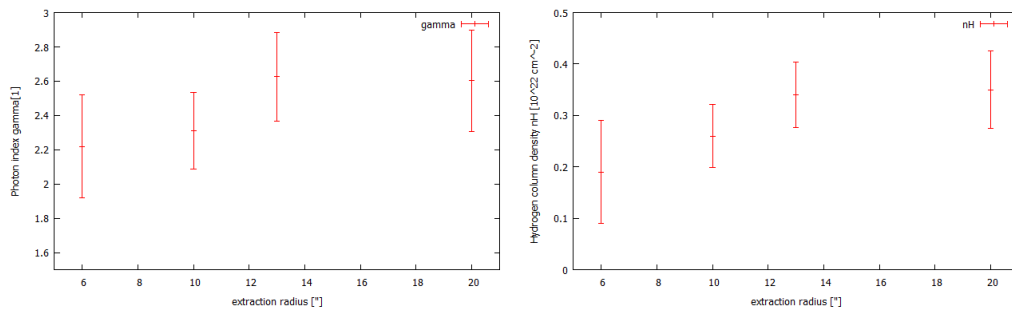


Abbildung 3.2: Verschiedene Parameter in Abhängigkeit des Extraktionsradius. Links ist der Photonindex Γ eines Potenzspektrums und rechts die Wasserstoffsäulendichte n_H aufgezeichnet. Bei 10'' bzw. 13'' sind die statistischen Fehler der Parameter minimal.

3.1.2 Analyse des Quellspektrums

Nachdem man einen geeigneten Extraktionsradius gefunden hat, kann man zur Analyse des Quellspektrums übergehen. In diesem Fall ist ein Radius von $13''$ sehr gut geeignet, da die statistischen Fehler für die Wasserstoffsäulendichte n_{H} und den Photonindex Γ des Test-Potenzspektrums für diesen Extraktionsradius minimal sind.

Abbildung 3.3 zeigt die Extraktionsregionen für die drei Detektoren. Die registrierten Photonen werden mit 20 Photonen regroupiert, d.h. jedem „spectral bin“ werden anstatt einem Photon 20 gezählte Photonen zugewiesen. Durch die Neugruppierung der registrierten Photonen lässt sich nun die **Gauss-Statistik** auf die Photonen anwenden (siehe Abschnitt 3.1). Für den Fall, dass weniger Photonen gezählt werden, muss die **Cash-Statistik** angewandt werden. Diesem Spektrum kann man nun verschiedene Modelle zugrunde legen, um die physikalischen Parameter zu bestimmen. Aus dem richtigen Modell lassen sich nun Parameter wie die Wasserstoffsäulendichte n_{H} extrahieren, die die Absorption des interstellaren Mediums zwischen J1158 und dem Sonnensystem darstellt und auch ein Maß für die Entfernung des CCO-Kandidaten zur Sonne ist. Weitere Parameter können solche sein, die auf die Physikalischen Eigenschaften von J1158 schließen lassen, wie den Photonindex Γ eines Potenzspektrums (Kap. 1.2.2) oder die thermische Energie kT einer Schwarzkörperstrahlung (Kap.1.2.3).

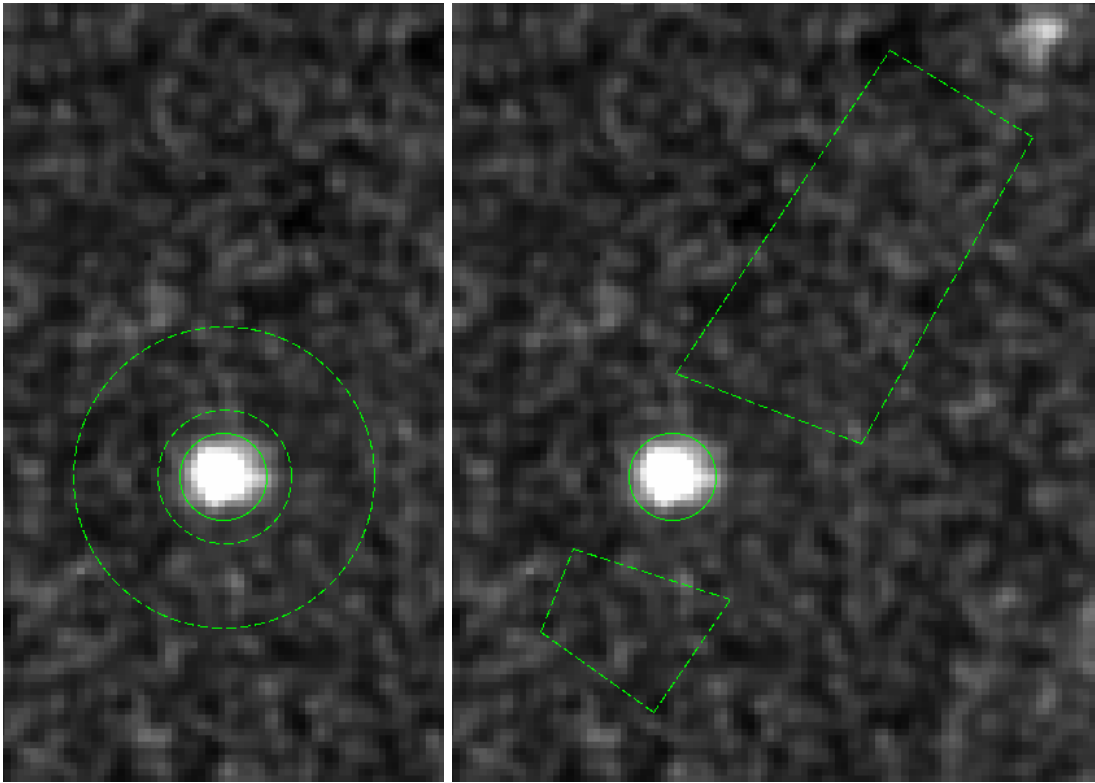


Abbildung 3.3: Extraktionsregionen für das Quellspektrum von J1158: Links sind die Extraktionsregionen für EPIC-MOS1/2 und rechts die für EPIC-pn angegeben. Die durchgezogene Regionen markieren dabei jeweils die Quellregion und die gestrichelte Regionen die jeweilige Hintergrundregion

3.1.3 Analyse des Spektrums des Supernovaüberrests

Die Wasserstoffsäulendichte $n_{H,J}$ von J1158 allein trägt keine nutzbare Information über die Entfernung des CCO-Kandidaten zur Sonne, da das interstellare Medium nicht überall homogen verteilt ist. An manchen Orten kann es eine lokal erhöhte Dichte geben, an anderen Orten eine lokal reduzierte. Daher ist anzunehmen, dass die Wasserstoffsäulendichte nur auf unbekannt Weise mit dem Abstand korreliert. Nutzbar wird diese Information erst, wenn man sie mit der Absorption des SNR $n_{H,R}$ und der gesamten galaktischen Absorption $n_{H,G}$ in dieser Richtung vergleicht. Dazu extrahiert man nun, analog zu J1158, das Spektrum des SNR. Punktquellen werden in diesem Fall ausgeschlossen, da hier nur die diffuse Röntgenemission des Supernova-Überrests untersucht werden soll.

Abbildung 3.4 zeigt die Extraktionsregionen für das Spektrum des Überrests, die durchgezogene Region markiert die Quelleextraktionsregion, die gestrichelte Region die Hintergrundextraktionsregion.

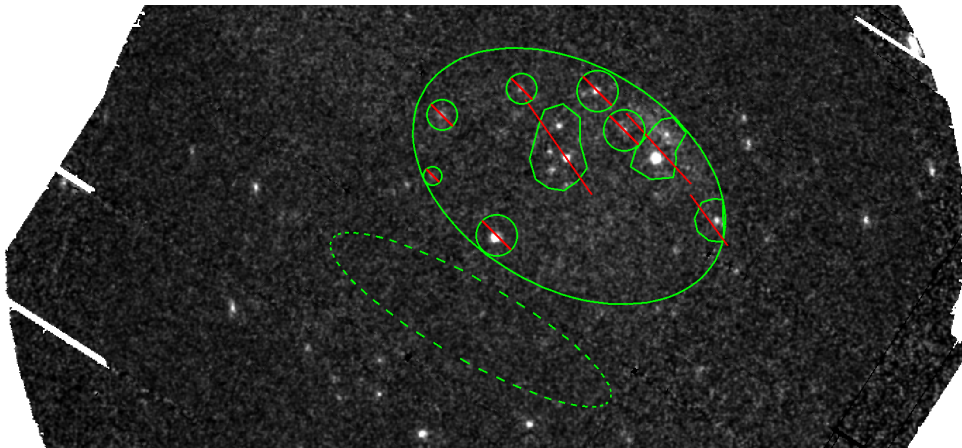


Abbildung 3.4: Extraktionsregionen für das Spektrum des Überrests für den EPIC-pn- und die EPIC-MOS 1/2-Detektoren. Dabei gilt:
 Durchgezogene Region: Quelleextraktionsregion
 Gestrichelte Region: Hintergrundextraktionsregion
 Durchgestrichene Regionen: Ausgeschlossene Punktquellen

Die durchgestrichenen Regionen wurden ausgeschlossen, da die Punktquellen, wie oben erwähnt, das Spektrum verfälschen.

3.2 Analyse der Röntgenquellflüsse

Im Abschnitt 3.1 wurden für die Beobachtungen aus Januar und August 2008 eine unterschiedliche Anzahl von Photonen gemessen.

Tabelle 3.1 zeigt den Vergleich der beiden Messungen Januar und August 2008.

Tabelle 3.1: Anzahl registrierter Quellphotonen und effektive Beobachtungszeit für den EPIC-pn Detektor und abgeleitete Quellrate

Beobachtung	Eff. Beobachtungszeit [ks]	Ereignisse	Berechnete Rate $\frac{\text{cts}}{\text{s}}$
Jan/08	10.21	49	$4.9 \cdot 10^{-3}$
Aug/08	33.945	406	$1.19 \cdot 10^{-2}$

Hier ist erkennbar, dass im August ungefähr das 8-fache der Photonen im Vergleich zu Januar gemessen wurde. Normiert auf die effektive Beobachtungszeit ergibt sich ein berechnetes Ratenverhältnis von $\frac{CRA}{CRJ} \approx 2$. Eine Verdopplung der Rate resultiert normalerweise immer in einer Verdopplung des Flusses (bei gleicher effektiver Detektorfläche). Eine Verdopplung des Flusses innerhalb weniger Monate erschien suspekt, weswegen daraus der Bedarf folgte, die Quellflüsse für beide Beobachtungen genauer zu vermessen.

3.2.1 Vergleich Januar/August 2008

XMM SAS kann die Flüsse aus verschiedenen Beobachtungen bestimmen, indem es Expositions-karten und Detektionsmasken erstellt, um die Quellen zu detektieren.

Jede astronomische Quelle hat einen gewissen Quellfluss. Dieser wird von den Pixeln des Detektors gemessen und dem Pixel wird ein gewisser Wert zugewiesen. Für jedes Pixel gibt es eine Wahrscheinlichkeit P , dass der gemessene Wert des Pixels durch Hintergrundfluktuationen hervorgerufen wurde. Die Software von XMM-Newton verwendet dafür allerdings üblicherweise die sogenannte Likelihood L , die die „Signifikanz“ des Wertes charakterisiert, ob es sich hier um eine Quelle handelt und die wie folgt definiert ist:

$$L = -\ln P$$

Liegt die Wahrscheinlichkeit P unter einer bestimmten Wahrscheinlichkeit P_{cutoff} , bzw. L über einer bestimmten Likelihood L_{cutoff} , so gilt der Wert dieses Pixels als durch eine astronomische Quelle verursacht.

Es sei Q die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Wert des Pixels von einer astronomischen Quelle verursacht wurde, also die Wahrscheinlichkeit des Gegenereignisses von P . Dabei gilt, dass:

$$P = 1 - Q \quad \rightarrow \quad L = -\ln(1 - Q)$$

Für drei verschiedene Werte von Q (68, 99 und 99.9995%) wurden nun oben genannte Expositions-karten erzeugt und der gemessene Quellfluss dazu aufgetragen. Die Ergebnisse sind in Kapitel 4.2 jeweils für Januar und August 2008 vorgestellt.

3.3 Suche nach Pulsationen

Für J1158 wurde eine Zeitliche Analyse durchgeführt, um mögliche Pulse der Quelle zu identifizieren und die zugehörigen Pulsperioden zu messen. Hierzu wurde zunächst eine barycentrische Zeitkorrektur der Ereignisliste durchgeführt, d.h. Zeiten, die im lokalen Zeitsystem des Satelliten ausgedrückt werden, werden übersetzt in das Zeitsystem des Massezentrums des Sonnensystems. Die Ereignisliste zeigt somit eine (hier nicht näher bekannte) Funktion der ankommenden Photonen in Abhängigkeit der Zeit $a(t)$. Das Programm „Powspec“ kann die barycentrisch korrigierten Daten auf mögliche zeitliche Pulse untersuchen. Dazu erstellt die Software ein Leistungsspektrum $P(f)$ der Eingangs-Zeitfunktion $a(t)$. Ein Leistungsspektrum gibt den Anteil der eingegangenen Signale in Abhängigkeit ihrer Frequenz wieder. Die Funktion $P(f)$ ist dabei proportional zum Quadrat der Fourier-Transformierten $|\tilde{a}(f)|^2$ der Zeitfunktion $a(t)$:

$$P \propto |\tilde{a}(f)|^2 \quad \text{mit} \quad \tilde{a}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} a(t) \cdot e^{-ift} dt$$

Die Ausgabe ist ein Diagramm, das besagtes Leistungsspektrum gegen die Frequenz aufgetragen zeigt. Wenn eine gewisse Frequenz einen sehr hohen Anteil hat, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, besteht eine sehr hohe Wahrscheinlichkeit, dass eine Pulsation mit dieser Frequenz bei dieser Quelle auftritt.

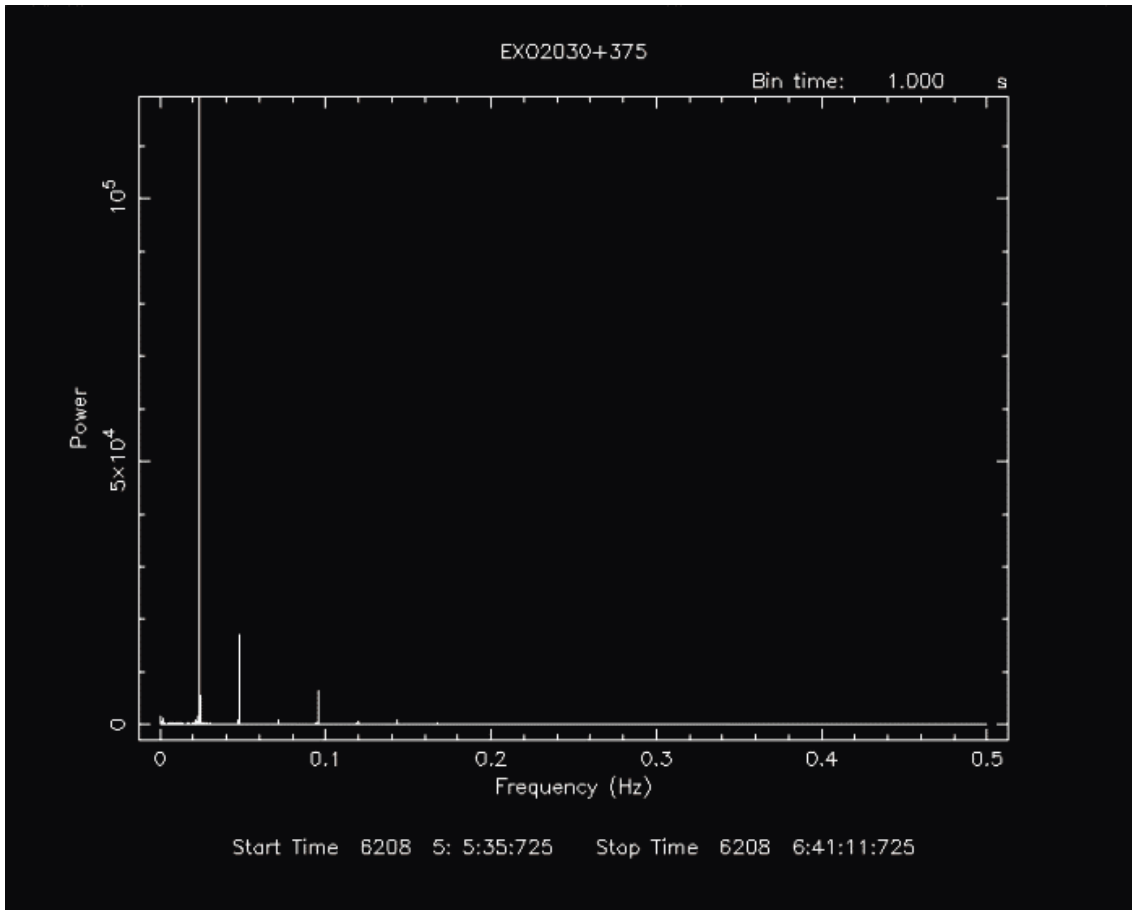


Abbildung 3.5: Beispielausgabe in „Powspec“. Aufgetragen ist hier das Leistungsspektrum $P(f)$ gegen die Frequenz f und gibt den Anteil der Signale einer Frequenz wieder. Erkennbar ist hier ein sichtbarer hoher Anteil von Signalen mit einer Frequenz $f \approx 0.02$ Hz. Daraus folgt eine sehr hohe Wahrscheinlichkeit, dass die beobachtete Quelle eine Pulsationsfrequenz von $f \approx 0.02$ Hz besitzt. Quelle: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/xanadu/xronos/examples/powspec.html>

3.4 Suche nach Counterparts im optischen und infraroten Bereich

Die Frage nach der Natur von J1158 lässt sich auch annähern, indem eine Suche nach Counterparts in anderen Wellenlängen durchgeführt wird. Dazu werden Kataloge im optischen (450 - 780 nm), nahinfraroten (780 nm - 3 μm) und im infraroten (3 μm - 50 μm) Spektralbereich nach Kandidaten, die eventuell ein Counterpart sein könnten, durchsucht. Anschließend werden die Positionen eventueller Counterpart-Kandidaten mit der Position des zu untersuchenden Objekts (in diesem Fall J1158) verglichen um Counterparts zu bestätigen oder auszuschließen.

3.4.1 Korrektur des Koordinatensystems von XMM-Newton

Die absolute Genauigkeit der Astrometrie von XMM-Newton beträgt ungefähr $1''$. Der statistische Fehler liegt für J1158 bei $0.496''$. Dem systematischen Anteil wollen wir in diesem Abschnitt begegnen. Um den systematischen astrometrischen Fehler zu korrigieren, wurden aus dem Sichtfeld von XMM-Newton die hellsten Sterne im Röntgenbereich ausgewählt, siehe Abbildung 3.6.

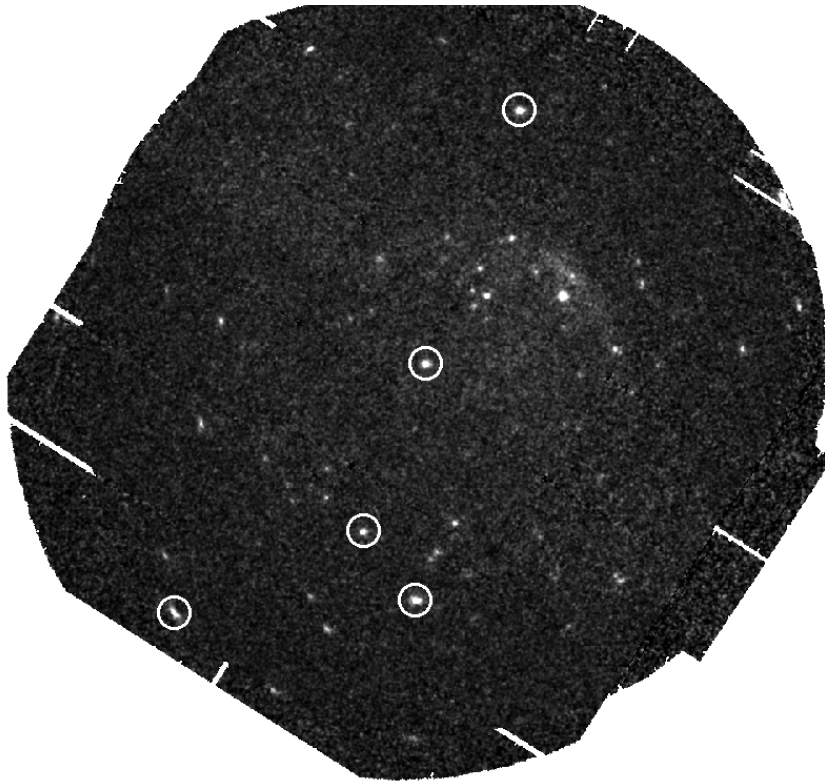


Abbildung 3.6: SNR G296.8-0.3 mit den 5 hellsten Röntgenquellen markiert (weiße Kreise).

Anschließend wurden mithilfe des optischen Katalogs USNO¹UCAC4 im lokalen Bereich um die einzelnen Quellen alle optischen Quellen dargestellt und es wurde nach dem zugehörigen Counterpart gesucht. Dieses Verfahren ist exemplarisch für eine Quelle in Abbildung 3.7 dargestellt.

Diese Prozedur wird für alle hellen Röntgenquellen durchgeführt und danach werden diejenigen ausgewählt, die einen optischen Counterpart besitzen.

Diese Quellen werden markiert und zur Koordinatenverbesserung genutzt. Die Routine „EPOS-CORR“ kann das gesamte Koordinatensystem von XMM-Newton verschieben und gibt daraufhin die neuen Koordinaten der Quellen aus. Dazu benötigt die Routine die Koordinaten und Abweichungen der Quellen und die Koordinaten der optischen Counterparts. Sie minimiert den Abstand zwischen den Röntgenquellen und den Counterparts und weist den Röntgenquellen neue Koordinaten zu. Tabelle 3.2 listet die Koordinaten und Ungenauigkeiten von J1158 vor und nach der Korrektur des Koordinatensystems auf.

¹US Naval Observatory

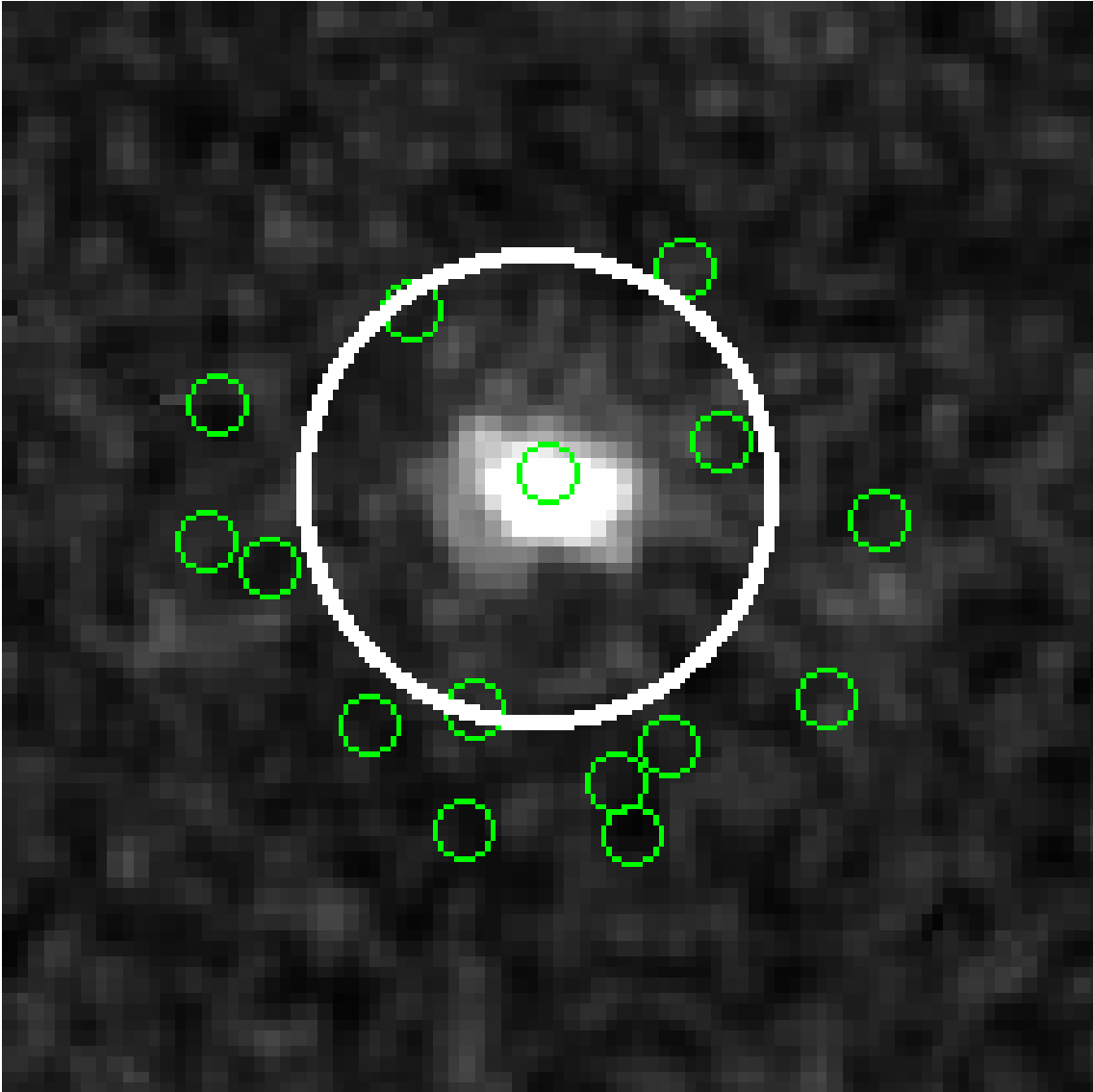


Abbildung 3.7: Röntgenquelle im Sichtfeld von XMM-Newton (weißer Kreis) und optische Quellen aus dem USNO UCAC4 Katalog eingeblendet (grüne Markierungen)

Tabelle 3.2: Koordinaten und Ungenauigkeiten von J1158 vor und nach der Korrektur des Koordinatensystems

	RA α [°]	DEC δ [°]	Δ RADEC ["]	Verschiebung ["]
Vor Korrektur	179.650464	-62.588799	0.496	-
nach Korrektur	179.649921	-62.588242	0.496	2.197

3.4.2 Counterparts von J1158

Nach der Korrektur des Koordinatensystems und der Zuweisung neuer Quellkoordinaten wurde nach Counterparts im optischen und IR Bereich gesucht.

Dazu wurde auf VizieR² an der neuen Position von J1158 im Umkreis von $r = 10''$ nach katalogisierten Sternen gesucht.

²<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Analysen vorgestellt und die Bedeutung der Ergebnisse für J1158 dargelegt.

Sämtliche Spektren wurden mit der Spektralanalysesoftware „XSPEC 12.8.2“ extrahiert und dargestellt.

4.1 Spektralanalyse

Im Kapitel 3.1 wurde bereits gezeigt, dass das Spektrum eine sehr wichtige Rolle bei der Charakterisierung einer astrophysikalischen Quelle spielt. Die spektralen Ergebnisse, die bei der Analyse von J1158 und des SNR G296.8-0.3 wurden, werden daher nun im nächsten Abschnitt vorgestellt.

4.1.1 Analyse des Quellspektrums

Dem Spektrum von J1158 wurden verschiedene Modelle zugrunde gelegt. Aufgrund der zu niedrigen Photonenzahl können keine komplizierten Modelle verwendet werden.

Daher wird sich die Ergebnisanalyse in diesem Abschnitt auf die beiden Modelle beschränken, die die einfachste Zusammensetzung besitzen, zum einen das Modell des absorbierten Power law-Spektrums, das nicht-thermische Strahlung darstellt und zum anderen das Modell der absorbierten Schwarzkörperstrahlung. Diese beiden Modelle sind die einfachsten, die mit einer Photonenzahl von 400 gesamt gezählten Photonen untersucht werden können. Abgesehen von der schlechten Photonenzahl gibt es noch einen weiteren Grund, sich auf diese beiden Modelle zu beschränken. Ziel der Spektralanalyse ist, die spektralen Eigenschaften von J1158 entweder als die eines CCO zu identifizieren oder auszuschließen. Diese beiden Modelle besitzen entweder CCO Charakteristika (Planck-Spektrum) oder Charakteristika anderer Quellen (Nicht-thermische Strahlung von AGN, Radio-Pulsaren, PWN,...).

Absorbiertes Potenzspektrum (Powerlaw)

Abbildung 4.1 zeigt das Spektrum der Quelle J1158, Tabelle 4.1 das „Best Fit“ Modell und die berechneten Parameter. Gezeigt ist die gemessene spektrale normierte Zählrate in $\frac{\text{normierte Photonen}}{\text{s keV}}$ gegenüber der Photonenergie. Im oberen Teil des Spektrums sind zwei Kurven zu erkennen. Dabei handelt es sich um die Kurve für den pn-Detektor (oben) und den MOS 1/2 Detektor (unten). Die Kurve im unteren Teil des Spektrums beschreibt die Residuen von MOS 1/2 und pn. Das sind die Abweichungen der Messwerte vom angepassten mathematischen Modell, geteilt durch ihre Fehler.

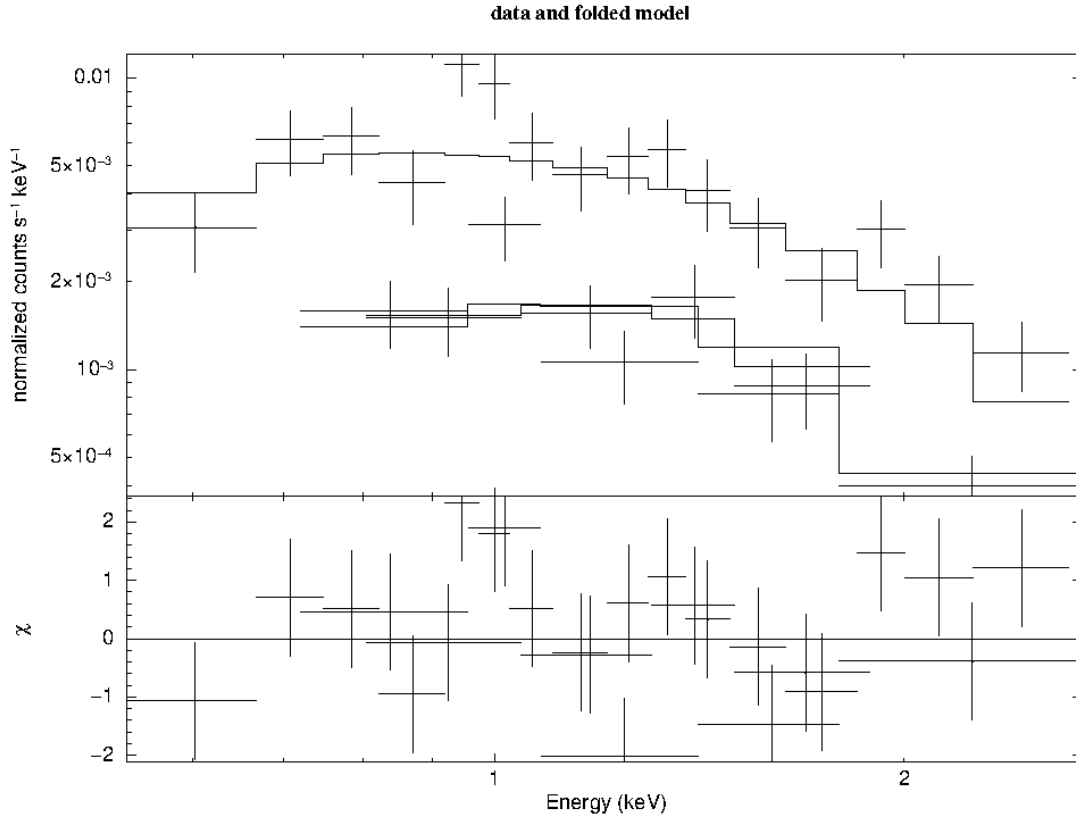


Abbildung 4.1: Quellspektrum von J1158. Hierbei gilt:
 Obere Kurve: EPIC-pn; untere Kurven: EPIC-MOS 1/2
 Modell: PHABS*POWERLAW (Photoabsorbiertes Potenz-Spektrum)
 $M(E) = \exp(-n_H \cdot \sigma(E)) \cdot KE^{-\Gamma}$
 $\sigma(E)$: Photoelektrischer Absorptionsquerschnitt
 Γ : Photon Index des Potenzspektrums
 K: Normierungsfaktor
 n_H : Säulendichte für das H-Äquivalent des stellaren Mediums

Im ersteren Fall wurde das Modell des absorbierten Potenz-Spektrums als Ausschluss-Charakteristikum gegen einen CCO gewählt. Dieses Modell besitzt folgenden Verlauf:

$$M(E) = \exp(-n_H \cdot \sigma(E)) \cdot KE^{-\Gamma}$$

Es stellt eine nicht-thermische Strahlung dar, die von AGN, Radio-Pulsaren, PWN, GRB und weiteren Quelltypen ausgesandt wird.

Tabelle 4.1: Modell und Best Fit Parameter des Quellspektren-Modells Powerlaw $M(E) = \exp(-n_H \cdot \sigma(E)) \cdot KE^{-\Gamma}$

Modell & Parameter	Werte
PHABS	
n_H [$10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$]	0.24 ± 0.15 (1σ)
POWERLAW	
Γ	2.42 ± 0.75 (1σ)
Normierung K	$(13.3 \pm 6.0) \cdot 10^{-06}$
$\chi^2 / \text{d.o.f.}$	1.316 / 22
null hypothesis probability	11.98 %

Bei Betrachtung des Modellverlaufs ist erkennbar, dass es eine gute Übereinstimmung mit dem Spektrum gibt. Es könnte sich somit z.B. um eine Synchrotronquelle handeln, für den Fall, dass dieses Modell zutreffen sollte. Die gängigste Synchrotronquelle, die infrage käme, wäre ein AG oder ein Radio-Pulsar/PWN. Dies wird auch durch den Photonindex des Potenzspektrums untermauert, welcher hier bei $\Gamma \approx 2.4 \pm 0.75$ liegt.

Typische Photonindizes von AGN liegen bei $\Gamma = 1.5 - 2.5$ (Ishibashi u. Courvoisier, 2010) und der Wert für die Wasserstoffabsorption liegt mit $n_H = (0.24 \pm 0.15) \cdot 10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ in einem Bereich, der die Hypothese nicht negiert.

Absorbierte Schwarzkörperstrahlung

Abbildung 4.2 zeigt das Spektrum der Quelle J1158, diesmal allerdings mit dem Modell der absorbierten Schwarzkörperstrahlung. Tabelle 4.2 zeigt die zugehörigen Fit-Parameter.

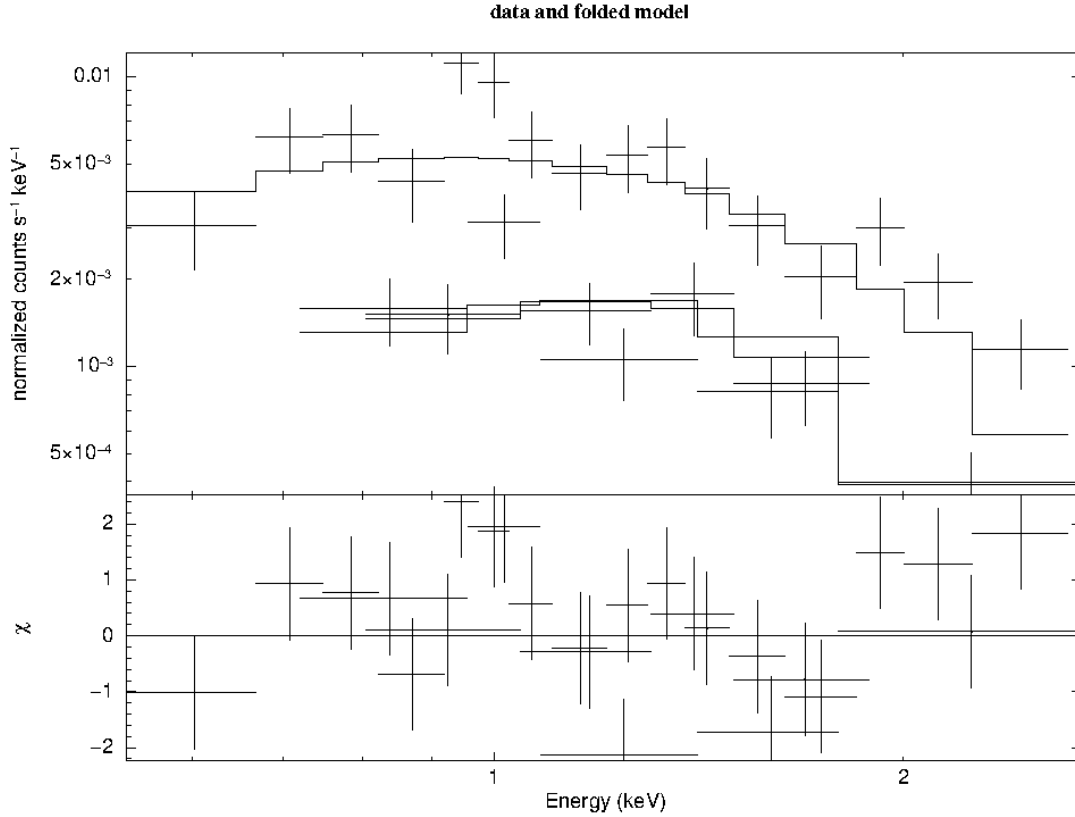


Abbildung 4.2: Quellspektrum von J1158, hierbei gilt:
 obere Kurve: EPIC-pn; Untere Kurve: EPIC-MOS 1/2
 Modell: PHABS*BBODYRAD (Photoabsorbierte Schwarzkörperstrahlung)

$$M(E) = \exp(-n_H \cdot \sigma(E)) \cdot \frac{K \cdot 1.0344 \cdot 10^{-3} E^2 dE}{\exp\left(\frac{E}{kT}\right) - 1}$$

n_H : Säulendichte für das H-Äquivalent des stellaren Mediums

$\sigma(E)$: Photoelektrischer Wirkungsquerschnitt

kT : Thermische Energie des Schwarzen Körpers

E : Gesamtenergie des Spektrums

K : Normierungskonstante: $K = \frac{R^2}{D^2}$

R : Radius des Schwarzen Körpers (in km)

D : Abstand des Schwarzen Körpers zur Sonne (in Einheiten von 10 kpc)

In dieser Abbildung ist wieder die Spektrale Zählrate der gemessenen Photonen gegen die Photonenenergie aufgetragen. Dieses Mal wurden die Messwerte an das Modell einer photoabsorbierten Schwarzkörperstrahlung angepasst. Das Modell dieser Planckschen Strahlung für das **Photonenspektrum** lautet wie folgt:

$$M(E) = \exp(-n_H \cdot \sigma(E)) \cdot \frac{K \cdot 1.0344 \cdot 10^{-3} E^2 dE}{\exp\left(\frac{E}{kT}\right) - 1}$$

Auch dieses Modell besitzt eine scheinbar gute Übereinstimmung mit dem Spektrum. Allerdings müssen hier die Werte der extrahierten Parameter genauer betrachtet werden.

Tabelle 4.2: Modell und Best Fit Parameter des Quellspektren-Modells Schwarzkörperstrahlung

$$M(E) = \exp(-n_H \cdot \sigma(E)) \cdot \frac{K \cdot 1.0344 \cdot 10^{-3} E^2 dE}{\exp(\frac{E}{kT}) - 1}$$

Modell & Parameter	Werte
PHABS	
$n_H [10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}]$	$7.235 \cdot 10^{-10}$
BBODYRAD	
kT [keV]	0.406
Normierung K	$7.1834 \cdot 10^{-2}$
$\chi^2 / \text{d.o.f}$	1.592 / 22
Null hypothesis probability	3.86 %

Angenommen, J1158 wäre ein Neutronenstern mit reinem Schwarzkörperspektrum und einem üblichen Radius von $R = 12 \text{ km}$, so folgt mit:

$$K = \frac{R^2}{D^2} = 7.1384 \cdot 10^{-2},$$

dass

$$D = \sqrt{\frac{R^2}{K}} \rightarrow D \approx 440 \text{ kpc}$$

G296.8-0.3 liegt in einer Entfernung von ungefähr $D \approx 9.6 \text{ kpc}$. Bei einem (nicht notwendigerweise) linearen Zusammenhang zwischen der Wasserstoffsäulendichte n_H und der Distanz D wäre die errechnete Säulendichte trotzdem viel zu niedrig um das Modell der Schwarzkörperstrahlung zu verifizieren. Abgesehen davon ist ein Wert für n_H von $7.235 \cdot 10^{-10}$ in Zusammenhang mit einer errechneten Entfernung von $D \approx 440 \text{ kpc}$ astrophysikalisch nicht möglich, da daraus folgt, dass J1158 weiter als der SNR entfernt sei, aber weniger Absorption besäße. Dieses Modell der absorbierten Schwarzkörperstrahlung kann demnach als Lösung ausgeschlossen werden.

4.1.2 Analyse der diffusen Emission

Abbildung 4.3 zeigt das Spektrum der diffusen Röntgenemission, Tabelle 4.3 das „Best fit“ Modell und die berechneten Parameter:

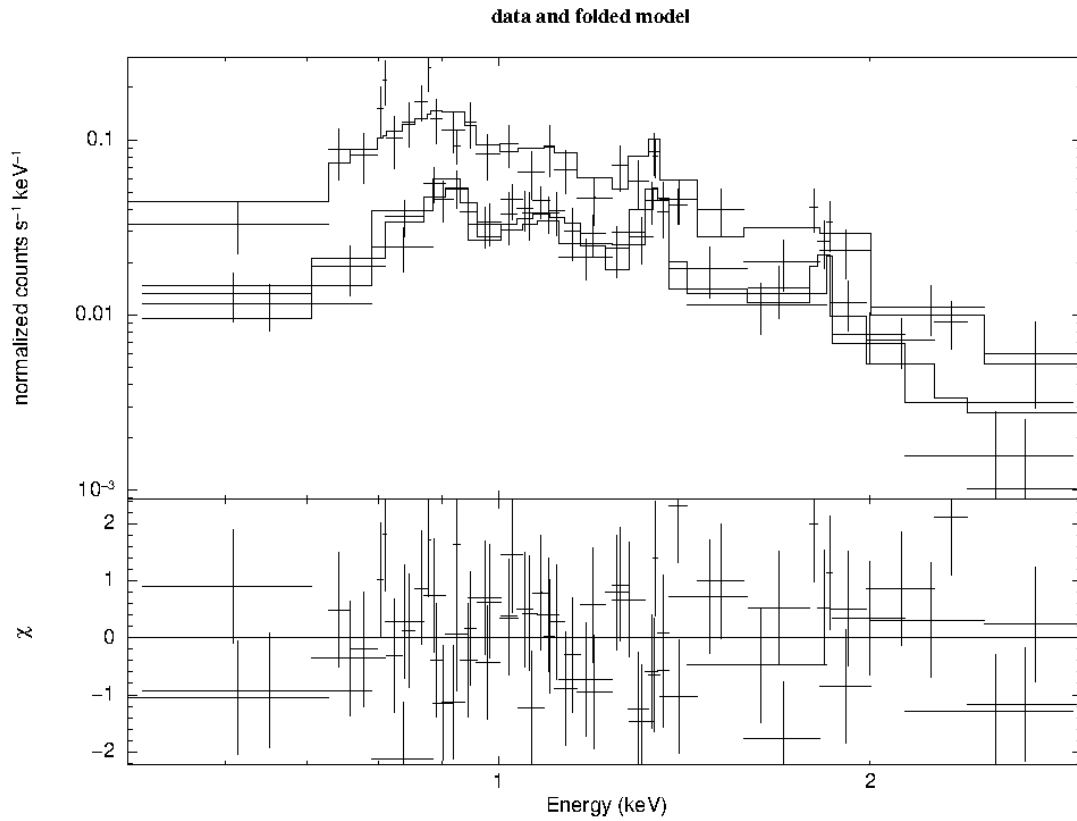


Abbildung 4.3: Spektrum der diffusen Röntgenemission. Hierbei gilt:
 Obere Kurve: EPIC-pn; Untere Kurven: EPIC-MOS 1/2
 Modell: PHABS*PSHOCK (Photoabsorbierte thermische Emission in einer Supernova-Schockfront)

Dieses Modell steht für eine Schockwelle einer Supernova, die sich ausbreitet und durch Stöße mit Atomen in der Gegend diese ionisiert.

Tabelle 4.3: Modell und Parameter des „Best fit“ Modells

Modell & Parameter	Werte
PHABS	
$n_H [10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}]$	$(0.8 \pm 0.15) (1 \sigma)$
PSHOCK	
kT [keV]	$2.25 (-1.07 + 5.15)$
Abund. [Z_{\odot}]	1.0000
$\tau_l [s \cdot \text{cm}^{-3}]$	0.00
$\tau_u [s \cdot \text{cm}^{-3}]$	$9.415 \cdot 10^9$
Rotverschiebung	0.0
Normierung	$2.65 \cdot 10^{-3}$
$\chi^2 / \text{d.o.f}$	1.039 / 411
null hypothesis probability	28.4042 %

Die wichtigste Information, die wir hieraus entnehmen können, ist die Wasserstoffsäulendichte, n_H . Diese ist ein Maß für die Entfernung des Supernova-Überrests zum Sonnensystem.

In unserem Modell beträgt sie $(0.8 \pm 0.15) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Die Galaktische Absorption in Richtung des Überrests wurde mithilfe von NASA-Software¹ innerhalb eines Kegels mit Radius $r = 1^\circ$ bestimmt, sie beträgt:

$$n_{H, Galactical} = (1.5 \pm 0.02) \cdot 10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$$

Vergleichen wir nun die Absorption des Überrests mit der von J1158 und der galaktischen Absorption, so fällt auf, dass die Absorption von J1158 maximal $\frac{1}{2}$ der Absorption des Überrests und nur $\frac{1}{6}$ der galaktischen Absorption beträgt.

Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass die Möglichkeit des Aktiven Galaxienkerns sehr unwahrscheinlich ist, da ein AGN ein Kern einer anderen Galaxie ist. Im Vergleich zu Sternen der Milchstraße andere Galaxien einen wesentlich höheren Abstand und demnach auch eine wesentlich höhere Absorption. Außerdem deuten diese Indizien darauf hin, dass J1158 in keinem physikalischen Zusammenhang zum SNR G296.8-0.3 steht und wahrscheinlich ein Vordergrundstern vor dem SNR darstellt.

¹<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>

4.2 Analyse der Röntgenquellflüsse

Wie in Kapitel 3.2 theoretisch gezeigt, werden hier nun die Ergebnisse der von „XMM SAS“ bestimmten Röntgenquellflüsse vorgestellt und die Unterschiede zwischen der Beobachtung von Januar und der Beobachtung von August aufgezeigt. Die Ergebnisse können Aufschluss darüber geben, ob es einen signifikanten Unterschied im Fluss der Quelle gibt, oder nicht, was wiederum die CCO-These widerlegen oder unterstützen könnte.

4.2.1 Vergleich der EPIC Flüsse für Januar/August 2008

Abbildung 4.4 zeigt die Röntgenquellflüsse der Beobachtungen Januar und August 2008 für 68 % Signifikanzlevel.

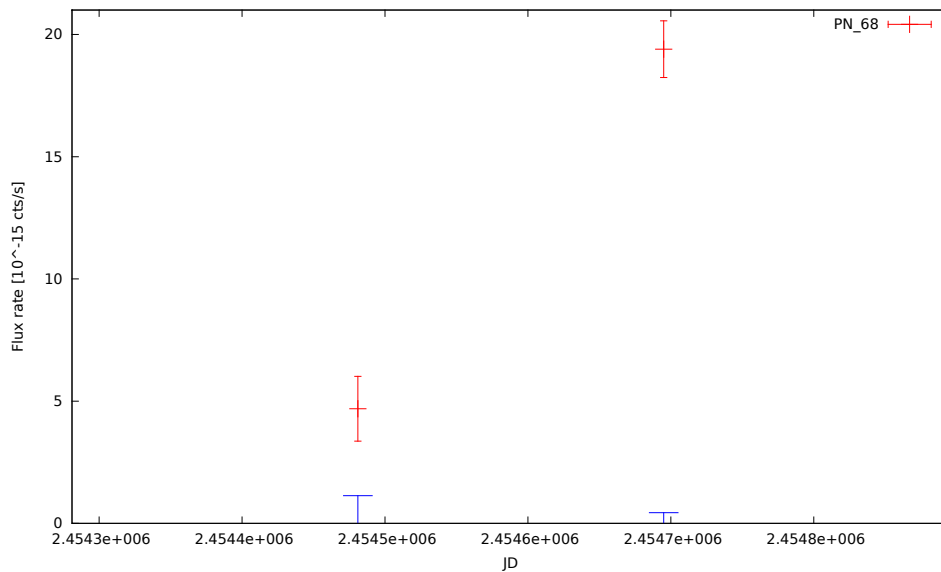


Abbildung 4.4: Berechnete Röntgenquellflüsse für EPIC-pn. Hierbei gilt:

Rote Markierung: Errechnete Flüsse mit Fehlerbalken

Blaue Markierung: Theoretische Empfindlichkeit für das Signifikanzlevel 68 % (1σ)

In diesem Diagramm sind die berechneten Flüsse der Beobachtungen von Januar und August 2008 abgebildet. Auf der X-Achse ist die Zeit in Tagen abgebildet (Julianisches Datum der beiden Beobachtungen), auf der Y-Achse die Flüsse von J1158. Ebenso sind zusätzlich noch die theoretischen Empfindlichkeiten des pn-Detektors für 68 % Signifikanzlevel eingezeichnet (blaue Markierungen). Dies bedeutet, dass alle Fluss-Messwerte auf Höhe der blauen Markierung mit einer Wahrscheinlichkeit von 68 % von der Quelle verursacht wurden. höhere Messwerte entsprechen höheren Wahrscheinlichkeiten.

Hier ein Unterschied im Fluss erkennbar, der bei ungefähr $\gtrsim 9\sigma$ liegt. Da die beiden Beobachtungen im Januar/August stattfanden, ist dies ein starkes Indiz für eine Variabilität auf monatlicher Zeitbasis oder kürzer. Zur vollständigen Betrachtung sind in Abbildung 4.5 noch die Röntgenflüsse in den EPIC-MOS 1/2 Detektoren zu erkennen. Die entnommenen Informationen sind in der gleichen Größenordnung wie im Verlauf des EPIC-pn Detektors (Abbildung 4.4) und untermauern damit die Möglichkeit der zeitlichen Variabilität.

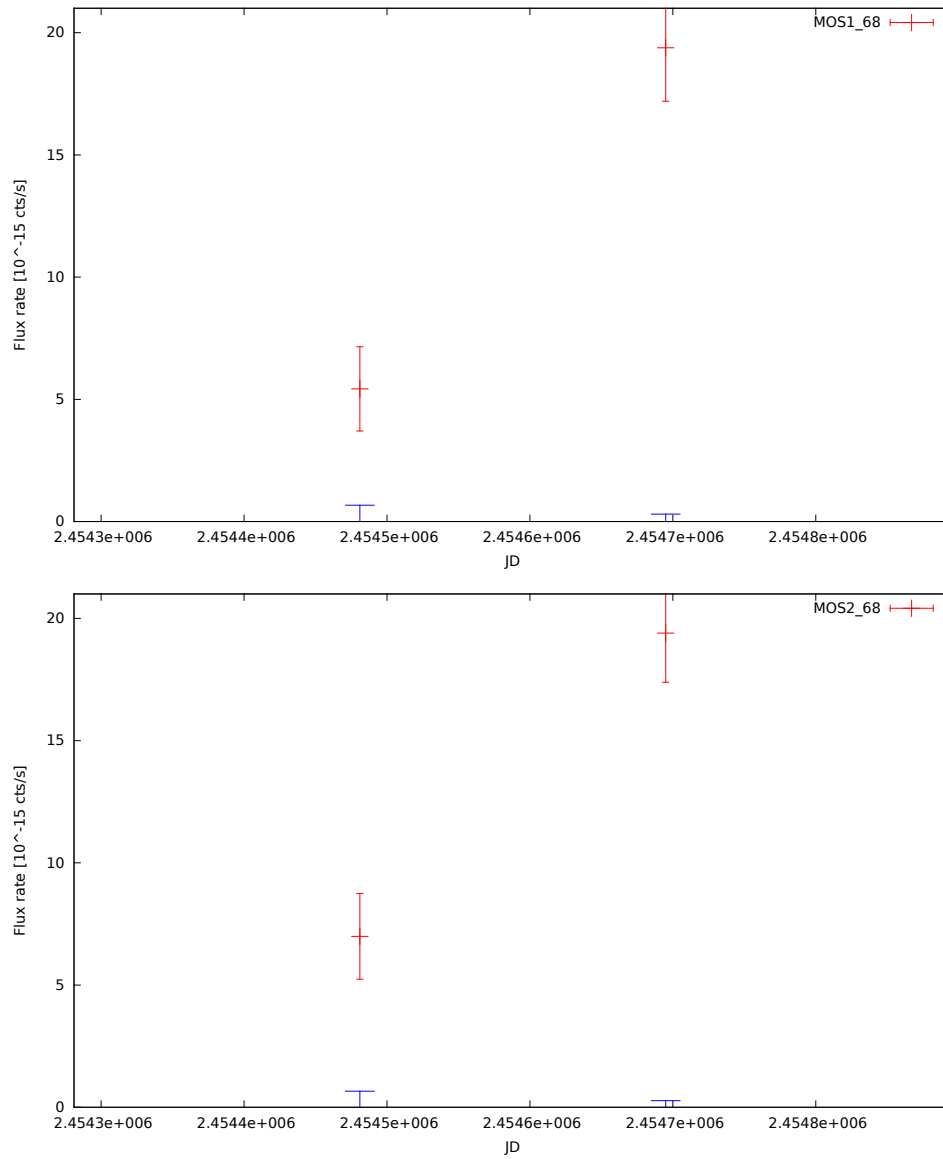


Abbildung 4.5: Berechnete Röntgenquellflüsse für EPIC-MOS1 1/2 bei 68% Signifikanzlevel. Legende analog zu EPIC-pn.

4.3 Suche nach Pulsationen

Wie in Kap. 3.3 gezeigt, wurde zu J1158 eine Pulsationssuche durchgeführt. Abbildung 4.6 zeigt die Ergebnisse von „Powspec“ zur Pulsationsanalyse.

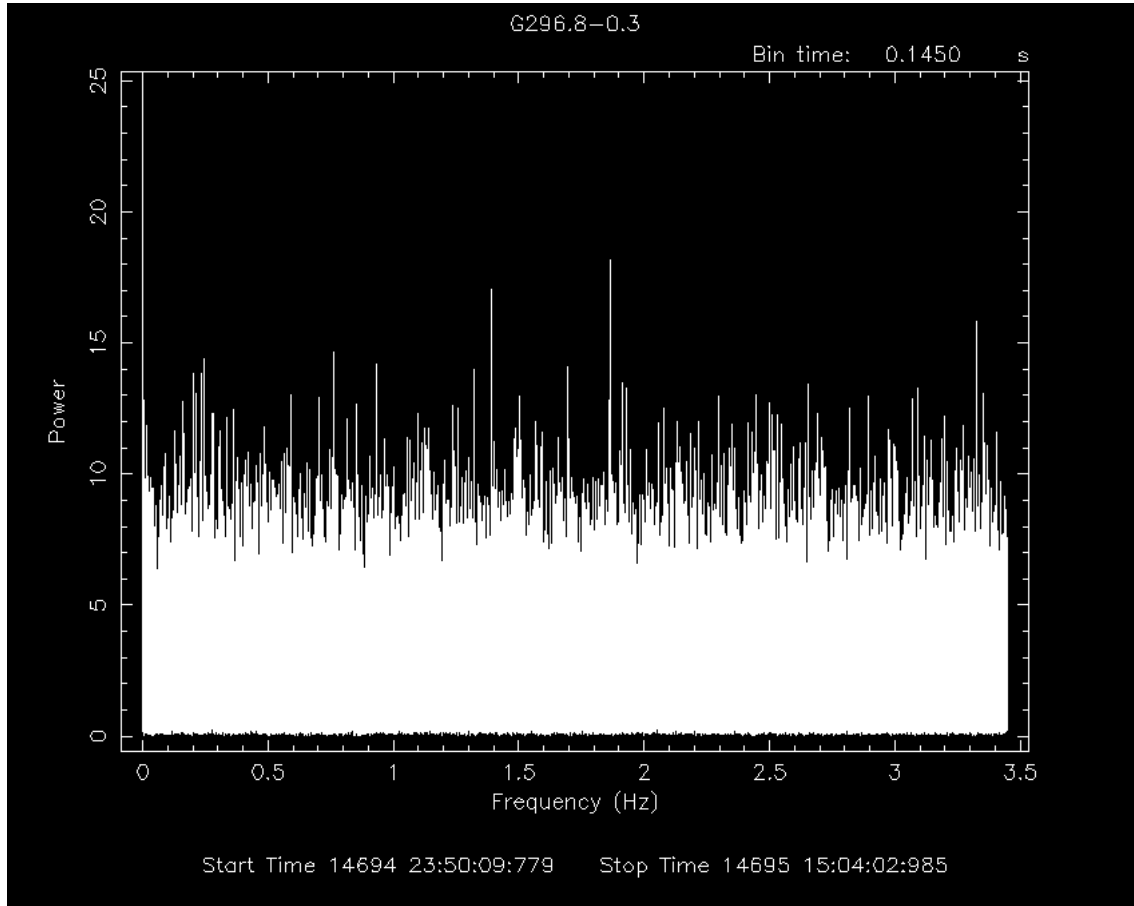


Abbildung 4.6: Powspecausgabe zur Pulsationsanalyse von J1158. Hier ist keine vorherrschende Frequenz erkennbar, die aus dem Hintergrundrauschen heraus sticht.

In diesem Diagramm ist gut zu erkennen, dass keine der angezeigten Frequenzen ausgezeichnet ist und aus dem Hintergrundrauschen heraus sticht.

Die Erkenntnis, die man hieraus ziehen kann, ist die, dass mit sehr großer Wahrscheinlichkeit keine Pulsationen mit Periodendauern oberhalb der doppelten Auslesezeit von XMM-Newton ($T \approx 2 \cdot 73.3 \text{ ms}$) existieren.

4.4 Suche nach spektralen Counterparts

In Kapitel 3.7 wurde gezeigt, dass die statistische und systematische Unsicherheit von XMM-Newton bei der Koordinatenbestimmung von Objekten eine wichtige Rolle spielt und deshalb beachtet werden muss, wenn man für eine Quelle nach möglichen Counterparts sucht. Die Korrektur der Koordinaten wurde bereits in besagtem Kapitel durchgeführt. Im folgenden Abschnitt wird nun auf die Ergebnisse der eigentlichen Suche für J1158 eingegangen, die anhand der neuen Koordinaten durchgeführt wurde.

4.4.1 Counterparts

Abbildung 4.7 zeigt J1158 und alle bekannten astrophysikalischen Quellen im optischen, nahinfraroten und infraroten Bereich im Umkreis von $r=10''$ nach der Korrektur der Koordinaten.

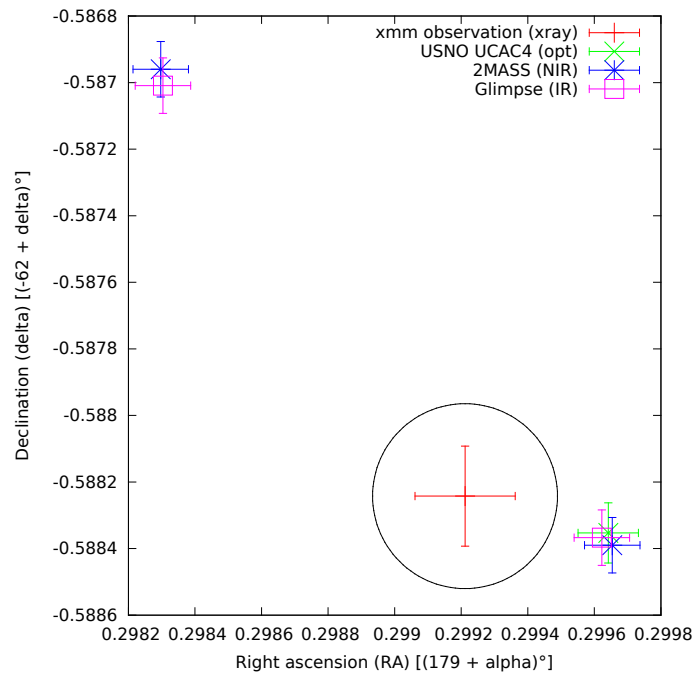


Abbildung 4.7: Sterne im näheren Umfeld von J1158 im Umkreis von $10''$. Dabei gilt: Rot: J1158 mit Ungenauigkeiten; Grün: Optische Counterparts; Blau: Counterparts in NIR; violett: Counterparts in IR; Der schwarze Kreis beschreibt den $1''$ -Abstand von J1158.

Erkennbar ist die Quelle J1158, die in rot gekennzeichnet ist. Der schwarze Kreis markiert den $1''$ -Abstand zu J1158. Dieser Abstand entspricht, wie in Kapitel 3.4.1 erwähnt, der Kombination von statistischer und systematischer Ungenauigkeit der Quellkoordinaten. $\sigma_{\text{ges}} = \sqrt{\sigma_{\text{sys}}^2 + \sigma_{\text{stat}}^2}$.

Außerdem sind 2 Quellen im untersuchten Umkreis zu erkennen, eine mit zwei, eine mit 3 Counterparts, beides vermutlich Sterne. Der Stern mit nur 2 Counterparts befindet sich in einer Entfernung $d \approx 9''$. Der andere Stern besitzt 3 Counterparts und befindet sich in $d_2 \approx 1.5''$ Entfernung.

Nach näherer Betrachtung lassen sich beide Sterne als Counterparts von J1158 ausschließen, da die Entfernung beider Sterne zu J1158 zu groß ist und sie folglich außerhalb der Koordinaten- Ungenauigkeit von J1158 liegen. Die Wahrscheinlichkeit, dass der rechte untere Stern ein Counterpart von J1158 ist, ist demnach sehr niedrig. Die Frage, ob J1158 einen Counterpart besitzt oder nicht, lässt sich allerdings nur anhand dieser Daten allein nicht beantworten.

4.5 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse nochmals kurz zusammengefasst und mögliche Konsequenzen gezogen. Tabelle 4.4 listet diese auf.

Tabelle 4.4: Zusammenfassung der einzelnen Analysen mit Ergebnissen

Analyse	Ergebnis	Folgerung
Spektalanalyse	$n_{\text{H,Quelle}} = 0.24 \pm 0.15 \cdot 10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ $n_{\text{H,Ueberrest}} = 0.8 \pm 0.15 \cdot 10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ $n_{\text{H,Galaktisch}} = 1.45 \pm 0.1 \cdot 10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$	Absorbiertes Powerlaw-Modell wahrscheinlich; Allerdings kein AGN.
Flussanalyse	$F(\text{August})/F(\text{Januar}) \approx 4/1$	Hohe Wahrscheinlichkeit für eine Variabilität auf Monatsbasis oder kürzer
Pulsationen	Keine Pulse mit Pulsperioden P ($2 \cdot 73.3 \text{ ms} \leq P \leq T_{\text{exp}}$) gefunden	
Counterparts	Kein Counterpart innerhalb von $1''$ Abstand gefunden, nächster Stern erst bei Abstand $1.5''$.	Wahrscheinlichkeit für etwaigen Counterpart niedrig.

Dabei steht T_{exp} für die gesamte Belichtungszeit.

Zur Erinnerung: CCOs sind Neutronensterne mit thermischen Spektrum ohne spektrale Counterparts. Sie besitzen einen auf Langzeit gesehen zeitlich konstanten Quellfluss und pulsieren auf Zehntelsekunden-Basis.

Beim Betrachten der Ergebnisse fällt auf, dass sowohl die Spektalanalyse mit einem nicht-thermischen Modell, als auch die Fluss- und Pulsationsanalyse mit Flussvariationen auf Monatsbasis und ohne kurze Pulse gegen die Möglichkeit eines CCO sprechen. Lediglich die Counterpart-Analyse lässt noch minimalen Spielraum offen.

Bei dieser Faktenlage kann man nun definitiv die Möglichkeit eines CCO ausschließen und 2XM-Mi J115836.1-623516 alias J1158 aus der Liste der CCO-Kandidaten entfernen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zustandsgleichung und Masse-Radius-Beziehung Neutronensterne	5
1.2	Zwei Arten der Röntgenstrahlung	6
1.3	Spektrum einer Wolfram-Röntgenröhre	7
1.4	Spektralverlauf Synchrotronstrahlung	8
1.5	Spektralverlauf Schwarzkörperstrahlung	9
1.6	Wechselwirkung Strahlung Materie	11
1.7	Vorkommen der Effekte in Abhängigkeit der Photonenenergie E	12
1.8	Absorptionsverhalten der Erdatmosphäre	13
1.9	Wolteroptik Schema	14
1.10	Exemplarische Darstellung einer codierten Maske	14
1.11	XMM-Newton im Erdorbit	15
1.12	EPIC-MOS und -pn Instrumente	16
1.13	Exemplarische Darstellung Hertzsprung-Russel-Diagramm	18
1.14	Innere Struktur einer aktiven Galaxie	21
1.15	Aufbau Neutronenstern	22
1.16	Leuchtturmeffekt bei Pulsar	23
1.17	Röntgendoppelsternsystem	24
1.18	Funktionsmechanismus Röntgenpulsar	25
1.19	SNR Cassiopeia A mit CCO	27
2.1	Falschfarbenbild des SNR G296.8-0.3	29
2.2	Lichtkurven des EPIC-MOS 1 Detektors	32
2.3	Lichtkurven des EPIC-MOS 2 Detektors	33
2.4	Lichtkurven des EPIC-pn Detektors	34
3.1	Verschiedene Extraktionsradien für die Spektralanalyse	36
3.2	Γ und n_H abhängig vom Extraktionsradius	36
3.3	Extraktionsregionen für das Spektrum von J1158	37
3.4	Extraktionsregionen für das Spektrum von G296.8-0.3	38
3.5	Beispielausgabe Powspec	40
3.6	Die 5 hellsten Röntgenquellen im SNR G296.8-0.3	41
3.7	Mögliche Optische Counterparts	42
4.1	Quellspektrum gefittet mit absorbiertem Potenzspektrum	44
4.2	Quellspektrum gefittet mit absorbierter Schwarzkörperstrahlung	46
4.3	Spektrum der diffusen Röntgenemission	48
4.4	Röntgenquellflüsse EPIC-pn(1)	50
4.5	Röntgenquellflüsse EPIC-MOS 1/2	51
4.6	Powspec-Ausgabe der Pulsationsanalyse	52

4.7	Sterne im näheren Umfeld von J1158	53
-----	--	----

Tabellenverzeichnis

1.1	Bestätigte CCOs und Kandidaten	26
2.1	OBS.ID: 0503780101 Datum: 01/2008 54115 MJD	30
2.2	OBS.ID: 0503380301 Datum: 02/2008 54147 MJD	30
2.3	OBS.ID: 0550170101 Datum: 08/2008 54228 MJD	30
2.4	Beobachtungszeiten nach Filterung	31
3.1	Anzahl der registrierten quellphotonen und Beobachtungszeit Januar/August . . .	39
3.2	Koordinaten vor und nach der Korrektur	42
4.1	Best Fit Parameter für das absorbierte Powerlaw	45
4.2	Best Fit Parameter für die absorbierte Schwarzkörperstrahlung	47
4.3	Modell für die diffuse Röntgenemission	49
4.4	Zusammenfassung der einzelnen Analysen mit Ergebnissen	54

Literaturverzeichnis

- [Arnaud u. a. 2011] ARNAUD, K ; SMITH, R ; SIEMIGINOWSKA, A: *Handbook of X-ray Astronomy*. Bd. 7. Cambridge University Press, 2011
- [Gotthelf u. a. 2013] GOTTHELF, EV ; HALPERN, JP ; ALFORD, J: The Spin-down of PSR J0821-4300 and PSR J1210-5226: Confirmation of Central Compact Objects as Anti-magnetars. In: *The Astrophysical Journal* 765 (2013), Nr. 1, S. 58
- [Ishibashi u. Courvoisier 2010] ISHIBASHI, W ; COURVOISIER, TJ-L: X-ray power law spectra in active galactic nuclei. In: *Astronomy & Astrophysics* 512 (2010), S. A58
- [Klochkov u. a. 2016] KLOCHKOV, D ; SULEIMANOV, V ; SASAKI, M ; SANTANGELO, A: Study of a new central compact object: The neutron star in the supernova remnant G15. 9+ 0.2. In: *Astronomy & Astrophysics* 592 (2016), S. L12
- [Lipunov 1987] LIPUNOV, V M.: The Astrophysics of neutron stars. In: *Astronomische Nachrichten Supplement 1* (1987)
- [McKee u. Ostriker 1977] MCKEE, C.F ; OSTRIKER, J.P: A theory of the interstellar medium- Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. In: *The Astrophysical Journal* 218 (1977), S. 148–169
- [Sánchez-Ayaso u. a. 2012] SÁNCHEZ-AYASO, E ; COMBI, JA ; COLOMBO, JF A. ; LÓPEZ-SANTIAGO, J ; MARTÍ, J ; MUÑOZ-ARJONILLA, AJ: A multiwavelength study of the supernova remnant G296. 8-0.3. In: *Astrophysics and Space Science* 337 (2012), Nr. 2, S. 573–579
- [Scheck 2010] SCHECK, F: Klassische Feldtheorie der Gravitation. In: *Theoretische Physik 3*. Springer, 2010, S. 293–366
- [Tauris u. Van Den Heuvel 2006] TAURIS, TM ; VAN DEN HEUVEL, EPJ: Formation and evolution of compact stellar X-ray sources. In: *Compact stellar X-ray sources* 39 (2006), S. 623–665
- [Tuebingen 2015] TUEBINGEN, Uni: *Anleitung zum physikalischen Praktikum für Mediziner und Zahnmediziner, V42* —. `\url{http://www.uni-tuebingen.de/index.php?eID=tx_nawsecured1&u=0&g=0&t=1476894184&hash=33b566ed300302a282d0f5db16f4b82a949b086f&file=fileadmin/Uni_Tuebingen/Fakultaeten/MathePhysik/Institute/IAP/MedPrakt/Anleitungen/V42.pdf}`. Version: 2015. – [Online; Stand 18. Oktober 2016]
- [Watts u. a. 2014] WATTS, A ; XU, R ; ESPINOZA, C ; ANDERSSON, N ; ANTONIADIS, J ; ANTONOPOULOU, D ; BUCHNER, S ; DAI, S ; DEMOREST, P ; FREIRE, P u. a.: Probing the neutron star interior and the Equation of State of cold dense matter with the SKA. In: *arXiv preprint arXiv:1501.00042* (2014)
- [Wikipedia 2016a] WIKIPEDIA: *Aktiver Galaxienkern* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. `\url{https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Aktiver_Galaxienkern&oldid=157121347}`. Version: 2016. – [Online; Stand 17. Oktober 2016]
- [Wikipedia 2016b] WIKIPEDIA: *Atmosphärisches Fenster* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. `\url{https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Atmosph%C3%A4risches_Fenster&oldid=158658248}`. Version: 2016. – [Online; Stand 17. Oktober 2016]
- [Wikipedia 2016c] WIKIPEDIA: *Bremsstrahlung* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. `\url{https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Bremsstrahlung&oldid=158731276}`. Version: 2016. – [Online; Stand 17. Oktober 2016]

- [Wikipedia 2016d] WIKIPEDIA: *Charakteristische Röntgenstrahlung* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. \url{https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Charakteristische_R%C3%B6ntgenstrahlung&oldid=154854851}. Version: 2016. – [Online; Stand 17. Oktober 2016]
- [Wikipedia 2016e] WIKIPEDIA: *Coded aperture* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. \url{https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Coded_aperture&oldid=734702816}. Version: 2016. – [Online; accessed 16-August-2016]
- [Wikipedia 2016f] WIKIPEDIA: *Neutronenstern* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. \url{https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Neutronenstern&oldid=157331231}. Version: 2016. – [Online; Stand 17. Oktober 2016]
- [Wikipedia 2016g] WIKIPEDIA: *Pulsar* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. \url{https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Pulsar&oldid=158121563}. Version: 2016. – [Online; Stand 18. Oktober 2016]
- [Wikipedia 2016h] WIKIPEDIA: *Schwarzer Körper* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. \url{https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Schwarzer_K%C3%B6rper&oldid=158731516}. Version: 2016. – [Online; Stand 17. Oktober 2016]
- [Wikipedia 2016i] WIKIPEDIA: *Schwarzes Loch* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. \url{https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Schwarzes_Loch&oldid=158674423}. Version: 2016. – [Online; Stand 17. Oktober 2016]
- [Wikipedia 2016j] WIKIPEDIA: *X-ray binary* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. \url{https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=X-ray_binary&oldid=735816068}. Version: 2016. – [Online; accessed 23-August-2016]
- [Wikipedia 2016k] WIKIPEDIA: *XMM-Newton* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. \url{https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=XMM-Newton&oldid=158827786}. Version: 2016. – [Online; Stand 17. Oktober 2016]