

Untersuchung von Masergalaxien im harten Röntgenbereich

Bachelorarbeit am Lehrstuhl für Astronomie
von
Jürgen Walther



Fakultät für Physik und Astronomie
Julius-Maximilians-Universität Würzburg
Am Hubland, 97074 Würzburg

Verantwortlicher Hochschullehrer

Prof. Dr. M. Kadler

Betreuer

Prof. Dr. M. Kadler

12. Juli 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Wissenschaftlicher Hintergrund	3
2.1	AGN	3
2.1.1	Vereinigungsmodell	3
2.1.2	Unterteilung der AGN	4
2.1.3	Spektrum von AGN im harten Röntgenbereich	6
2.2	Maser	8
2.2.1	Das Prinzip des Masers	8
2.2.2	Der Astrophysikalische Maser	8
2.2.3	Entfernungsmessung	9
2.2.4	Massenbestimmung des schwarzen Lochs	11
2.2.5	Bestimmung der Hubble-Konstanten	12
2.3	<i>Swift</i>	13
2.3.1	<i>Swift</i> /BAT	13
2.3.2	<i>Swift</i> /BAT 58 Monate Katalog	15
2.4	Röntgenstrahlung bei Masergalaxien	16
2.4.1	Weiche Röntgenstrahlung	16
2.4.2	Harte Röntgenstrahlung	17
3	Beobachtungsdaten und Analyse	18
3.1	Masersample	18
3.1.1	Unterteilung in Kilo- und Megamaser	18
3.1.2	<i>Star-Forming</i> Maser	19
3.2	Detektionsrate	21
3.2.1	Erklärung der unterschiedlichen Detektionsraten	22
3.3	Spektren	25
3.3.1	<i>Power Law</i> Fit	27
3.3.2	<i>Broken Power Law</i> Fit	32
3.3.3	<i>Cutoff Power Law</i> Fit	40
3.3.4	Vergleich der Fitmethoden	45
3.4	Verbesserter <i>Power Law</i> Fit	48
3.4.1	Fluss im Bereich 20 - 100 keV	50
4	Ergebnisse	52
5	Diskussion	56
5.1	Vergleich verschiedener Parameter	56
5.1.1	H ₂ O Leuchtkraft vs. BAT Leuchtkraft	56
5.1.2	Radio Leuchtkraft vs. BAT Leuchtkraft	57
6	Zusammenfassung	59

7 Anhang	62
7.1 Spektren der detektierten Quellen im gesamten Energiebereich	63
7.2 Spektren bei eingeschränktem Energiebereich	118
Literatur	137
Danksagung	141

1 Einleitung

Aktive Galaxienkerne (engl.: 'Active Galactic Nucleus'; AGN) gehören zu den hellsten (Röntgen-)Strahlungsquellen am Himmel. Die Energie für die Strahlung stammt von einer Akkretionsscheibe, die im Sub-Parsec-Bereich um ein supermassives schwarzes Loch rotiert (Rees, 1984). AGN zu erforschen zählt zu den aktuellen Forschungsgebieten. Wenige AGN senden sehr helle Maserstrahlung einer dem emittierenden Molekül charakteristischen Wellenlänge aus. Die hellsten Maserquellen sind Gaswolken aus H_2O -Molekülen. Mit AGN, die Maserquellen beinhalten, kann man die Entfernung der Galaxie direkt ohne die kosmische Entfernungsleiter bestimmen. Aus dieser genauen Methode der Entfernungsbestimmung kann mit Hilfe der Rotverschiebung die Hubble-Konstante H_0 auf wenige Prozent Genauigkeit berechnet werden. H_0 ist der Parameter bei einer linearen Expansion des Universums. Außerdem kann man anhand der Maserstrahlung die Masse des supermassiven schwarzen Loches im Zentrum der Galaxie ermitteln.

Um eine Masergalaxie zu detektieren werden Radiobeobachtungen bei bestimmten Wellenlängen durchgeführt, z.B. bei 1.3cm bei H_2O Masern. Die Detektionswahrscheinlichkeit eine solche Konfiguration in einer Galaxie zu entdecken ist jedoch sehr gering (ungefähr 3%) (Zhang et al., 2012). Deswegen werden andere effizientere Detektionsmethoden in Erwägung gezogen. Es gibt eine Korrelation, die besagt, dass H_2O -Maser bevorzugt in Galaxien mit hohen Säulendichten (Teilchendichte pro cm^2 entlang der Sichtlinie auf den AGN) vorkommen (Greenhill et al., 2008; Zhang et al., 2006). Dies würde die Detektionswahrscheinlichkeit von Masergalaxien erhöhen, denn man könnte bevorzugt in Galaxien mit hohen Säulendichten nach Masern suchen. Es wurden noch keine Untersuchungen angestellt, welche Eigenschaften die harten Röntgenspektren der AGN von H_2O -Masergalaxien haben. Um dies zu analysieren, wird der *Swift*/BAT-Detektor (Barthelmy et al., 2005) benutzt. Das *Swift*/BAT-Teleskop sucht den Himmel nach plötzlich auftretenden Gammablitz ab. Zusätzlich führt es Beobachtungen vom ganzen Himmel im harten Röntgenbereich (14-195 keV) durch.

Diese Arbeit beschäftigt sich damit, unter Verwendung von Aufnahmen von *Swift*/BAT Korrelationen zwischen Maseremission und der Strahlung im harten Röntgenbereich der Host-Galaxie zu finden. Mithilfe von Daten des erweiterten 58 Monate *all sky survey* Katalogs von *Swift*/BAT wird ein Sample von 136 schon bekannten H_2O -Masern in AGN auf Besonderheiten im harten Röntgenbereich analysiert. Ich werde zuerst allgemein auf aktive Galaxienkerne und deren Eigenschaften sowie die daraus folgende Klassifikation aus dem Vereinigungsmodell (Urry and Padovani, 1995) eingehen. Anschließend beschreibe ich das Maser-Phänomen allgemein und nehme Bezug auf die astrophysikalischen Maser. In Punkt 2.3 erkläre ich den Aufbau und die Funktionsweise des *Swift*-Satelliten allgemein und die des BAT-Detektors im Besonderen. In Kapitel 2.4 sind die bisherigen Ergebnisse von Untersuchungen des harten und weichen Röntgenbereichs in Masergalaxien zusammengefasst. Es folgt die Erläuterung der Zusammenstellung des Samples der aktuellen 136 H_2O -Maser, die in AGN beheimatet sind. Die Signal-zu-Rausch Verhältnisse (engl.: 'signal-to-noise-ratio', SNR) der 136 Maserquellen werden im Abschnitt 3.1 erläutert. Dabei wird speziell auf die unterschiedliche Detektionsrate der Quellen, die vor 2008 detektiert wurden, und derjenigen, die nach 2008 detektiert wurden, eingegangen. Anschließend

werden für die von *Swift*/BAT detektierten Quellen die Spektren analysiert. Dabei werden verschiedene Fitmodelle verglichen und der für den Fit berücksichtigte Energiebereich aufgrund von Detektoreigenschaften variiert. Wichtige Eigenschaften der 136 Maserquellen werden in Kapitel 4 in Tab.4 zusammengefasst. In Abschnitt 5 vergleiche ich die ermittelte Leuchtkraft im Röntgenbereich (20-100 keV) mit der Maserleuchtkraft bei 1.3 cm und der Radioleuchtkraft bei 20 cm. Im letzten Kapitel fasse ich die wichtigsten Ergebnisse meiner Bachelorarbeit kurz zusammen.

Im Anhang werden die Spektren der von BAT detektierten Quellen gezeigt.

2 Wissenschaftlicher Hintergrund

2.1 AGN

Galaxien, die einen aktiven galaktischen Kern besitzen, werden aktive Galaxien genannt. Aktive Galaxien zeichnen sich durch eine stark erhöhte Leuchtkraft in einigen Wellenlängenbereichen im Vergleich zu normalen Galaxien aus. Zusätzlich sind es sehr variable Strahlungsquellen in allen Wellenlängenbereichen sowie meistens helle Röntgenquellen (Kadler, 2002).

Zur Klasse der AGN gehören Quasare, Radiogalaxien, Seyfert-Galaxien, LINER-Galaxien und Blazare. Abb.1 zeigt die Vereinigung der unterschiedlichen AGN-Typen auf ein einheitliches Modell (Urry and Padovani, 1995), das neben dem Beobachtungswinkel auch von der Leuchtkraft und der Existenz eines Jets abhängt.

2.1.1 Vereinigungsmodell

Die Informationen aus dem folgenden Abschnitt wurden aus Kadler (2002) entnommen. Um auf die speziellen Eigenschaften der AGN Hostgalaxien eingehen zu können, werde ich zuerst das einheitliche Modell eines AGN beschreiben. Man geht davon aus, dass alle AGN gleich aufgebaut sind. Die unterschiedlichen Eigenschaften der Galaxienarten hängen im Wesentlichen nur vom Blickwinkel auf den AGN ab. Um ein supermassives schwarzes

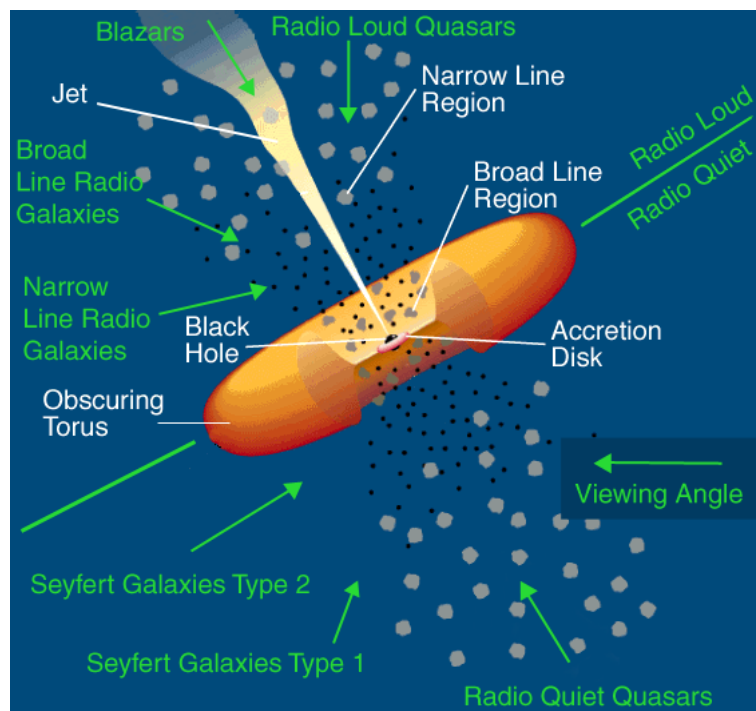


Abbildung 1: Vereinigungsmodell eines AGN (Quelle: NASA)

Loch kreist Materie in einer Akkretionsscheibe mit einer Ausdehnung von ca. 0.1pc (siehe

Abb.1). Die Akkretionsscheibe ist die Hauptstrahlungsquelle des AGN. Durch dissipative Prozesse heizt sich die Akkretionsscheibe stark auf und strahlt ab, der Peak liegt im optisch-ultravioletten Bereich. Die Strahlung regt kaltes Material außerhalb der Akkretionsscheibe an, welches charakteristische Linien aussendet. Senkrecht zur Akkretionsscheibe können sich gebündelte Jets ausbilden. Die Jets sind Materieströme, die zusätzlich zur Akkretionsscheibe helle gebündelte Strahlung im gesamten Energiebereich aussenden. Die Teilchen in den Jets können relativistische Geschwindigkeiten erreichen. Ober- und unterhalb der Scheibe befindet sich die Broad Line Region (BLR), ein Gebiet, in dem sich stark ionisierte Gaswolken unterschiedlicher Elemente mit hoher Geschwindigkeitsdispersion bis zu 10000 km/s sehr nahe um das zentrale schwarze Loch bewegen. Aus dieser Region stammen die stark dopplerverbreiterten Linien im Spektrum von AGN-Galaxien. Die Kernregion um die BLR, die Akkretionsscheibe und das schwarze Loch ist von einem Staubtorus (in Abb.1 Obscuring Torus) umgeben, der bis zu 100 pc Ausdehnung erreichen kann. Weiter außerhalb befindet sich ober- und unterhalb des Staubtorus die konusförmige Narrow Line Region (NLR). Sie ist die Erweiterung der BLR zu größeren Entfernungen, jedoch sind die Geschwindigkeiten der Wolken geringer (bis 100 km/s), was sich im Spektrum durch schmale dopplerverbreiterte Linien sichtbar macht. Der Volumenfüllfaktor beider Regionen ist extrem gering. Die Teilchendichte der NLR beträgt $n_e = 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Werden Moleküle in einen angeregten metastabilen Zustand gehoben, müssen diese nicht durch Kollision ihre Energie abgeben sondern können verbotene Linien (wie z.B. die H_2 -Linie bei 21 cm) emittieren. Die Dichte der BLR hingegen ist zu groß um verbotene Linien emittieren zu können ($n_e > 10^9 \text{ cm}^{-3}$).

2.1.2 Unterteilung der AGN

Die aktiven Galaxien werden in radiolauten und radioleisen AGN unterteilt (nach Kadler (2002)). Bei den radiolauten AGN dominiert die Helligkeit des Jets, bei radioleisen Galaxien beobachtet man keine Jet-Emission. Zu den radioleisen AGN zählen die Seyfert-Galaxien, radioleise Quasare und LINER-Galaxien. Dies ist daran zu erkennen, dass der Blickwinkel mindestens um 90 Grad zur Jet-Richtung geneigt ist und so aufgrund der Abschirmung durch den Staubtorus keine starke Radiostrahlung durch den Jet ankommen kann. Zu der Gruppe der radiolauten AGN gehören die Galaxien, deren Blickwinkel zum Jet kleiner als 90 Grad ist. Diese Galaxien sind die Radiogalaxien, die radiolauten Quasare und die Blazare. Die Spektren dieser Typen werden vom Jet dominiert, da die Strahlung des Jets teilweise oder komplett in der Sichtlinie liegt.

Zu den radioleisen AGN zählen die **Seyfert-Galaxien**. Sie zeigen kontinuierliche, optische Emission sowie schmale Emissionslinien durch die NLR.

Seyfert 1-Galaxien besitzen dazu breite Emissionslinien, da man auf Grund des Beobachtungswinkels direkt auf die BLR blicken kann (siehe Abb.1). Somit sieht man auch intensive weiche Röntgenstrahlung von der Akkretionsscheibe.

Bei den **Seyfert 2**-Galaxien verhindert der Staubtorus die Sicht auf die BLR und absorbiert die weiche Röntgenstrahlung. Im Spektrum erscheinen noch die schmalen Linien der NLR. Wichtig für die Entwicklung des einheitlichen Modells von AGN war die Entdeckung von

„versteckten“ breiten polarisierten Linien in Seyfert 2 Galaxien. Erklärt wird dies dadurch, dass die BLR hinter dem zentralen Absorber versteckt ist, aber über Streueffekte (deswegen polarisiertes Licht) sichtbar wurde.

LINER (**L**ow-**I**onization **N**uclear **E**mission-line **R**egion)-Galaxien haben nur schwache nukleare Emission und sind im Allgemeinen AGN mit geringer Leuchtkraft (low luminosity AGN; LLAGN). Ihr optisches Spektrum ist ähnlich zu Seyfert 2 Galaxien, außer dass - wie der Name schon sagt - die schwachen Ionisationslinien relativ stark sind. Der Prototyp einer LINER-Galaxie ist NGC 1052. Es ist nicht klar ob die gesamte LINER-Klasse als Erweiterung der AGN bei geringer Leuchtkraft gesehen werden kann. Alternativ kann das LINER-Spektrum auch durch massive Sternentstehung hervorgerufen werden. Ähnlich zu Seyfert-Galaxien zeigen ungefähr 15% der LINER Galaxien breite H_α -Komponenten. Sie können damit auch in Unterklassen unterteilt werden, wobei in LINER 1-Galaxien breite H_α -Linien detektiert werden und bei LINER 2-Galaxien nicht. Da LINER-Galaxien nicht eindeutig den AGN zugeordnet werden können, sind sie im Bild nicht angezeigt.

Quasare und **QSO's** gehören auch zur Klasse der AGN. Quasar ist ein Akronym für "quasi stellar radio source", QSO für "Quasi Stellar Object". Ihr Unterschied besteht darin, dass Quasare im Gegensatz zu QSO's im Radiobereich stark abstrahlen. Deswegen werden QSO's auch als radioleise Quasare bezeichnet. Jedoch werden oft beide Namen für dasselbe benutzt, so lange es nicht um einen speziellen Radiofluss geht. QSO's sind im Wesentlichen helle Seyfert 1-Galaxien. Sie besitzen also ein optisches Kontinuum. Sie haben keine starke Radioemission, da der Blickwinkel in die entgegengesetzte Richtung der Jetemission zeigt. Der Blickwinkel der Radio Quiet Quasars in Abb.1 ist etwas unglücklich gezeichnet. Er kann auch mit der Sichtlinie von Seyfert1-Galaxien überlappen. Deshalb ist das Spektrum der radioleisen Quasare reich an breiten Linien aus der BLR. Radiolaute Quasare verhalten sich genauso wie radioleise Quasare mit einem Jet. Ihr Spektrum besitzt also ein starkes optisches Kontinuum, breite und schmale Emissionslinien, starke Röntgen- und eine ausgedehnte Radioemission, da gestreute Strahlung des Jets in die Sichtlinie fällt. AGN mit variierender, polarisierter Emission im optischen, Radio- und Röntgenbereich sind als **Blazare** klassifiziert. Da der Jet sich entlang der Sichtlinie ausbreitet, ist das Spektrum ein Kontinuum ohne Features vom Radio- bis hin zum (harten) Röntgenbereich. Bei den Blazaren gibt es eine weitere Unterteilung in **BL Lac-Objekte** und **OVV-Quasare**. BL Lac-Objekte zeigen - wenn überhaupt - schwache Absorptions- und Emissionslinien. OVV Quasare, OVV heißt optically violent variable, besitzen oft starke breite Emissionslinien. Beide Unterklassen variieren stark im optischen Bereich auf einer Zeitskala von weniger als einem Tag. Die Ursache hierfür liegt in der Variabilität des Jets, der bei den Blazaren in der Sichtlinie liegt. OVV Quasare haben im Durchschnitt eine höhere Rotverschiebung als BL Lac-Objekte.

Radiogalaxien zeigen nukleare und ausgedehnte Radioemission. Sie unterscheiden sich analog zu den Seyfert-Galaxien in Broad Line- und Narrow Line-Galaxien (siehe Abb.1). Die **Broad-Line-Radiogalaxien** haben ein starkes optisches Kontinuum und breite Linien durch die BLR, während bei den **Narrow-Line-Radiogalaxien** die Strahlung des Kerns und der BLR durch den Staubtorus absorbiert wird. Die Radiogalaxien machen nur einen sehr kleinen Teil der AGN aus, da nur 10-15% der AGN starke Radioemission zeigen.

2.1.3 Spektrum von AGN im harten Röntgenbereich

In diesem Unterkapitel werden kurz die Prozesse erläutert, die allgemein das Spektrum eines AGN im harten Röntgenbereich (ab ca. 15 keV) bewirken (nach Müller (2007)).

Einen sehr kleinen Anteil der Strahlung im harten Röntgenbereich bewirkt die Synchrotronstrahlung der in der Akkretionsscheibe befindlichen Elektronen. Jedoch benötigt es Elektronen einer Energie über 10^{12} eV um Synchrotronstrahlung bis hin zum Röntgenbereich zu produzieren. Da Teilchen aus der kosmischen Strahlung noch viel höhere Energien besitzen, ist die mögliche Existenz von solch hochenergetischen Elektronen realistisch (Kitchin, 2007).

Den größten Anteil der Strahlung im harten Röntgenbereich bewirkt die inverse Compton-

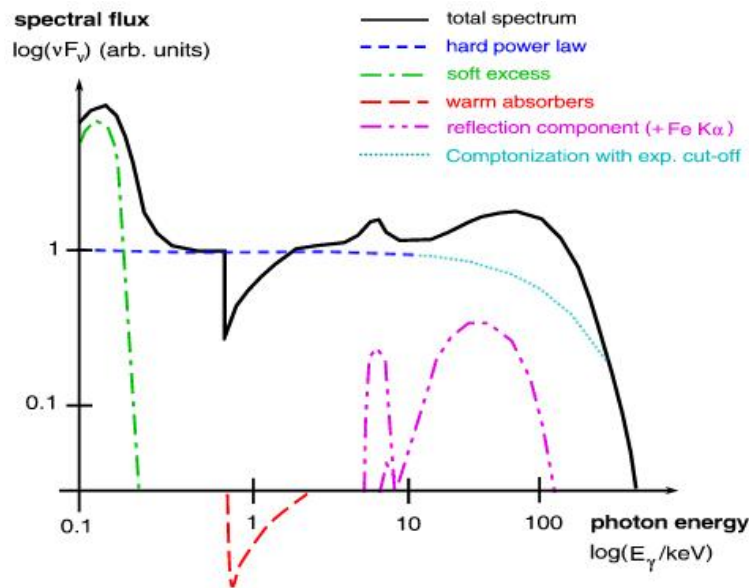


Abbildung 2: Röntgenspektrum eines AGN (schematisch) (Quelle: Müller (2007))

Streuung (Müller, 2007; Fabian, 2005). Die inverse Compton-Streuung (auch Comptonisierung genannt) ist der Umkehrprozess der Compton-Streuung. Bei der Compton-Streuung wird ein Photon inelastisch an einem ruhenden Elektron gestreut, wobei dabei Energie vom Photon auf das Elektron übertragen wird. Beim inversen Compton-Prozess gibt ein schnelles Elektron an ein niederenergetisches Photon Energie ab. Im AGN geschieht dieser Prozess durch die ultrarelativistischen Elektronen in der Korona, die Photonen niedriger Energie durch Wechselwirkung bis auf eine Energie im harten Röntgenbereich anheben. Die Korona ist ein sehr heißes Gebiet, das beim Einfall von Materie auf ein schwarzes Loch entsteht. Es gibt verschiedene Modelle, die die Lage der Korona um die Akkretionsscheibe beschreiben. Wichtig für diesen Prozess ist jedoch nur, dass eine Korona (teilweise) vorhanden ist. Die sogenannten Saatphotonen für die Comptonisierung kommen entweder von der Akkretionsscheibe selber (z.B. durch Synchrotronstrahlung) oder von der kosmischen Hintergrundstrahlung. Wenn an dem Plasma, das die Synchrotronstrahlung emittiert, auch die Comptonisierung stattfindet, spricht man von Synchrotron-Selbst-Comptonisierung

(engl.: synchrotron self-compton, SSC). Um die Spektren der Photonen bei diesem Prozess theoretisch zu ermitteln, muss die Kompaneets-Gleichung gelöst werden. Dies ist jedoch nur numerisch durch Monte Carlo Simulationen machbar (Wilms, 2010). Anhand von Monte Carlo Simulationen sieht man, dass das Modell der inversen Compton Streuung eine Power Law-Verteilung der Photonenenergien mit einem exponentiellen *Cutoff* (blaue und türkis gestrichelte Linie in Abb.2) bei einigen 100 keV liefert (Erklärung zum *Cutoff Power Law* siehe Abschnitt 3.3.3). Der Photonindex Γ des Potenzgesetzes liegt zwischen 1.8 und 2.0 bei den radioleisen AGN, während das Spektrum der radiolauten AGN flacher ist ($1.5 < \Gamma < 1.7$) (Risaliti and Elvis, 2004).

Zusätzlich zu dem ausgeprägten Kontinuum befindet sich im Bereich von 5 bis etwa 100 keV eine Reflexionskomponente (violett gestrichelte Linie in Abb.2). Im niederenergetischen Teil (bis ca. 8 keV) kommt diese zusätzliche Komponente durch Emissionslinien von Elementen wie Eisen, Nickel oder Chrom zustande. Die Fe K_α -Linie liegt beispielsweise bei etwa 6.4 keV.

Der breite Bereich bei höheren Energien entsteht durch Wechselwirkung der comptonisierten Strahlung aus der Korona mit der Akkretionsscheibe. Die Strahlung von der Korona wird an der Akkretionsscheibe durch Thomson-Streuung reflektiert. Die stark ionisierten Teilchen der Scheibe wirken wie ein Spiegel. Das Maximum des Buckels liegt bei 20-30 keV. In Abb.2 ist beispielhaft ein Röntgenspektrum mit den einzelnen Komponenten dargestellt. Anschaulich beschreibt die Kurve die Intensität der Strahlung bei der jeweiligen Energie in logarithmischer Auftragung. Dabei ist für diese Arbeit nur der Bereich ab ca. 10 keV interessant. Im weichen Röntgenbereich dominieren andere Prozesse das Spektrum, die hier nicht weiter erwähnt werden. Das blau gestrichelte *hard power law* mit dem Übergang zum exponentiellen *Cutoff* symbolisiert das Kontinuum durch die Comptonisierung. Die Ausprägung der verschiedenen Komponenten ist galaxiespezifisch. Vor allem hängen der breite Buckel und das Kontinuum von der Orientierung und dem Abstand der Korona zur Akkretionsscheibe ab.

2.2 Maser

Der Begriff Maser steht für „microwave amplification by stimulated emission of radiation“. Das Maserphänomen beschreibt die Verstärkung von Mikrowellenstrahlung durch stimulierte Emission analog zum Laser, bei dem der optische Wellenlängenbereich verstärkt wird. Diese Erscheinung wurde unter Laborbedingungen erstmals 1951 vom amerikanischen Physiker Charles H. Townes (Gordon et al., 1954) entdeckt. In den folgenden Abschnitten gehe ich auf Entdeckung und Funktionsweise eines Masers ein. Nach dem Übergang zum astrophysikalischen Maser werden die speziellen Eigenschaften und der Nutzen der Maser in der Astronomie dargestellt.

2.2.1 Das Prinzip des Masers

Grundlage zum Anregen der Maserstrahlung ist die stimulierte Emission. Dazu muss durch äußere Einflüsse eine lokale Störung des thermodynamischen Gleichgewichts vorliegen. Dies führt dazu, dass sich entgegen der Boltzmann-Verteilung mehr Elektronen auf einem höheren Energieniveau befinden als auf einem niedrigeren. Dieses Phänomen wird Besetzungsinversion genannt. Der energetische Unterschied zwischen niedrigerem und höherem Energieniveau liegt bei einfachen Molekülen im Energiebereich von Mikrowellenstrahlung. Das Atom oder Molekül befindet sich in einem semistabilen Anregungszustand. Trifft nun ein Photon, dessen Energie genau dem Energieunterschied dieser zwei Niveaus entspricht, auf ein solches Molekül, so wird dieses zum Rückgang in das niedrigere Energieniveau angeregt und emittiert dabei ein Photon, was vollständig kohärent mit dem stimulierenden Photon ist. Durch diesen Prozess erreicht der Maser seine hohe Intensität. Die charakteristische Wellenlänge für H_2O -Maser liegt bei 1.35 cm, für einen OH-Maser bei 18 cm und für einen H_2 -Maser bei 21 cm (Lo, 2005).

Neben der extrem hohen Helligkeit ist das Maserspektrum schmalbandig. Die emittierte Strahlung ist eigentlich monochromatisch, durch optische Linienverbreiterung kommt die Maserstrahlung etwas aufgeweitet auf der Erde an.

2.2.2 Der Astrophysikalische Maser

Lange Zeit ging man davon aus, dass Maser nur unter Laborbedingungen existieren können, da zur Besetzungsinversion eine kontinuierliche Energiezufuhr und eine bestimmte Dichte und Temperatur des Gases Voraussetzung sind. Zum Beispiel muss für einen Astrophysikalischen H_2O -Maser die Temperatur über 300K betragen, wobei die Teilchendichte des Gases zwischen 10^8 cm^{-3} und 10^{11} cm^{-3} liegen muss (Lo, 2005). 1963 gelang es Alan H. Barrett erstmals eine Maserquelle im Weltraum zu beobachten (Barrett and Rogers, 1966). Diese Entdeckung war sehr bedeutsam, da man sich von Masern Verbesserungen in astrophysikalischen Messmethoden versprach.

Astrophysikalische Maser können nach ihrer physikalischen Herkunft in zwei verschiedene Klassen unterteilt werden. Die erste Klasse beinhaltet Maser in Sternentstehungsgebieten. Die zweite Klasse bilden die AGN-Maser, also Maser, die um einen aktiven galaktischen

Kern existieren. Die für die Besetzungsinversion nötige Energie wird durch einen Pumpmechanismus zugeführt. Die Energie kann einerseits von Stößen der Gasmoleküle untereinander oder von anderen Energiequellen, wie zum Beispiel durch die Strahlung der Akkretionsscheibe um ein supermassives schwarzes Loch oder durch den Jet kommen. Durch die Besetzungsinversion wird stimulierte Emission und somit der Maser-Prozess ermöglicht (Lo, 2005). Der Anregungsprozess über die Strahlung der Akkretionsscheibe ist explizit in Neufeld et al. (1994) behandelt. Dabei erhitzt die nukleare Röntgenquelle das Gas auf Temperaturen, die zur Emission der H_2O -Maserstrahlung geeignet ist. Die Untersuchungen der in Abschnitt 5.1.1 gezeigten Ergebnisse in Bezug auf die Korrelation zwischen Maseremission und Röntgenstrahlung wurden wegen dieser Theorie durchgeführt.

Die AGN-Maser werden nochmals unterteilt anhand der Position im AGN. Ungefähr 40 % sind Diskmaser-Kandidaten (Kondratko et al., 2006; Zhang et al., 2010). Dabei bewegen sich die Maser auf einer Scheibe mit einem Radius von 0.1-1 pc um den Kern (genauere Erklärung siehe Abschnitt 2.2.3). Außerdem gibt es noch Maser, die sich in der Nähe des nuklearen Jets des AGN befinden und durch diesen angeregt werden (Jet-Maser) sowie Maser, deren Strahlung durch nukleare Ausbrüche verstärkt wird (Zhang et al., 2006). Die Klassifikation in diese drei Masertypen in AGN beruht hauptsächlich auf VLBI (Very Long Baseline Interferometry)-Beobachtungen (Greenhill et al., 2009) sowie auf spektralen Eigenschaften der Maseremission (Kandalyan and Al-Zyout, 2010).

Es gibt verschiedene Molekülarten, auf denen astrophysikalische Maser basieren können. Während man den OH-Maser vor allem in Sternentstehungsgebieten findet, kommt der H_2O -Maser hauptsächlich in AGN vor.

Maser werden als Kilomaser bezeichnet, wenn deren Leuchtkraft kleiner als $10 L_\odot$ ist. Die Maser mit größerer Leuchtkraft werden als Megamaser bezeichnet (Greenhill et al., 2008). Die meisten Kilomaser existieren in Sternentstehungsgebieten, während die AGN-Maser häufig Megamaser sind (Lo, 2005).

In meiner Arbeit habe ich mich mit H_2O -Masern beschäftigt, da diese die hellsten Maserquellen sind und hauptsächlich in AGN existieren.

2.2.3 Entfernungsmessung

Die Klasse der Diskmaser aus den AGN-Masern ist für direkte Entfernungsbestimmung gut geeignet (nach Braatz et al. (2010)). Die Entfernung von Objekten wird normalerweise mühsam über die kosmische Entfernungsleiter bestimmt, denn eine direkte Entfernungsmessung ist normalerweise nur für Objekte kleiner als 1000 pc möglich. Bei der kosmischen Entfernungsleiter werden aus Korrelationen verschiedener direkter Messmethoden Rückschlüsse auf größere Entfernungen gezogen. Dabei nutzt man zum Beispiel die Perioden-Leuchtkraft Beziehung von Cepheiden oder Vergleichsmessungen der Helligkeit des untersuchten Objekts mit einer Standardkerze. Jedoch pflanzt sich der Fehler bei den einzelnen Entfernungsbestimmungen immer weiter fort. Mit Hilfe von Megamasern kann man Entfernungen ohne Einbeziehung anderer Objekte bestimmen. Masergalaxien bilden somit einen weiteren Schritt in der kosmischen Entfernungsleiter. Für die Entfernungsbestimmung nutzt man Diskmaser.

Zusätzlich zu den Systemkomponenten (direkt vor dem Kern in der Sichtlinie) findet man durch VLBI-Beobachtungen auch Hochgeschwindigkeitskomponenten am linken und rechten Rand der Scheibe, die sich auf der einen Seite auf den Beobachter zu und auf der anderen Seite vom Beobachter weg bewegen (siehe Abb.3). Die Linien der Maser, die sich auf der Scheibe auf den Beobachter zu bewegen, sind blauverschoben und werden in den beiden Bildern (Abb.3 und 4) als blaue Regionen gekennzeichnet, analog die rotverschobenen Maser. Mithilfe dieser Art von Diskmaser konnten Entfernungen von Galaxien direkt bestimmt sowie die Masse des supermassiven schwarzen Loches im Zentrum des AGN ermittelt werden.

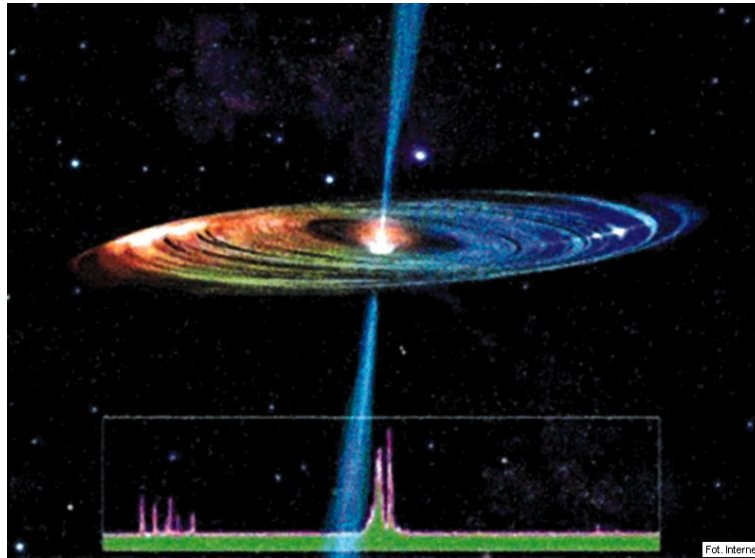


Abbildung 3: Künstlerische Darstellung der H₂O-Maser der Galaxie NGC 4258, die um ein supermassives schwarzes Loch kreisen (Quelle: NASA)

Paradebeispiel dieser Analyseverfahren zur Entfernungsbestimmung ist NGC 4258 (Herrnstein et al., 1999). In Abb.3 sieht man eine Veranschaulichung der Masereigenschaften von NGC 4258. Die Positionen der Maser in der Galaxie sind direkt über dem Intensitätsverlauf veranschaulicht. Die Maser kreisen um das zentrale schwarze Loch. Aus der Kernregion tritt ein Jet sowie ein Counterjet in die entgegengesetzte Richtung aus. Unter der Annahme, dass sich die Maser auf einer Kreisscheibe bewegen, lässt sich mit Hilfe der keplerschen Gesetze über $D = \frac{r}{\theta}$ die Entfernung bestimmen, wobei θ der Winkel zwischen dem Zentrum der Kreisscheibe und der Maserposition und r der Abstand des Masers zum Zentrum ist. Der Abstand r kann mithilfe der Zentripetalbeschleunigung a der Maser und deren Rotationsgeschwindigkeit v_r über $a = \frac{v_r^2}{r}$ ausgedrückt werden. Damit ergibt sich für die Entfernung D zur Erde

$$D = \frac{v_r^2}{a\theta},$$

wobei v_r und θ direkt über das Keplerprofil der Scheibe abgelesen werden können (siehe Abb.4). In Abb.4 sind im oberen Teil die Positionen der Maser eingezeichnet. Im unteren

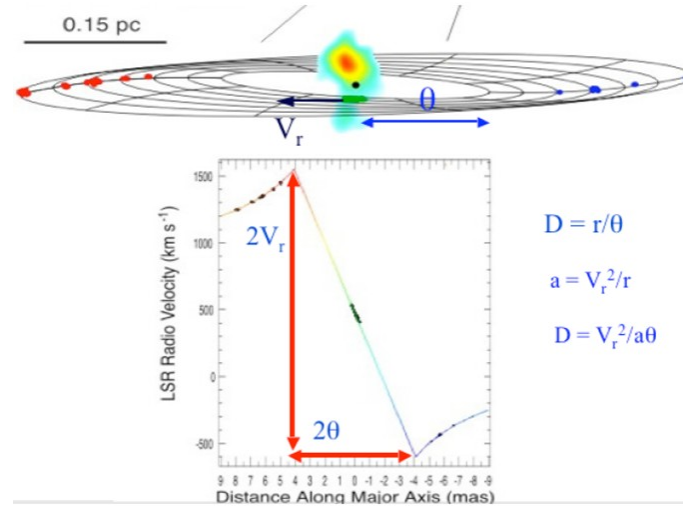


Abbildung 4: Keplerprofil der H₂O-Maser von NGC 4258 (Quelle: Braatz et al. (2009a))

Teil von Abb.4 ist die Rotationsgeschwindigkeit gegen den Abstand vom Zentrum der Kreisscheibe in Millibogensekunden aufgetragen. Die Punkte entsprechen den einzelnen Maserkomponenten. Anhand dieses Graphen kann der Winkel θ und die Rotationsgeschwindigkeit v_r abgelesen werden. Beobachtet man die Hochgeschwindigkeitskomponenten über Jahre hinweg, kann man daraus die Zentripetalbeschleunigung a der Maser und somit die Entfernung D ermitteln.

2.2.4 Massenbestimmung des schwarzen Lochs

Im Zentrum des AGN befindet sich ein supermassives schwarzes Loch. Durch die kepler-schen Gesetze lässt sich auch die Masse des supermassiven schwarzen Lochs ermitteln. Angenommen das schwarze Loch ist punktförmig und sitzt im Zentrum der Kreisscheibe, kann man das Kräftegleichgewicht von Zentrifugal- und Gravitationskraft ausnutzen:

$$\frac{mv_r^2}{r} = \frac{GmM}{r^2},$$

wobei m die Masse der Gaswolke, die die Maser beinhaltet, M die Zentralmasse und G die Gravitationskonstante ist. Dabei gilt dann für die Zentralmasse und somit näherungsweise für die Masse des supermassiven schwarzen Lochs

$$M = \frac{D\theta v_r^2}{G} = \frac{v_r^4}{aG}.$$

2.2.5 Bestimmung der Hubble-Konstanten

Eine weitere wichtige Anwendung der Diskmaser in AGN ist die genaue Bestimmung der Hubble-Konstanten H_0 .

Bei einer Analyse der Anisotropien der kosmischen Hintergrundstrahlung wurde festgestellt, dass ungefähr 70 % des Universums aus dunkler Energie besteht (Braatz et al., 2009b). Die Natur der dunklen Energie ist noch ungeklärt. Es gibt verschiedene Modelle, die sich in dem Parameter w der Zustandsgleichung der dunklen Energie $p = w\rho$ unterscheiden, wobei p der Druck und ρ die Dichte ist. Ein vielversprechender theoretischer Ansatz für die Erklärung der dunklen Energie enthält die kosmologische Konstante mit $w = -1$; bei einem anderen Modell, einem dynamischen, skalaren Feld, bekannt als Quintessenz, ist $w < -\frac{1}{3}$ (Braatz et al., 2009b). Als Ergänzung zu Messungen der kosmischen Hintergrundstrahlung würde eine genaue Bestimmung der Hubble-Konstanten den Parameter w der Zustandsgleichung zuverlässig angeben. Es ist aber schwer H_0 mit hoher Genauigkeit zu messen, wenn man Standardkerzen wie Cepheiden benutzt. Jedoch kann man - wie oben beschrieben - große Entfernungen direkt über Megamaser mit einer großen Genauigkeit bestimmen. Aus der Entfernung lässt sich dann die Hubble-Konstante ermitteln. Jedoch muss die Entfernung der Diskmaser groß genug sein um daraus H_0 berechnen zu können. NGC 4258 beispielsweise liegt mit 7 Mpc Entfernung nicht im Hubble Fluss (30 oder 50-200 Mpc) und ist damit zu nah um die Hubble-Konstante bestimmen zu können (Braatz et al., 2009b). Die Fluchtgeschwindigkeit v_f der Galaxie wird durch ihre Eigengeschwindigkeit überlagert und somit verfälscht.

Das Megamaser Cosmology Project (MCP) sucht nach entfernten Galaxien im Hubble Fluss und bestimmt Entfernungen über die oben genannte Methode mit dem Ziel innerhalb von fünf Jahren die Hubble-Konstante auf 3 % Genauigkeit ermitteln zu können (Braatz et al., 2010). Die Seyfert 2 Galaxie UGC 3789 liegt mit einer Entfernung von 50 Mpc im Hubble Fluss, die Eigengeschwindigkeit der Galaxie ist somit klein gegenüber der Fluchtgeschwindigkeit v_f , wobei man v_f aus $v_f = c \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}$ berechnen kann; λ ist Wellenlänge der H_2O -Linie der Systemkomponente der Diskmaser, λ_0 die unverschobene Wellenlänge der H_2O -Emissionslinie (1.3 cm), c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Damit lässt sich die Rotverschiebung z der Systemkomponente der Diskmaser über $z = \frac{v_f}{c} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}$ ermitteln. Für Galaxien im Hubble Fluss ergibt sich ein linearer Zusammenhang zur Berechnung der Hubble-Konstanten: $H_0 = \frac{v_f}{D} = \frac{zc}{D}$, wobei D die über das Keplerprofil bestimmte Entfernung ist. Der Fehler der Hubble-Konstanten setzt sich also aus dem Fehler der Entfernungsbestimmung sowie aus der Ungenauigkeit der Rotverschiebung zusammen.

Unter Vernachlässigung der Eigengeschwindigkeit der Masergalaxie wurde die Hubble-Konstante bei UGC 3789 auf $(69 \pm 11) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ bestimmt (Braatz et al., 2010). Ein momentan benutzter Wert von H_0 liegt bei $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Das Megamaser Cosmology Project sucht nach weiteren Diskmasern in anderen Galaxien, die in ungefähr derselben Entfernung wie UGC 3789 liegen. Dadurch können die Einflüsse anderer Galaxien auf UGC 3789 untersucht und so die Eigengeschwindigkeit besser von der Fluchtgeschwindigkeit abgegrenzt werden. Dies ermöglicht dem MCP eine genauere Bestimmung des Hubble-Parameters (Kuo et al., 2011).

2.3 Swift

Die folgenden Informationen zum *Swift*-Satelliten sowie dessen Teleskope sind ausgehend von der offiziellen NASA-Homepage http://swift.gsfc.nasa.gov/docs/swift/about_swift/ entnommen.

Der *Swift*-Satellit wurde am 20. November 2004 in den Erdorbit geschossen und ist Teil des Medium Explorer (MIDEX)-Programms der NASA. Der komplette Satellit ist 1470 kg schwer, 18.5 ft hoch und 17.75 ft breit. Der *Swift*-Satellit besteht aus drei Teleskopen, dem Burst Alert Teleskop (BAT), dem X-Ray Teleskop (XRT) und dem UV/Optical Teleskop (UVOT). *Swift* ist das erste Multiwellenlängen-Teleskop, das dazu gebaut wurde Gammablitz (engl: gamma-ray bursts, GRB) zu studieren. Das Ziel ist es kurzlebige Gammablitz zu detektieren und zu lokalisieren und die *Afterglow*-Lichtkurven in verschiedenen Energiebereichen aufzunehmen.

Das **Burst Alert Teleskop (BAT)** dient zum Detektieren der Gammablitz. Mit einem großen Öffnungswinkel von 2 Steradian und einem Energiebereich von 15-150 keV detektiert BAT ungefähr 100 Gammablitz pro Jahr. Der Satellit wird anhand der Positionsbestimmung des BAT-Teleskop (1-4 Bogenminuten Genauigkeit) innerhalb von weniger als 90 Sekunden („*Swiftly*“) so ausgerichtet, dass das Nachleuchten im weichen Röntgen- sowie im optisch/ultravioletten Bereich beobachtet werden kann.

Das **X-Ray Teleskop (XRT)**, das in einen Energiebereich von 0.2 – 10 keV detektiert, ist für die Nachbeobachtung des GRB in diesem Energieband zuständig. XRT kann die Position des GRB im weichen Röntgenbereich auf 3-5 Bogensekunden genau bestimmen und hat ein Gesichtsfeld (Öffnungsfläche) von 23.6 x 23.6 Bogenminuten.

Das **UV/Optical Teleskop (UVOT)**, das Photonen von 170 - 650 nm Wellenlänge registriert, kann die optische Position des Gammablitzes auf 0.3 Bogensekunden genau ermitteln. Das Gesichtsfeld des Teleskops beträgt 17 x 17 Bogenminuten. Es wird wie das XRT auf den Gammablitz ausgerichtet um das Nachleuchten im optisch/ultravioletten Bereich aufzunehmen.

Dadurch, dass XRT und UVOT nach der Entdeckung des Gammablitzes durch BAT so schnell ausgerichtet werden können, kann die Position des Ausbruchs anhand des Nachglühens im UVOT auf 0.5 Bogensekunden genau bestimmt werden. Mithilfe dieser Daten soll einerseits der Ursprung der Gammablitz geklärt werden. Zum anderen sollen die Gammablitz auch klassifiziert und zur Untersuchung des frühen Universums verwendet werden. Außerdem kann mit *Swift*/BAT die erste sensitive harte Röntgenbeobachtung des ganzen Himmels durchgeführt werden. Die Beobachtungsdaten von *Swift*/BAT des kompletten Himmels nutze ich, um die Eigenschaften von AGN-Maser im harten Röntgenbereich zu studieren.

2.3.1 Swift/BAT

Das *Swift*/BAT-Teleskop detektiert in einem Energiebereich von 15-150 keV. Die Detektionsgrenze kann bis auf 500 keV erhöht werden, die Daten sind jedoch deutlich schlechter als im Energiebereich von 15-150 keV. Der Öffnungswinkel des Teleskops beträgt 2 Steradian (effektiv 1.4 Steradian, da die Öffnung teilweise kodiert ist; siehe Abb.5), weswegen es

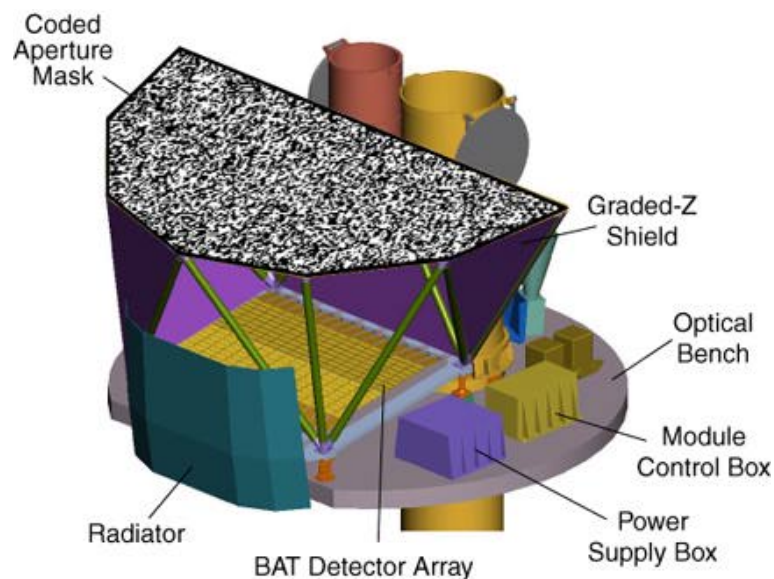


Abbildung 5: Skizze des *Swift*/BAT-Detektors (Quelle: NASA)

während der Suche nach Gammablitzten noch Aufnahmen des ganzen Himmels im harten Röntgenbereich machen kann.

Die Detektorfläche besteht aus 32768 4 x 4 x 2 mm-großen CdZnTe(CZT) Platten. Sie formen ein 1.2 x 0.6 m sensitives Gebiet in der Detektorebene. Gruppen aus 128 solcher CZT-Elemente werden zu 8x16 Arrays zusammengefasst, wobei jedes Array mit einem *128-Channel Readout Application Specific Integrated Circuits* (ASICs) verbunden wird. Acht Detektormodule, die jeweils zwei solche Arrays enthalten, werden weiter in Detektor-Blöcke zusammengefasst. 16 dieser Detektor-Blöcke entsprechen der ganzen Detektorfläche. Durch diese hierarchische Struktur zusammen mit der kodierte Blenden-Technik (engl.: coded aperture technique) kann BAT den Ausfall von einzelnen Pixeln verkraften und trotzdem noch Gammablitzte und deren Positionen genau bestimmen. Die Detektorelemente arbeiten bei einer Temperatur von $(20 \pm 1)^\circ\text{C}$ bei einer Betriebsspannung von -200 V.

Die kodierte D-förmige Blende (in Abb.5: Coded Aperture Mask) befindet sich 1 m über der Detektorfläche. Sie besteht aus ca. 54000 Ziegeln (engl.: lead tiles) in einer willkürlichen halb offenen bzw. halb geschlossenen Anordnung, wobei jeder Ziegel 5 x 5 x 1 mm groß ist. Die Blende hat eine Fläche von 2.7 m², was zu einem effektiven Öffnungswinkel von 1.4 Steradian führt. Treten Gammablitzte auf die BAT-Blende, so werden sie von den Ziegeln teilweise absorbiert, während andere Gammastrahlen durch die offenen Flächen der Blende zum Detektor treten. Über die Position des Schattens, der sich dadurch auf der Detektorfläche ergibt, kann der Ursprung der Gammastrahlung bestimmt werden.

Die Anordnung Blende-Detektor sowie die Fläche unterhalb der Detektorebene werden von einem Schild umschlossen (in Abb.5: Graded-Z Shield), der kosmische Hintergrundstrahlung und die von der Erde reflektierte Strahlung um 95% reduziert. Der Schild ist zusammengesetzt aus Pb-, Ta-, Sn- und Cu-Schichten, die vom Detektor zur Blende hin immer dünner werden.

Während nach Gammablitzten gesucht wird, findet automatisch die Aufzeichnung des kompletten Himmels im harten Röntgenbereich statt. Dabei speichert das Teleskop Karten vom Himmel im harten Röntgenbereich alle fünf Minuten ab. Im Katalog, bei dem die Quellen am Himmel mit *Swift*/BAT 9 Monate beobachtet wurden, ist die mittlere Positionsungenauigkeit $1.7'$ und die 4.8σ -Sensitivität liegt bei einigen $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Tueller et al., 2008). Damit sind BAT-Daten ungefähr zehn Mal so empfindlich wie frühere Beobachtungen des ganzen Himmels im harten Röntgenbereich (Tueller et al., 2008)(HEAO 1 A-4; Levine et al. (1984)). Die Positionsbestimmung ist genau genug um eine eindeutige Identifizierung aller Quellen gewährleisten zu können (Tueller et al., 2008). Vergleicht man die Karten der all-sky Beobachtung mit einem Katalog von bekannten Quellen, kann man Störsignale von unbekannten Quellen herausfiltern und so auch eventuell Gammablitzte detektieren.

In meinem Fall wurden die detektierten Quellen des erweiterten 58 Monate-Online-Katalogs des *Swift*/BAT all sky survey (der kompletten Himmelsbeobachtung) mit den in Abschnitt 4 Tab.4 aufgelisteten Positionen der Maser abgeglichen. Mit diesen Daten habe ich die durch *Swift*/BAT detektierten Masergalaxien im harten Röntgenbereich analysiert.

2.3.2 Swift/BAT 58 Monate Katalog

Zu der kompletten Himmelsbeobachtungen hat das Team von *Swift* einen 3 Monate, 9 Monate, 22 Monate und 58 Monate Katalog veröffentlicht.

Statt des Intervalls von 15-150 keV wird seit dem *Swift* BAT 3 Monate Katalog (Markwardt et al., 2005) in einem erweiterten Energiebereich von 14-195 keV beobachtet. BAT hat die Möglichkeit den Energiebereich in 80 Intervalle einzuteilen (Tueller et al., 2008). Um Rechenbedarf zu reduzieren gibt es beim 9 Monate *Swift*/BAT All Sky Survey Katalog eine Unterteilung des Energiebereichs in vier Intervalle. Ab dem 22 Monate All Sky Survey Katalog wurde der beobachtete Energiebereich in acht Intervalle eingeteilt.

Der *Swift*/BAT 58 Monate (Online-)Katalog (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/swift/results/bs58mon/>) fasst die in der Zeitspanne von 58 Monaten detektierten harten Röntgenquellen am Himmel zusammen. Der Online-Katalog wurde im Januar 2011 das letzte Mal aktualisiert. Insgesamt wurden 1092 Quellen entdeckt, mehr als doppelt so viele wie beim 22 Monate Katalog (Baumgartner et al., 2010). Dabei wurde - wie oben erwähnt - das 14-195 keV Band in acht Bereiche gegliedert. Das untere Signifikanz-Level beträgt 4.8σ (Baumgartner et al., 2010). In über 90% des Himmels wird ein Flusslevel von $1.48 \cdot 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (Baumgartner et al., 2010) erreicht. Damit ist die 58 Monate *Swift*/BAT Beobachtung des kompletten Himmels die sensitivste und einheitlichste Röntgenbeobachtung des ganzen Himmels (Baumgartner et al., 2010).

Der erweiterte 58 Monate Katalog besteht aus dem 58 Monate Katalog und den bis Ende März 2012 aufgenommenen, aber noch nicht veröffentlichten Daten. Mit den Daten aus diesem Katalog führe ich die Analyse von Masergalaxien im harten Röntgenbereich durch.

2.4 Röntgenstrahlung bei Masergalaxien

Die Akkretionsscheibe im AGN emittiert Strahlung, die durch Comptonisierung in der Korona zu Röntgenstrahlung wird (genauere Erklärung siehe Kapitel 2.1.3). Röntgenstrahlung aus dem Zentrum des AGN kann Pumpmechanismus für die Besetzungsinversion einer um den Kern kreisenden Molekülwolke sein und somit der Motor für die Maser-Emission (Neufeld et al., 1994). Deshalb ist die Erforschung des Zusammenhangs zwischen der Emission von Röntgenstrahlung und der Maseraktivität Gegenstand aktueller Forschung. In den folgenden Unterabschnitten werden die bisherigen Forschungsergebnisse bezüglich dieses Themas dargestellt.

2.4.1 Weiche Röntgenstrahlung

Die emittierten Röntgenphotonen aus der Akkretionsscheibe kommen aus der innersten Region direkt am schwarzen Loch, da zur Comptonisierung der emittierten Photonen sehr hohe Temperaturen notwendig sind. Weiche Röntgenstrahlung wird im Gegensatz zur harten Röntgenstrahlung durch den Staubtorus stark absorbiert. Dabei hilft Röntgenspektroskopie zur Bestimmung der absorbierenden Säulendichten und somit zur Ermittlung der intrinsischen Leuchtkraft, was eine direkte Messung der nuklearen Aktivität bedeutet (Castangia et al., 2010). Wenn man die Information aus H₂O-Maser- und Röntgenemission kombiniert, kann man anhand dessen die Physik von AGN besser verstehen (Castangia et al., 2010). Falls die Maser nahe der Akkretionsscheibe kreisen (Diskmaser), muss es eine Korrelation zwischen der Röntgenemission des Kerns und der Maseremission geben, da Akkretionsscheiben starke Röntgenquellen sind (Kandalyan and Al-Zyout, 2010). Eine schwache Korrelation zwischen weicher Röntgenstrahlung und Maseremission wurde von Kondratko et al. (2006) beobachtet. Jedoch wurde bei Kandalyan and Al-Zyout (2010) keine Korrelation zwischen der Emission von H₂O-Maser- und weicher Röntgenstrahlung gefunden.

H₂O-Maser kommen bevorzugt in AGN mit großen Säulendichten N_H vor, einige sind sogar Compton-dick ($\log N_H > 24$) (Zhang et al., 2010, 2006; Greenhill et al., 2008). Eine Studie von Greenhill et al. (2008) zeigt bei der Analyse eines Samples von 42 H₂O-Masern in AGN, dass 95% $\log N_H > 23$ und 60% $\log N_H > 24$ haben. Wenn man nur das Subsample der Diskmaser betrachtet (16 Quellen), steigt der Anteil an Compton-dicken Quellen auf 76%. Diese Tendenz zur höheren Säulendichte wurde von anderen Quellen bestätigt (Zhang et al., 2006, 2010). Das Modell des kosmischen Hintergrunds im Röntgenbereich fordert einen signifikanten Anteil an verdeckten AGN (Gilli et al., 2007), die jedoch sehr schwer zu finden sind. Um Galaxien mit hohen Säulendichten zu finden gibt es also einen alternativen, weniger zeitintensiven und billigeren Weg. Findet man mit Hilfe von erdbasierten Radiobeobachtungen H₂O-Maseremission in einer Galaxie, ist dies ein guter Indikator um weitere Röntgenbeobachtungen anzustellen (Greenhill et al., 2008).

2.4.2 Harte Röntgenstrahlung

Harte Röntgenstrahlung ist ein gutes Mittel um die AGN-Aktivität ungestört analysieren zu können. In anderen Energiebereichen ist die Absorption zu stark. Nur im Infrarot-Band (5-50 μm) und im harten Röntgenbereich (ab 20 keV) sind die Säulendichten vergleichbar mit denen Compton-dünner Objekte ($N_H < 10^{24} \text{ cm}^{-2}$), während die nukleare Emission trotzdem stark ist (Tueller et al., 2008). Bei einer Energie von mehr als 20 keV kommt fast die komplette Strahlung aus dem Kern. Auch bei moderaten Compton-dicken Quellen hat eine Beobachtung im harten Röntgenbereich noch eine sehr große Empfindlichkeit (Tueller et al., 2008).

In einer Studie von Castangia et al. (2010) wurde überprüft ob das untersuchte Sample von 91 H_2O -Masern in AGN auch im 22 Monate BAT all sky survey Katalog zu finden ist. Ungefähr 30% der Maserquellen (26/91) wurden auch mit BAT in einem Energiebereich größer als 15 keV detektiert mit einer SNR (signal-to-noise-ratio) > 3 . Unter den detektierten Quellen hatten sogar 22 von 26 eine SNR > 4.5 . Beim Vergleich mit anderen AGN-Katalogen ist der Anteil der detektieren Quellen extrem hoch, was die besonderen Eigenschaften von H_2O -Masergalaxien hervorhebt.

Genauere Untersuchungen des Zusammenhangs zwischen harter Röntgenstrahlung und Maseremission wurden noch nicht angestellt. Ziel meiner Arbeit ist es aus einem Sample von 136 AGN-Masern die BAT-Daten aus dem erweiterten 58 Monate all sky survey Katalog zu analysieren.

3 Beobachtungsdaten und Analyse

3.1 Masersample

Um ein aktuelles Sample von H_2O -Masern in AGN zu erhalten ging ich von einer privaten *Fill-in*-Liste von Kadler und Henkel aus, die diese für *Swift*/XRT-Beobachtungen erstellt haben. Dabei bezog man sich auf die Liste von Megamasern aus Zhang et al. (2006). Die *Fill-in*-Liste enthält 94 AGN-Maserquellen, wobei eine Quelle in Bezug auf Zhang et al. 2006 fehlte (NGC 253), die jedoch nach Braatz (private Kommunikation) ein Sternentstehungs-Maser (SF-Maser) ist. In der *Fill-in*-Liste taucht eine Quelle auf (MASER 122024.0+1450), deren Position man keiner Galaxie zuordnen kann und die in weiteren Katalogen (Zhang et al. (2012) und dem Private Maser Catalogue von Braatz: <https://safe.nrao.edu/wiki/bin/view/Main/PrivateWaterMaserList>) nicht mehr vorkommt. Beim Vergleich mit dem Katalog aus Zhang et al. (2012) findet man zwei weitere neue Quellen (MG J0414+0534 und NGC 3556). Im Katalog von Zhang et al. (2012) ist die Galaxie NGC 3359, die in der *Fill-in*-Liste steht, als Sternentstehungs-Maser markiert. NGC 3359 wird deswegen nicht weiter berücksichtigt. Schließlich wurden die neuen Daten von nun 95 AGN-Maserquellen mit dem Online-Katalog von Jim Braatz vom Megamaser Cosmology Project verglichen (Link: <https://safe.nrao.edu/wiki/bin/view/Main/PrivateWaterMaserList>). Alle bisher gefundenen Quellen sind im Braatz-Katalog enthalten bis auf die oben beschriebene. Zusätzlich enthält der Braatz-Katalog noch 41 neue AGN-Maserquellen. Vier Quellen wurden im Katalog von Braatz als Sternentstehungs-Maser markiert. Weitere Quellen, die im Braatz-Katalog nicht als SF-Maser markiert wurden, jedoch bei Zhang et al. (2012), werden als SF-Maser angenommen. Diese Quellen sind IC 342, NGC 2146, M 82, M 33 und IC 10.

Insgesamt enthält mein Sample 136 Quellen. Darunter sind 135 Maserquellen, die man Galaxien zuordnen kann. 92 dieser 135 Quellen sind aus der *Fill-in*-Liste, zwei Quellen aus Zhang et al. (2012). Diese 94 Quellen und die Quelle, die nur in der *Fill-in*-Liste von Kadler und Henkel auftaucht, werden im Weiteren als **Old Sources** (95 Quellen) zusammengefasst, da die Maser schon vor längerer Zeit (bis 2008) detektiert wurden. Die zusätzlichen 41 Quellen, die nur in der privaten Liste von Braatz vom Megamaser Cosmology Project (MCP) enthalten sind, wurden erst kürzlich (2008-2011) durch das MCP entdeckt (Braatz, 2012). Deshalb werden sie in dieser Arbeit als **New Sources** bezeichnet.

3.1.1 Unterteilung in Kilo- und Megamaser

Im folgenden Unterkapitel wird das Sample sowie die beiden Subsample auf den Anteil an Kilo- bzw. Megamaser untersucht.

Maser werden als Kilomaser bezeichnet, deren Leuchtkraft kleiner als $10 L_{\odot}$ ist. Die Maser mit größerer Leuchtkraft werden als Mega-Maser bezeichnet (Greenhill et al., 2008). In Tab.4 in Abschnitt 4 sind die verfügbaren Werte der isotropen Leuchtkräfte aller Quellen angegeben.

Bei den Old Sources gibt es von zwei Quellen keine Daten, wobei eine dieser zwei Quellen die unbekannte Quelle MASER 122024.0+1450 ist, deren Position man keiner Galaxie

zuordnen kann. Die andere Quelle ist 2MASX J1630+3923. Somit sind bei den Old Sources 93(95-2) Quellen zur Analyse geeignet.

Zwei Quellen der New Sources (NGC 3256, NGC 3620) sind in keiner der Listen enthalten. Damit existieren für 39(41-2) New Sources Daten über die Leuchtkräfte (siehe Tab.4).

In dem kompletten Sample sind nach dem oben genannten Kriterium 18 von 132(136-4) Quellen Kilomaser, was einem Anteil von 13.6% entspricht. Bei den Old Sources findet man 13 Kilomaser von 93 Quellen(14.0%), bei den New Sources 5 von 39 Quellen(12.8%).

3.1.2 Star-Forming Maser

Bei dem vollständigen Sample wird angenommen, dass alle Quellen H₂O-Masergalaxien in AGN sind. Die als SF(Star-Forming)-Maser markierten Galaxien wurden aus diesem Sample herausgenommen. In diesem Abschnitt weise ich auf Quellen aus dem Sample hin, bei denen die Vermutung nahe liegt, dass die Maseremission in Sternentstehungsgebieten geschieht.

Kilomaser existieren häufig in Sternentstehungsgebieten. Nach Jim Braatz (private Kommunikation) sind viele Maser mit kleinen Rotverschiebungen, die in LIRGs/SBG vorkommen, SF-Maser. Um eventuelle SF-Maser zu identifizieren, habe ich die Systemgeschwindigkeiten v_{sys} der im vorigen Abschnitt als Kilomaser klassifizierten Quellen mit der Leuchtkraft der H₂O-Maseremission verglichen. Dabei ergibt sich Tabelle 1.

Tabelle 1: 18 H₂O-Kilomaser aus dem kompletten Sample

Masername	Name	Typ	L/L _☉	$v_{sys}/(\frac{km}{s})$	Subsample
MASER 001106.5-1206	NGC 17	Sy2	6	5931	Old
MASER 012435.1+0347	NGC 520	SBG	2	2281	Old
MASER 025040.5+4140	NGC 1106	Sy2	8	4337	Old
MASER 025329.6-0014	J0253-0014	Sy2	4	8622	Old
MASER 055542.63 +0323	UGCA 116	H II	3	789	New
MASER 065008.7+6050	NGC 2273	Sy2	6	1840	Old
MASER 111131.0 +5540	NGC 3556	H II	1	699	Old
MASER 111821.32 +4544	NGC 3614		3	2333	New
MASER 120309.6+4431	NGC 4051	Sy1.5	2	700	Old
MASER 121032.6+3924	NGC 4151	Sy1.5	1	995	Old
MASER 121826.51 +2948	NGC 4253	Sy1	9	3876	New
MASER 122112.9+1822	NGC 4293	LINER	5	890	Old
MASER 123408.5+0239	NGC 4527	LINER	4	1736	Old
MASER 124237.4 +1421	NGC 4633		1	291	New
MASER 132952.7+4711	M 51	Sy2	1	463	Old
MASER 143753.3 -0023	NGC 5691	H II	4	1870	New
MASER 160703.9+0106	J1607+0106		6	8216	Old
MASER 171659.5-6249	NGC 6300	Sy2	3	1110	Old

Die Galaxientypen sind aus Tab.4 aus Abschnitt 4 entnommen. Die Leuchtkräfte kommen ebenfalls von Tab.4. Die Systemgeschwindigkeiten v_{sys} stammen aus der Private Maser List von Braatz.

Von den 18 Kilomassern wurden mit NGC 1106, NGC 2273, NGC 4051, NGC 4151, NGC 4253, M 51 und NGC 6300 sieben Quellen mit $BAT/SNR > 2$ entdeckt (38,9%).

Alle Kilomaser mit $v_{sys} > 1000 \frac{km}{s}$ werden nicht als SF-Maser angenommen (Braatz, private Kommunikation). Diese Annahme ist gerechtfertigt, da bei der bekannten Diskmaser-Galaxie NGC 4258 die Fluchtgeschwindigkeit $v_{sys} 448 \frac{km}{s}$ beträgt. Alle anderen Maser aus dem kompletten Sample der 136 Quellen mit $v_{sys} < 1000 \frac{km}{s}$ (NGC 1386 ($L = 126 L_{\odot}$), NGC 4258 ($L = 79 L_{\odot}$), NGC 4945 ($L = 50 L_{\odot}$)) besitzen bis auf eine Quelle (Circinus) eine Leuchtkraft größer gleich $50 L_{\odot}$ und sind damit generell den AGN-Masern zuzuordnen (Braatz, private Kommunikation). Circinus mit $L = 20 L_{\odot}$ ist nach Zhang et al. (2012) ein Diskmaser-Kandidat und somit auch ein AGN-Maser.

Also verbleiben noch sieben potenzielle SF-Maser. Die Quellen NGC 3556, NGC 4051, NGC 4151, NGC 4293 und M 51 sind in Zhang et al. (2012) als AGN-Maser markiert. Somit bleiben noch UGCA 116 und NGC 4633 als mögliche Maserquellen aus einem Sternentstehungsgebiet.

Es gibt ein weiteres Kriterium um AGN- von SF-Maser zu trennen. Alle Maser mit Hochgeschwindigkeitskomponenten in den Maserlinien können den AGN-Masern zugeordnet werden (Braatz, private Kommunikation). In Braatz (2012) sind die Geschwindigkeitsprofile der Maserlinien der beiden Quellen dargestellt. Bei NGC 4633 kann man zusätzlich zur Komponente direkt bei der Systemgeschwindigkeit eine um $200 \frac{km}{s}$ zur Systemgeschwindigkeit verschobene Maserlinie beobachten. Somit besitzt NGC 4633 eine Hochgeschwindigkeitslinie und ist folglich ein AGN-Maser. Bei UGCA 116 sieht man nur eine unverschobene Maserlinie.

Somit bleibt mit UGCA 116 als Typ H II-Galaxie ein potenzieller Kandidat, bei dem Maseremission in Sternentstehungsgebieten herrschen könnte. Dazu müssten jedoch noch weitere Beobachtungen angestellt werden um dies beweisen zu können. Dieser Sachverhalt geht jedoch über den Bereich dieser Arbeit hinaus. Deswegen zähle ich UGCA 116 weiter zu den AGN-Masern.

3.2 Detektionsrate

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (engl.: 'signal-to-noise-ratio'; SNR) des Samples dargestellt. Dabei wurden die Daten aus dem unveröffentlichten erweiterten 58 Monate Katalog des *Swift*/BAT all sky survey entnommen. Eine Beobachtung mit *Swift*/BAT von zufälligen Positionen am Himmel ergibt eine gaußförmige Verteilung mit einer Standardabweichung von 1 (siehe Abb.6).

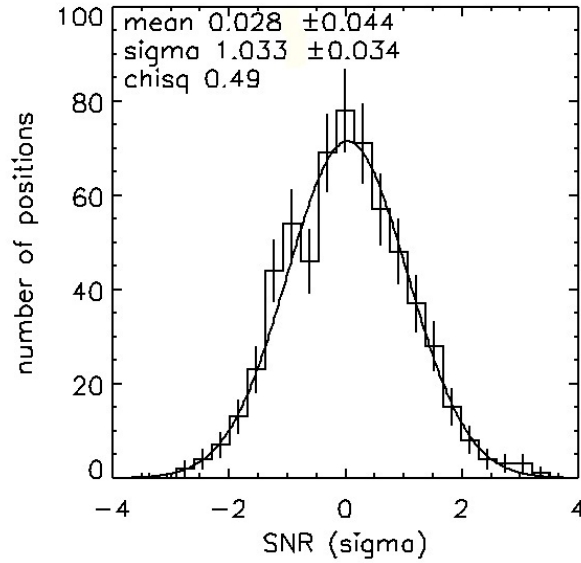


Abbildung 6: Verteilung von zufälligen *Swift*/BAT Detektionen

Das Histogramm veranschaulicht den Verlauf der Detektionen zu immer höheren SNR. Negative Werte sind physikalisch sinnlos, jedoch möglich. In diesem Bild wurde keine dieser zufälligen Positionen als harte Röntgenquelle detektiert. Die Quellen, die tatsächlich von BAT als harte Röntgenquellen detektiert werden, müssen also außerhalb dieser Gaußverteilung bei höheren SNR liegen.

Das Histogramm vom Sample der 136 AGN Maserquellen (siehe Abb.7) enthält nicht alle detektierten Maserquellen. Es ist lediglich der Teil der SNR von -5 bis 5 aufgetragen. Die anderen Quellen mit $\text{SNR} > 5$ sind eindeutig als harte Röntgenquellen identifizierbar. Der Fehler der Anzahl der Quellen in einem Intervall im Histogramm wurde über $\sqrt{n}$ aufgrund der Poissonverteilung berechnet, wobei n die Anzahl der Quellen in dem jeweiligen Bereich ist. Wenn in einem Intervall der SNR keine Quellen liegen, wird der Fehler auf 1 gewählt. Die Fehlerbalken sind in grauer Farbe im Histogramm eingetragen.

Um das vorherige Kriterium für zufällige Detektion zu überprüfen wurde eine Gauß-Funktion an die SNR von -5 bis 2 gefittet (rot). Das Maximum der Gauß-Kurve liegt bei (0.14 ± 0.20) etwas rechtsverschoben im Vergleich zur idealen Verteilung zufälliger Detektionen. Die Standardabweichung beträgt $\sigma = 0.89^{+0.20}_{-0.16}$. Der Gauß-Fit ist also gerade noch mit der SNR-Verteilung zufälliger Detektionen vereinbar. Zur Verdeutlichung sind

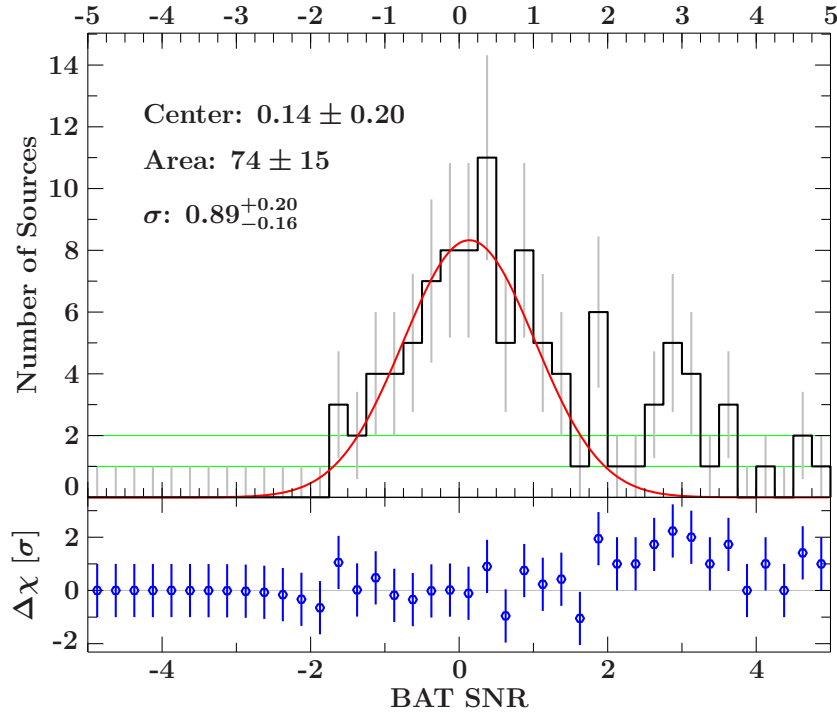


Abbildung 7: Verteilung der Quellen in Abhängigkeit der SNR von *Swift*/BAT (Quelle: Walther)

in grün noch zwei Parallelen bei Quellenanzahl 1 bzw. 2 eingetragen. Im unteren Teil der Abbildung sind die Abweichungen der einzelnen Datenpunkte im Histogramm von der Gaußkurve dargestellt, wobei nur die Datenpunkte der SNR von -5 bis 2 zum Fit der Gaußkurve beitragen.

Man kann anhand der Form der Gaußkurve sehen, dass alle Quellen, die eine $\text{SNR} > 2$ besitzen, detektierte Röntgenquellen sind. 33 Quellen haben eine BAT $\text{SNR} > 5$.

Somit wurde von dem kompletten Sample der 136 Quellen 55 mit einer $\text{SNR} > 2$ detektiert. Dies entspricht **40.4%**.

46 der Old Sources wurden detektiert, also $46/95 = 48.4\%$.

Die SNR der unbekannten Quelle der *Fill-in*-Liste (MASER 122024.0+1450) beträgt -0.11. Von den New Sources wurden nur 9 Quellen, also $9/41 = 22.0\%$, mit $\text{SNR} > 2$ detektiert. Normalerweise sollten die beiden Subsample gleiche Detektionsraten aufweisen. Im folgenden Unterkapitel wird eine Erklärung dafür gegeben, warum von den Old Sources signifikant mehr Quellen detektiert wurden als von den New Sources.

3.2.1 Erklärung der unterschiedlichen Detektionsraten

Unter den Old Sources wurden 48.4 %, unter den New Sources 22.0 % der Quellen bei BAT mit einer $\text{SNR} > 2$ detektiert. Ein Grund für die unterschiedlichen Detektionsraten könnte die im Mittel unterschiedliche Entfernung der beiden Samples sein. Das Megamaser

Cosmology Project benutzte zur Detektion der erst kürzlich gefundenen Quellen (New Sources) eine andere Methode von Kewley et al. (2006). Diese Methode kann ergeben, dass die detektierten Maserquellen weiter entfernt sind als die früher detektierten Maserquellen (Old Sources). Um diese Hypothese zu testen wurden die Rotverschiebungen (aus NED entnommen) der beiden Samples verglichen und ein KS-Test durchgeführt, um zu erfahren mit welcher Wahrscheinlichkeit die beiden Verteilungen der Rotverschiebungen der gleichen Verteilungsform genügen. Der KS-Test, ausgeschrieben Kolmogorow-Smirnow-Test, prüft anhand von Zufallsstichproben ob zwei Zufallsvariablen die gleiche Verteilung besitzen.

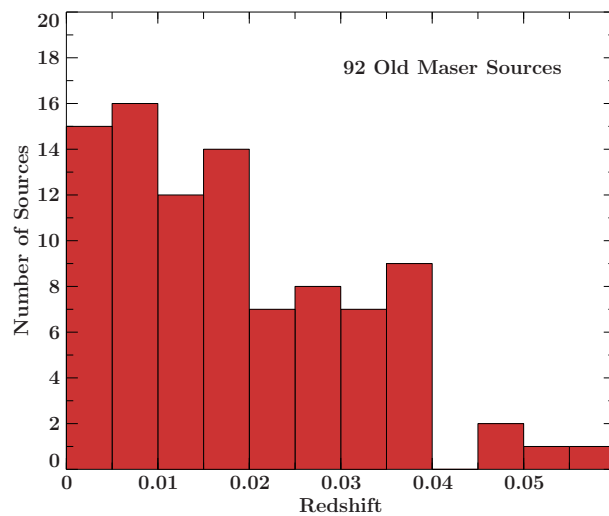


Abbildung 8: Verteilung der Rotverschiebungen bei den Old Sources (Quelle: Walther)

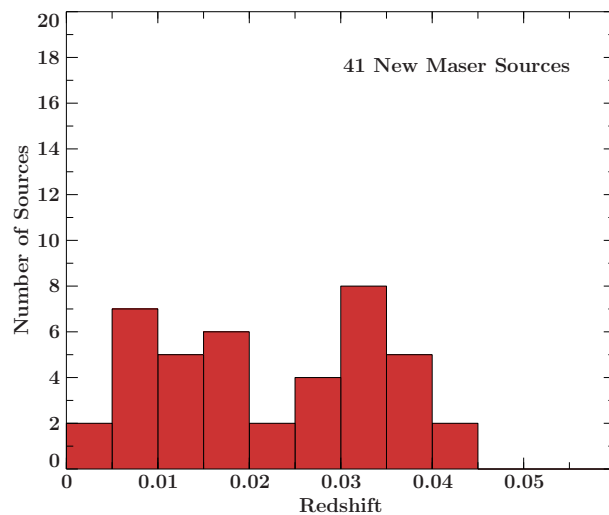


Abbildung 9: Verteilung der Rotverschiebungen bei den New Sources (Quelle: Walther)

In den Histogrammen (siehe Abb.8 und Abb.9) der Rotverschiebungen der jeweiligen Sample ist die Rotverschiebung gegen die Anzahl der Quellen im jeweiligen Intervall aufgetragen. Beim Histogramm der Old Sources fehlen drei Quellen. Zwei Quellen, SDSS J0804+3607 mit $z=0.66$ (Barvainis and Antonucci, 2005) und MG J0414+0534 mit $z=2.64$ (Impellizzeri et al., 2008), werden im Histogramm nicht angezeigt, aber beim KS-Test sowie der Mittelwertbildung berücksichtigt. Die Quelle, die nur in der *Fill-in*-Liste zu finden war wurde beim Histogramm sowie beim KS-Test nicht berücksichtigt, da die Rotverschiebung unbekannt ist. Bei den New Sources werden im Histogramm, der Mittelwertberechnung und dem KS-Test alle Quellen berücksichtigt.

Während im Histogramm der Old Sources (Abb. 8) eine abfallende Tendenz zu höheren Rotverschiebungen zu sehen ist, bemerkt man im Histogramm der New Sources (Abb. 9) einen weiteren Peak im Intervall zwischen $z=0.030$ und $z=0.035$.

Für den KS-Test wurden die Rotverschiebungen aus NED entnommen. Beim Vergleich von 94 Old Sources mit den 41 New Sources ergibt der KS-Test eine Wahrscheinlichkeit von 30.8%, dass beide Samples die gleiche Verteilung der Rotverschiebungen aufweisen. Die New Sources sind wahrscheinlich im Mittel weiter entfernt als die Old Sources. Hinzu kommt, dass zwei Quellen der Old Sources sehr hohe Rotverschiebungen aufzeigen (SDSS J0804+3607 mit $z=0.66$ und MG J0414+0534 mit $z=2.64$) und somit die Verteilung der Old Sources zu höheren Rotverschiebungen verschoben wird. Ohne diese beiden Quellen läge die Wahrscheinlichkeit bei 26.2%.

Damit liegt die Vermutung sehr nahe, dass aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften der Detektionsmethoden die Detektionsraten der beiden Sample unterschiedlich sind. Während bei den Old Sources verschiedene Kriterien zur Detektion verwendet wurden, wurde bei den New Sources nur das Kriterium von Kewley et al. (2006) angewandt. Durch dieses Kriterium wurden im Schnitt weiter entfernte Maser entdeckt. Deshalb ist die Detektionsrate durch BAT bei den New Sources geringer.

3.3 Spektren

Im folgenden Abschnitt gehe ich auf die Spektren ein, die ich aus den Daten des *Swift*/BAT-Teleskops erhalten habe. Das Spektrum im harten Röntgenbereich ist von der Position aus der Galaxie entnommen, an der die Maseremission stattfindet (siehe Tab.4 in Kap.4). Zu jeder der 55 detektierten Quellen ($\text{BAT SNR} > 2$) wurden die Datenpunkte ($\text{Counts s}^{-1} \text{keV}^{-1}$) dem jeweiligen Energiebereich zugeordnet. Beim erweiterten 58 Monate Katalog sind die acht Intervalle wie folgt gegliedert (Baumgartner et al., 2010):

- 14-20 keV
- 20-24 keV
- 24-35 keV
- 35-50 keV
- 50-75 keV
- 75-100 keV
- 100-150 keV
- 150-195 keV

Zu jeder der 55 detektierten Quellen wurden an die acht Datenpunkte verschiedene Graphen gefittet. In Abb.10 ist das Spektrum der Diskmaser Galaxie NGC 4258 dargestellt. An die Datenpunkte wurde in diesem Fall ein Potenzgesetz (*Power Law*) angepasst. Im unteren

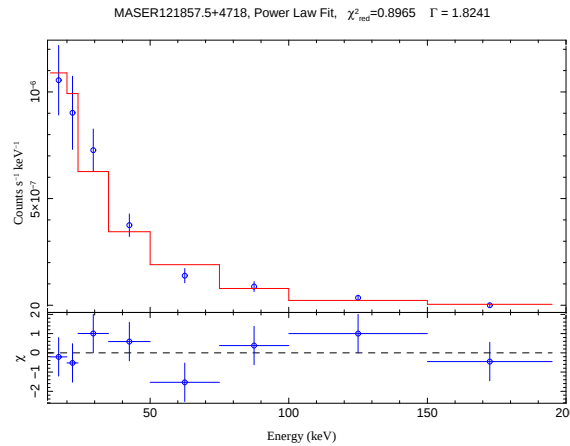


Abbildung 10: *Power Law* Fit an die Quelle MASER 121857.5+4718 (NGC 4258) (Quelle: Walther)

Teil der Abbildung werden die Residuen angezeigt. Die waagrecht gestrichelte Linie ist die Nulllinie, die senkrechten Linien sind eine Einheit lang um den Abstand zur Nulllinie zu illustrieren und die waagrechten blauen Linien kennzeichnen den Energiebereich zum

jeweiligen Datenpunkt. Datenpunkte und die Residuen liegen dabei in der Mitte ihres Energiebereichs. Die Residuen χ werden berechnet durch:

$$\chi_i = \frac{x_{exp,i} - x_{th,i}}{\sigma_i}$$

Die Werte $x_{exp,i}$ sind die Werte der experimentell ermittelten Datenpunkte; $x_{th,i}$ sind die theoretisch zu erwartenden Werte, die das jeweilige Fitmodell vorgibt. σ_i ist der Fehler des jeweiligen Datenpunkts. Im Titel des Graphen sind der Quellename, die Art des Fits, χ_{red}^2 sowie die zu dem Fit gehörigen Parameter angeführt. In diesem Fall ist der Photonindex Γ angegeben. Der Wert χ_{red}^2 berechnet sich aus

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{f} \sum_i \frac{(x_{exp,i} - x_{th,i})^2}{\sigma_i^2}$$

wobei f die Anzahl der Freiheitsgrade ist. Um zu untersuchen welche Art von Funktion am besten zu den Spektren passt wurden drei Arten von Graphen an die Daten angepasst: das *Power Law*, das *Broken Power Law* und das *Cutoff Power Law*. Die folgenden Unterkapitel beschäftigen sich mit der Analyse dieser drei Fitmethoden und deren Vergleich. In Kapitel 3.3.4 Tab.2 sind die Parameter der Methoden zusammengefasst. Die jeweiligen Plots befinden sich im Anhang.

3.3.1 Power Law Fit

An die Datenpunkte wurde ein Potenzgesetz gelegt. Dieses ist wie folgt definiert:

$$f(E) = A \left(\frac{E}{\text{keV}} \right)^{-\Gamma} \quad (1)$$

Der Vorteil des *Power Laws* gegenüber dem *Broken Power Law* und dem *Cutoff Power Law* ist, dass es mit dem Photonindex Γ und der Normierung A nur zwei freie Parameter gibt. Bei acht Datenpunkten bleiben damit noch sechs Freiheitsgrade. Ein Spektrum mit

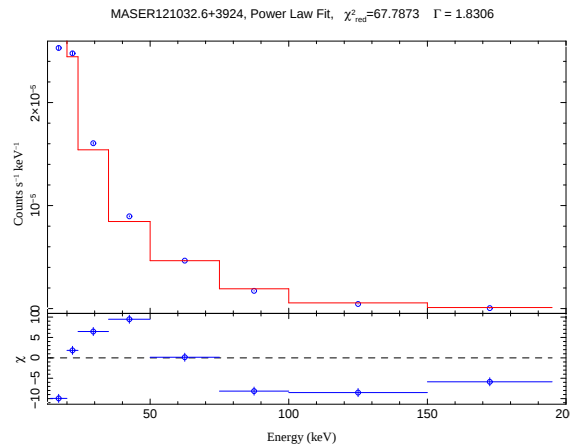


Abbildung 11: *Power Law* Fit an die Quelle MASER 121032.6+3924 (NGC 4151) (Quelle: Walther)

Power Law von NGC 4151 ist in Abb.11 gezeigt. NGC 4151 ist mit einer BAT SNR von 300.55 die mit Abstand hellste Röntgenquelle in meinem Sample. Die Datenpunkte liegen in der Mitte ihrer Energiebereiche. Der Fehler der Datenpunkte ist mit senkrechten Linien gekennzeichnet. Im unteren Teil des Graphen sind die Abweichungen χ der Datenpunkte vom optimalen *Power Law* Fit aufgetragen.

Im folgenden Abschnitt gehe ich auf den physikalisch interessanten Parameter, den Photonindex Γ , ein.

Analyse von Photonindex Γ

Schränkt man die möglichen Werte des Photonindex Γ von -2 bis 9 ein, sind die Parameter wie in Abb.12 verteilt. Die Intervalle im Histogramm sind 0.1 Einheiten breit. Der Mittelwert der 55 Parameter liegt bei 1.76 ± 0.61 . Es befindet sich ein Photonindex an der unteren Grenze des erlaubten Bereichs von -2 und keiner an der oberen Grenze von 9. Man kann also davon ausgehen, dass bei dieser Quelle die Daten zu schlecht für einen *Power Law* Fit sind. Deshalb kann man diesen Wert für die Statistik verwerfen. In Abb.13 sind die Parameter gegen die BAT SNR aufgetragen. Dabei symbolisiert jeder Kreis eine Quelle. Im linken Bild ist der komplette Bereich der BAT SNR abgebildet, die rechte Abbildung

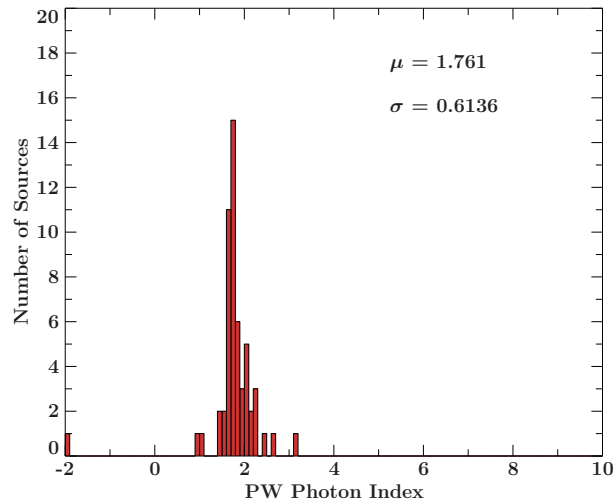


Abbildung 12: Histogramm der Verteilung des Photonindex Γ im Bereich von -2 bis 9 (Quelle: Walther)

geht bis zu einer BAT SNR von 10. Mithilfe dieser Auftragung soll herausgefunden werden, warum bei einer Quelle der Parameterwert so drastisch abweicht. Man erkennt, dass die

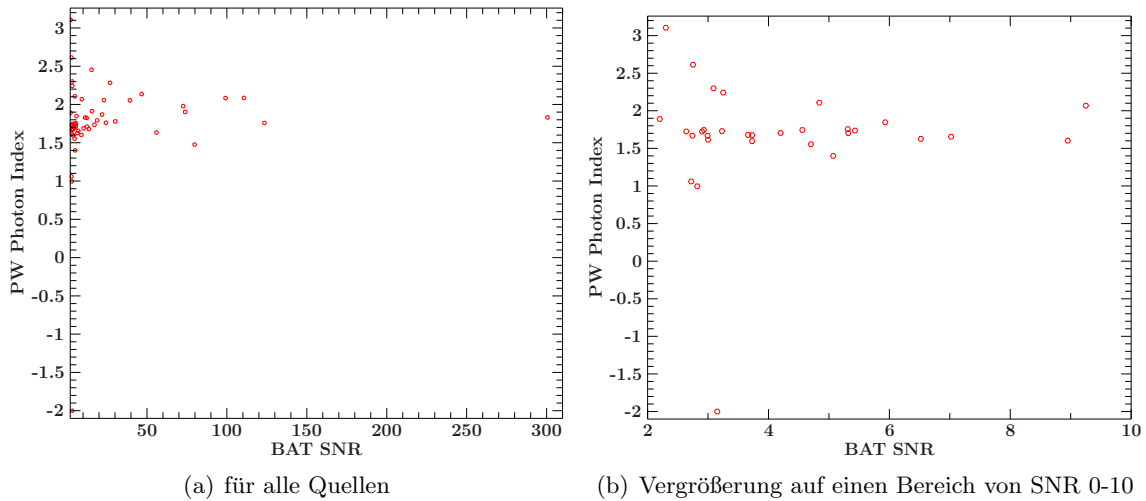


Abbildung 13: Zusammenhang zwischen Γ im Bereich von -2 bis 9 und SNR (Quelle: Walther)

Streuung der Parameterwerte bei kleinen BAT SNR sehr groß ist. Außerdem sieht man, dass die BAT SNR bei der Quelle mit Photonindex $\Gamma = -2$ sehr gering ist. Man kann diesen Parameter also mit einer schlechteren Qualität der Datenaufnahme durch die niedrige SNR erklären. Die schlechtere Qualität der Datenpunkte ist auch Ursache für die große Streuung der Parameter bei kleinen BAT SNR.

Als Lösung dieses Problems habe ich den erlaubten Parameterbereich eingeschränkt. Grundsätzlich sind Photonindizes kleiner als 0 unphysikalisch, da das Spektrum grundsätzlich

abfallend sein muss (siehe 2.1.3). Negative Photonindizes würden einen Anstieg der Counts pro Energieintervall bedeuten, was in diesem Energiebereich physikalisch sinnlos ist. Ich wähle physikalisch sinnvolle Grenzen des Definitionsbereichs von Γ von 0 bis 5. Durch die Einschränkung des Definitionsbereichs liegt die oben genannte Quelle mit $\Gamma = -2$ bei $\Gamma = 0$. Für die weitere Betrachtung wird, damit solche Quellen ausgeschlossen werden, das Intervall (0;5) betrachtet. Jedoch liegen innerhalb dieses Intervalls Parameter mit sehr großem Fehler.

Um Parameterwerte mit einem großen Fehler, die im Intervall (0;5) liegen, auszusortieren,

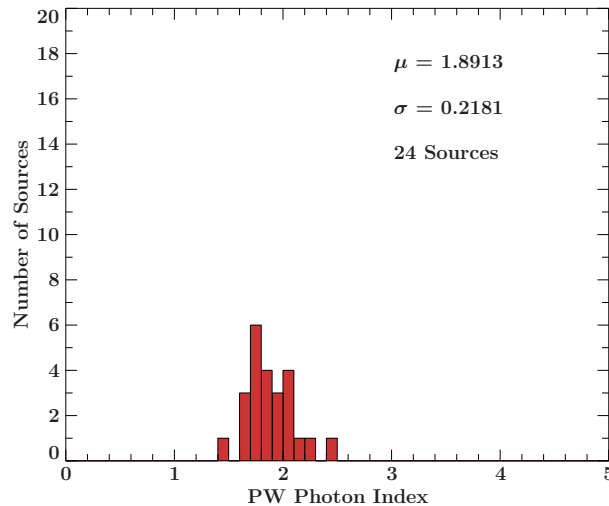


Abbildung 14: Histogramm der Verteilung der Photonindizes Γ der hellsten Quellen (Quelle: Walther)

habe ich die Verteilung der Photonindizes der hellsten Quellen ($BAT/SNR > 10$) betrachtet (Abb.14). Jeder Balken im Histogramm ist 0.1 Längeneinheiten breit. Alle Parameterwerte mit $BAT/SNR > 10$ liegen im Intervall (0;5). Somit werden alle 24 Quellen mit $SNR > 10$ im Histogramm und zur Mittelwertbildung berücksichtigt.

Es wird angenommen, dass die Spektren der hellsten Quellen gut mit einem *Power Law* zu fitten sind. Der Mittelwert der Photonindizes liegt bei $\Gamma_{best} = (1.89 \pm 0.22)$. Die untere Grenze liegt bei 1.5, die obere Grenze bei 2.5. Der Unterschied des Mittelwerts zu dem vom Mittelwert am weitesten entfernten Parameter beträgt somit 0.6. Die Photonindizes der hellsten Quellen weichen also maximal 0.6 von ihrem Mittelwert ab. Überträgt man diese Feststellung auf die Parameter im Intervall (0;5), so lässt sich ein Kriterium für Photonindizes mit großem Fehler formulieren.

Ist bei einem Parameter die maximale Abweichung von seinem Bestwert größer als 0.6, so wird der Wert für die Statistik verworfen.

Die Abweichung des Parameterwertes von seinem Bestwert ist durch das Konfidenzintervall gegeben, wonach der Parameter mit 90% Wahrscheinlichkeit in diesem Intervall liegt. Ist das Konfidenzintervall asymmetrisch, was bei dem eingeschränkten Parameterbereich

vorkommen kann, wird die maximale Abweichung vom Bestwert erfasst. Weiterhin darf das Konfidenzintervall nicht an die Ränder des Definitionsbereichs gelangen. Das Programm, mit dem ich die Spektren fitte (ISIS, Houck and Denicola (2000)), schränkt das Konfidenzintervall automatisch auf denselben Bereich wie den Parameterbereich ein. Stößt das Konfidenzintervall an die untere bzw. obere Grenze, wären Parameterwerte außerhalb des Definitionsbereichs möglich.

Hier ist noch einmal eine zusammenfassende Übersicht der Auswahlkriterien für den Photonindex:

- Γ muss im Intervall (0;5) liegen
- Die maximale Unsicherheit des Parameterwertes darf 0.6 betragen
- Das Konfidenzintervall des Parameters darf nicht an die Ränder des Definitionsbereichs stoßen

Wendet man diese Kriterien auf die 54 Photonindizes im Intervall (0;5) an, so bleiben noch 35 Parameter übrig. Dabei sind auch alle Photonindizes der Quellen enthalten, deren $BAT/SNR > 10$ ist. In Kapitel 3.3.4 Tab.2 sind die Parameter des *Power Law* für jede ausgewählte Quelle dargestellt. In Abb.15 ist die Verteilung der verbleibenden 35 Indizes als Histogramm zu sehen. Hier beträgt die Intervallbreite wiederum 0.1. Die

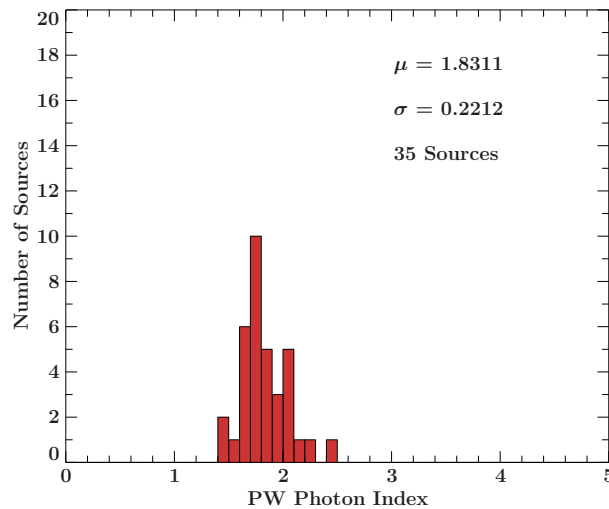


Abbildung 15: Histogramm der Verteilung des Photonindex Γ im Bereich von 0 bis 5 (Quelle: Walther)

Höhe der Balken gibt die Anzahl der Photonindizes an, die in das jeweilige Intervall fallen. Diese verbleibenden 35 Parameter ergeben einen Mittelwert von 1.83 ± 0.22 . Der Mittelwert der hellsten Röntgenquellen (1.89 ± 0.22) ist also sehr gut mit dem der detektierten Quellen vereinbar. Dies liegt vor allem daran, dass zu den 24 hellsten Quellen nur noch 11 Quellen hinzukommen. Die Werte der 35 verbleibenden Photonindizes sind in Abb.16 gegen die zugehörigen BAT SNR der Quelle aufgetragen. Jeder Kreis symbolisiert eine Quelle. Man erkennt, dass sogar bei kleinen SNR von 4 die Parameterwerte das

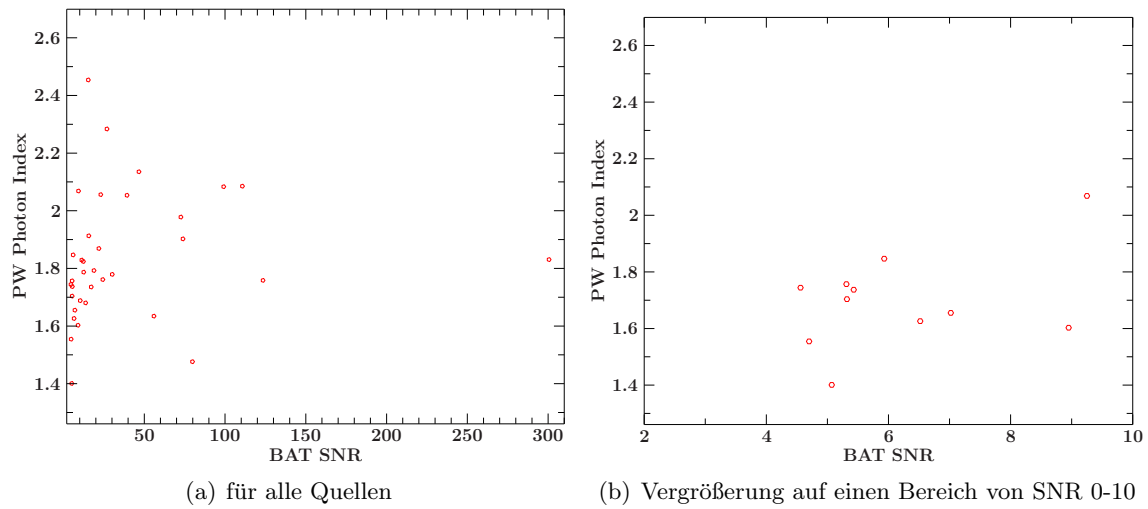


Abbildung 16: Zusammenhang zwischen Γ im Bereich von 0 bis 5 und SNR (Quelle: Walther)

Auswahlkriterium (siehe oben) noch erfüllen. Außerdem liegen die Indizes mit kleinen SNR gut in dem von den Parameterwerten bei größeren SNR ermittelten Intervall (siehe Abb.14). Somit ist der *Power Law* Fit eine gute Wahl zur Anpassung des Spektrums, sogar bei kleineren SNR der beobachteten Quellen. Hinzu kommt, dass die Fitfunktion nur zwei Freiheitsgrade besitzt. Bei acht Datenpunkten können die beiden Parameter (Normierung A und Photonindex Γ) nicht so stark variieren. Bei niedrigeren SNR passt folglich das Potenzgesetz trotz vermeintlich schlechterer Qualität der Datenaufnahme gut zu den ermittelten Datenpunkten.

3.3.2 Broken Power Law Fit

An die Daten wurde ein *Broken Power Law* angepasst. Die Definition lautet:

$$f(E) = A \left(\frac{E}{\text{keV}} \right)^{-\Gamma_1} \quad \text{für } E \leq E_{\text{break}}$$

$$f(E) = A \left(\frac{E_{\text{break}}}{\text{keV}} \right)^{\Gamma_2 - \Gamma_1} \left(\frac{E}{\text{keV}} \right)^{-\Gamma_2} \quad \text{für } E \geq E_{\text{break}} \quad (2)$$

Das *Broken Power Law* hat vier freie Parameter: den Photonindex Γ_1 , den Photonindex Γ_2 , die Break Energy E_{break} und die Normierung A. Bei acht Datenpunkte reduziert sich damit die Anzahl der Freiheitsgrade auf 4. Ein Beispiel für einen *Broken Power Law* Fit an die Datenpunkte ist in Abb.17 zu sehen. Die Datenpunkte liegen in der Mitte ihrer

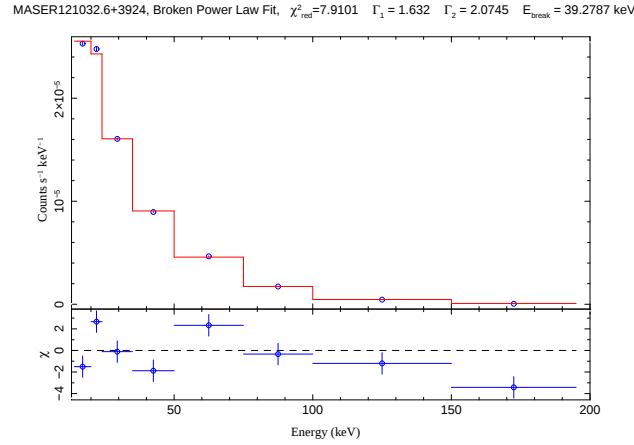


Abbildung 17: *Broken Power Law* Fit an die Quelle MASER 121032.6+3924 (NGC 4151) (Quelle: Walther)

Intervalle. Senkrecht sind die Fehlerbalken aufgetragen. Im unteren Teil ist die Abweichung χ der Datenpunkte vom Fit gezeichnet.

Die Verteilungen der verschiedenen Parameter werden in den folgenden Unterpunkten analysiert. Für Γ_1 werde ich eine komplette Analyse analog zum Photonindex beim *Power Law* Fit durchführen. Bei Γ_2 und E_{break} zeige ich die wichtigsten Daten. Die Parameter der Quellen, zu denen ein *Broken Power Law* gut passt, sind in Kap. 3.3.4 Tab. 2 dargestellt.

Analyse von Photonindex Γ_1

Die Analyse des Photonindex Γ_1 erfolgt analog zur Analyse des Parameters vom *Power Law* Fit. Für den Photonindex Γ_1 ist die Verteilung in Abb.18 zu sehen. Die Photonindizes Γ_1 und Γ_2 sind auf die Werte von -2 bis 9 eingeschränkt. Der Mittelwert von Γ_1 liegt bei 0.63 ± 1.95 . Der große Fehler entsteht durch die Einbeziehung der 'schlechten Parameter'. Bei Γ_1 liegen 11 Photonindizes an der Grenze des erlaubten Bereiches (10 bei $\Gamma_1 = -2$ und eine bei

$\Gamma_1 = 9$). Man kann also davon ausgehen, dass bei diesen 11 Quellen die Daten zu schlecht

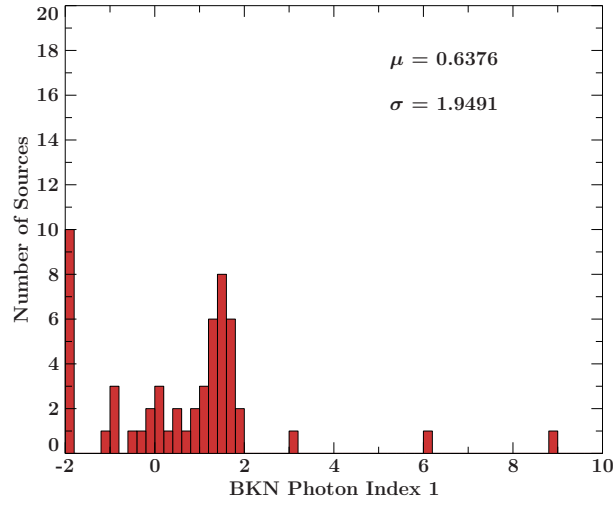


Abbildung 18: Histogramm der Verteilung des Photonindex Γ_1 von -2 bis 9 (Quelle: Walther)

für einen *Broken Power Law* Fit sind. Die Erklärung der schlechten Parameterwerte bei einigen Quellen liefert Abb.19. Dort ist die BAT SNR gegen den Parameterwert Γ_1 der

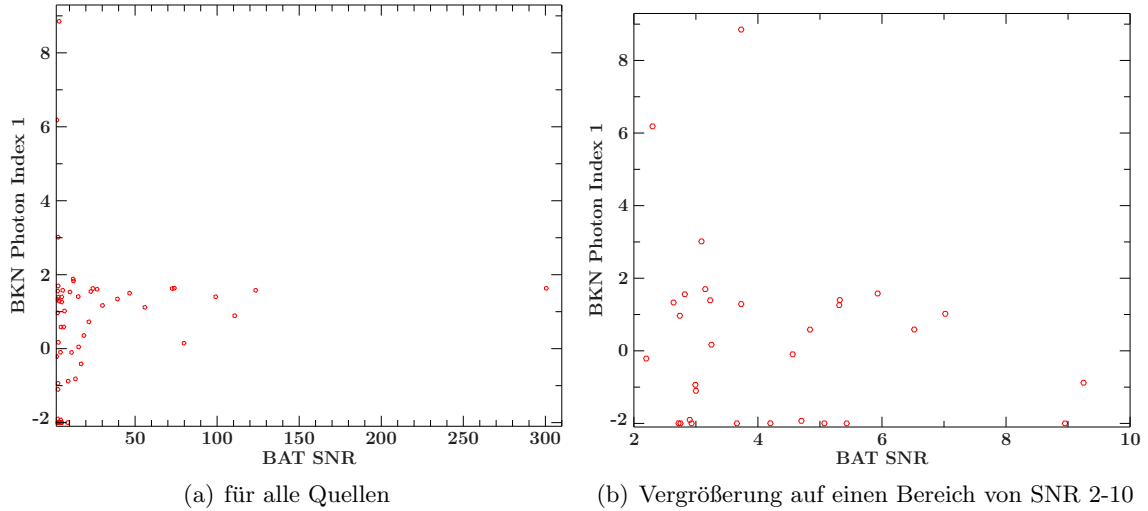


Abbildung 19: Zusammenhang zwischen Γ_1 und SNR (Quelle: Walther)

jeweiligen Quelle aufgetragen. Jeder Kreis symbolisiert eine der 55 Quellen. Das rechte Bild ist ein Ausschnitt des linken Bilds, bei dem die SNR von 2-10 eingeschränkt ist. Man sieht, dass bei kleinen SNR die Parameterwerte am schlechtesten sind. Bei niedrigen SNR ist die Qualität der Datenaufnahme des Teleskops schlechter als bei höheren SNR. Dies kann zu großen Abweichungen in den Parameterwerten führen. Somit sind vor allem bei niedrigeren SNR die Werte von Γ_1 schlechter und streuen extrem.

Wie beim *Power Law* Fit schränke ich zunächst den erlaubten Bereich der Parameter auf einen physikalisch sinnvollen Bereich ein. Negative Photonindizes dürfen nicht mehr vorkommen, da das Spektrum abfallend sein muss. Wie beim *Power Law* wähle ich für diesen wie für alle weiteren Photonindizes den Bereich zwischen 0 und 5 als Parameterbereich. Damit verschieben sich acht weitere Parameterwerte, die negativ waren, an die neue untere Grenze. An der oberen Grenze von 5 liegen nun zwei Photonindizes. Um solche Parameter auszuschließen werden nur solche Werte von Γ_1 betrachtet, die im Intervall (0;5) liegen. Insgesamt reduziert sich so die Anzahl der Parameter von 55 auf 35. Zusätzlich zu dem Kriterium, dass die Photonindizes an den Rändern des Definitionsbereichs vernachlässigt werden, wird ein weiteres Kriterium verwendet. Ich orientiere mich an der Verteilung der Abweichungen der Parameter der hellsten Quellen vom Mittelwert beim *Power Law* Fit. Dabei sind die Parameterwerte der hellsten Quellen maximal um 0.6 vom Mittelwert abgewichen. Dieses Kriterium (siehe 3.3.1) wende ich auf Γ_1 an:

Weicht ein Photonindex mehr als 0.6 von seinem Bestwert ab, so wird der Wert für die Statistik nicht mehr berücksichtigt.

Die Abweichung des Parameterwertes von seinem Bestwert ist durch das Konfidenzintervall gegeben, wonach der Parameter mit 90% Wahrscheinlichkeit in diesem Intervall liegt. Ist das Konfidenzintervall asymmetrisch, was bei dem eingeschränkten Parameterbereich vorkommen kann, wird die maximale Abweichung vom Bestwert erfasst. Zusätzlich darf das Konfidenzintervall nicht an die Ränder des Definitionsbereichs stoßen. Diese Kriterien stimmen mit den Kriterien für den Photonindex Γ beim *Power Law* Fit überein (siehe 3.3.1). Dieselben Kriterien wende ich auch auf Γ_2 an. Es werden auch nur solche Parameter Γ_1 betrachtet, bei denen das Kriterium aus 3.3.1 auch auf den anderen Photonindex Γ_2 zutrifft. Für den Parameter E_{break} gibt es folgende Auswahlkriterien: Der Knick im *Broken*

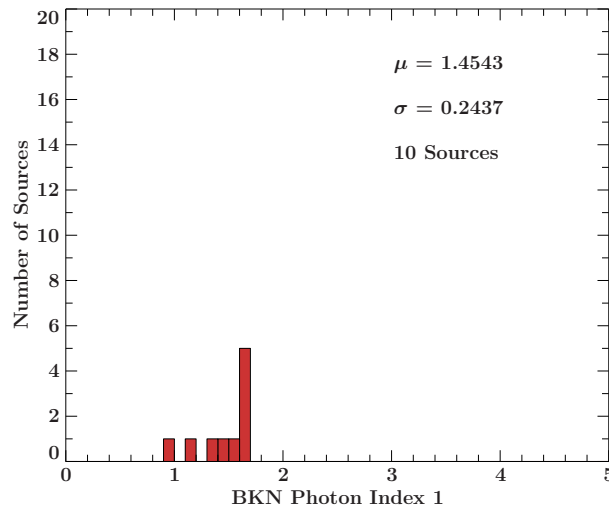


Abbildung 20: Histogramm der Verteilung des Photonindex Γ_1 im Bereich von 0 bis 5 (Quelle: Walther)

Power Law Fit muss im Energiebereich zwischen 14 und 195 keV liegen. Liegt E_{break} außerhalb des mit BAT detektierten Bereichs, ist ein *Broken Power Law* Fit nicht sinnvoll.

Weiterhin darf das Konfidenzintervall nicht an die Ränder des erlaubten Bereichs (14-195 keV) gelangen. Das Programm, mit dem ich die Spektren fitte, schränkt den Bereich, in dem sich das Konfidenzintervall bewegen darf, auf denselben Bereich wie den des Parameters ein. Stößt das Konfidenzintervall an die untere bzw. obere Grenze des erlaubten Bereichs, wären Parameterwerte außerhalb des Definitionsbereichs möglich. Zusammenfassend seien nochmals die Auswahlkriterien für den Parameter E_{break} erwähnt:

- E_{break} muss im Intervall (14 keV;195 keV) liegen
- Das Konfidenzintervall des Parameters darf nicht an die Ränder des Definitionsbereichs stoßen

Da nur solche Spektren verwendet werden sollen, bei denen alle Parameterwerte gut zu den Datenpunkten passen, müssen bei allen drei Parametern die oben genannten Kriterien erfüllt sein.

Insgesamt erhalte ich noch 10 Quellen, bei denen alle oben genannten Kriterien zutreffen. Logischerweise erhalte ich bei der Analyse der anderen Parameter Γ_2 und E_{break} dieselben zehn Quellen, da die Auswahlkriterien unverändert bleiben. Die Parameter Γ_1 dieser 10 Quellen ergeben zusammen einen Mittelwert von 1.45 ± 0.24 . Der Fehler ist die Standardabweichung aus der Stichprobe der 10 Quellen. Für die 10 Quellen wird wiederum

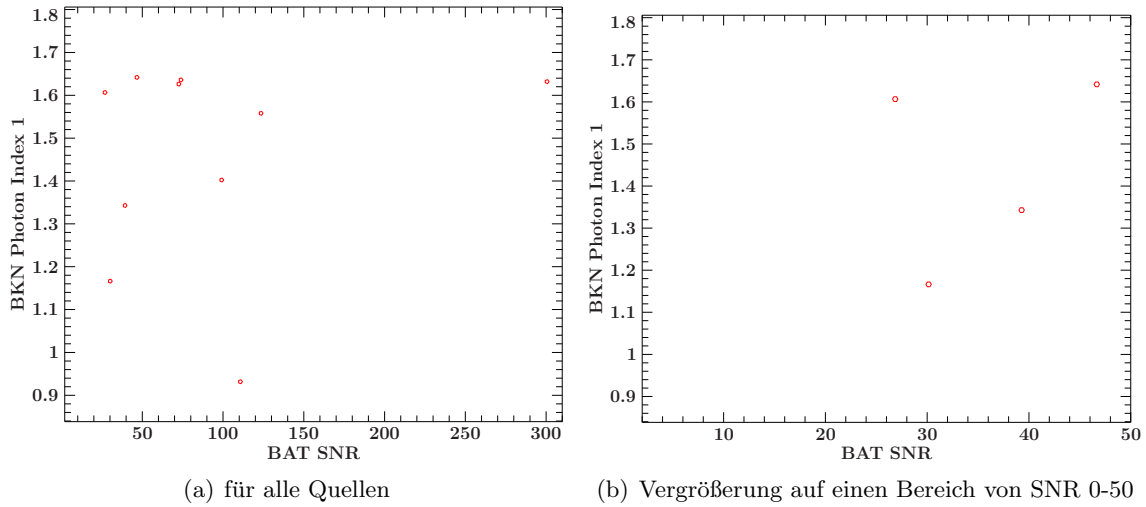


Abbildung 21: Zusammenhang zwischen Γ_1 und SNR (Quelle: Walther)

in Abb.21 die BAT SNR gegen die Photonindizes Γ_1 aufgetragen. Im linken Bild ist der komplette Bereich der BAT SNR gezeigt, während in der rechten Auftragung der Bereich bis zu einer BAT SNR von 50 gezeigt ist. Es ist in Abb.21 zu erkennen, dass keine Quelle mit $\text{SNR} < 20$ berücksichtigt wird. Dies bestätigt die Annahme, dass bei niedriger Detektionsrate die Qualität der Datenerfassung die Datenpunkte verfälscht und somit kein guter *Broken Power Law* Fit möglich ist.

Analyse von Photonindex Γ_2

Analog zu Γ_1 wird Γ_2 analysiert. Nach der Einschränkung des erlaubten Parameterbereichs auf das Intervall (0;5) und der Anwendung der vorhin erwähnten Kriterien für Γ_1 , Γ_2 und E_{break} bleiben dieselben zehn Quellen, die die Kriterien erfüllen. Da schon bei der Analyse von Γ_1 dieselben Kriterien für die anderen beiden Parameter verwendet wurden, sind die 10 verbleibenden Quellen mit denen bei der Analyse von Γ_1 identisch. Die Verteilung der verbleibenden Photonindizes ist in Abb.22 veranschaulicht. Der Mittelwert

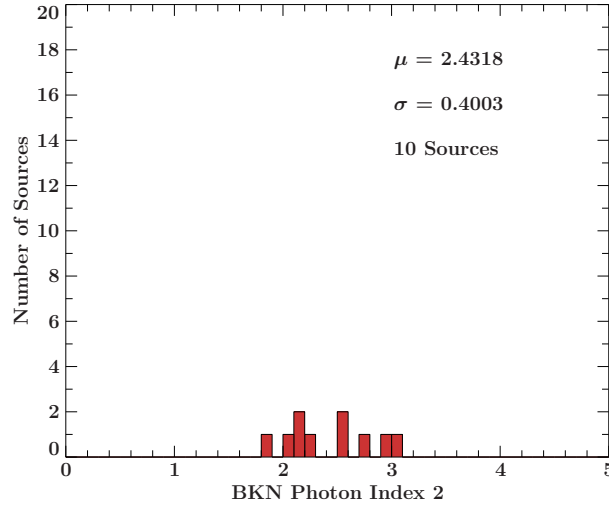


Abbildung 22: Histogramm der Verteilung des Photonindex Γ_2 im Bereich (0;5) mit Kriterium (Quelle: Walther)

der Parameterwerte Γ_2 aller Quellen ist **2.43 ± 0.40** . In Abb.23 sind die Werte von Γ_2

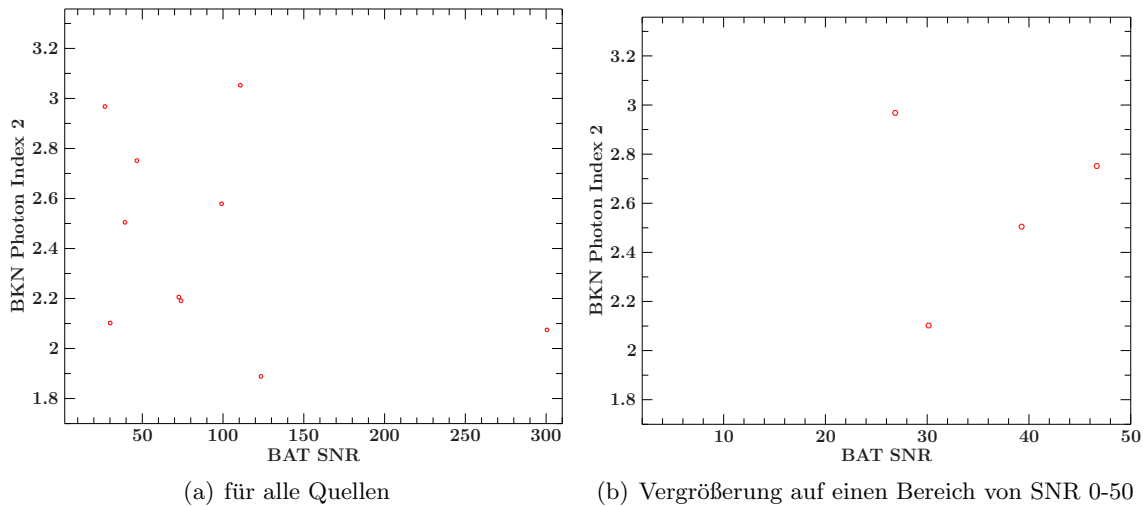


Abbildung 23: Zusammenhang zwischen Γ_2 und SNR (Quelle: Walther)

gegen die jeweilige SNR der Quelle aufgetragen. Jeder Kreis stellt eine Quelle dar. Das

rechte Bild ist eine Vergrößerung des linken Bildes der BAT SNR auf den Bereich bis 50. Wie bei Γ_1 besitzen die berücksichtigten Quellen eine $\text{SNR} > 20$.

Analyse der Break Energy E_{break}

Der Parameter E_{break} gibt den Knick beim *Broken Power Law* an. Der Parameter muss also innerhalb des betrachteten Energiebereichs von 14-195 keV liegen. Der Fehler des Bestwerts von E_{break} darf auch nicht an den Rand des eingeschränkten Bereichs gelangen. Eine ausführliche Erläuterung zu den Kriterien aller drei Parameter findet man weiter oben in 3.3.2. Nimmt man die zehn Quellen, auf die die Auswahlkriterien zutreffen, erhält man Abb.24. Die Intervallbreite beträgt 2keV. Alle berücksichtigten Parameter von E_{break} liegen im Intervall (20 keV,50 keV). Deshalb ist eine Darstellung des kompletten Energiebereichs nicht nötig. Der Mittelwert der Parameterwerte aller Quellen ist $(33.5 \pm 3.0)\text{keV}$. Der

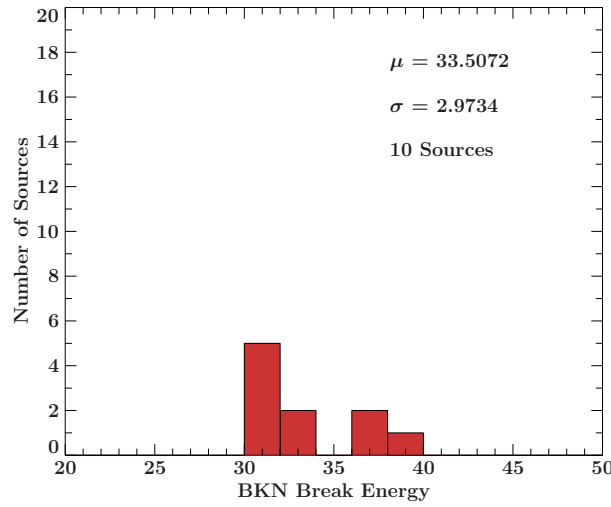


Abbildung 24: Histogramm der Verteilung des Parameters E_{break} im Bereich von 20 bis 50keV mit Kriterium (Quelle: Walther)

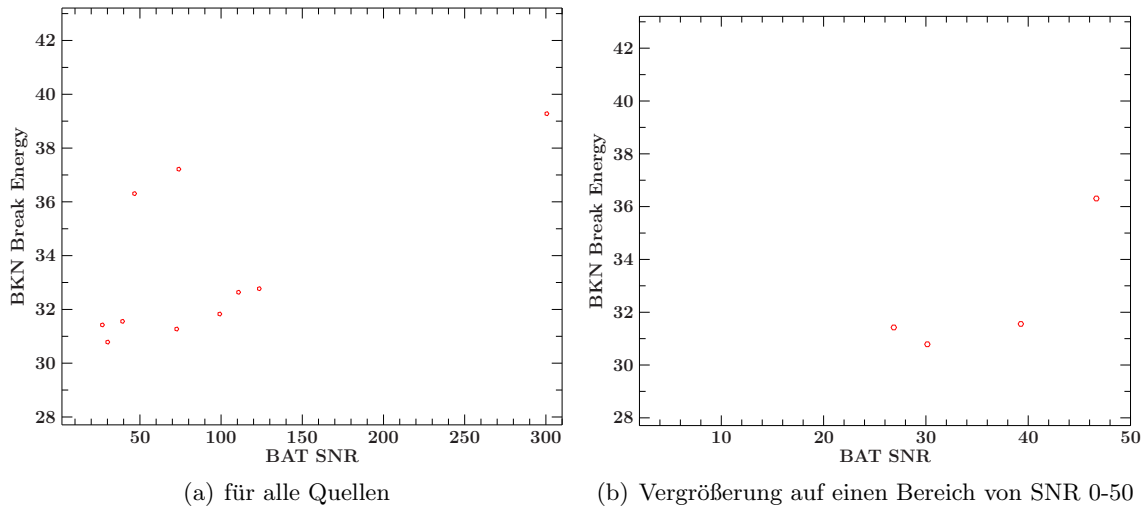


Abbildung 25: Zusammenhang zwischen E_{break} und SNR (Quelle: Walther)

Knick beim *Broken Power Law* liegt also im Bereich des dritten Datenpunkts. Das heißt im Umkehrschluss, dass zur Ermittlung von Γ_1 maximal drei Datenpunkte dienen. Bei Γ_2 sind es maximal fünf Datenpunkte. Allein daran kann man schon erkennen, dass ein *Broken Power Law* Fit keine gute Methode ist um diese Spektren zu fitten. In Abb.25 sind die Werte von E_{break} gegen die SNR aufgetragen. Wie bei Γ_1 und Γ_2 werden bei E_{break} nur Quellen mit $\text{SNR} > 20$ berücksichtigt, da die ausgewählten Quellen mit denen bei der Analyse der anderen Parameter übereinstimmen.

3.3.3 Cutoff Power Law Fit

Als Letztes wurde an die Spektren ein *Cutoff Power Law* Fit angepasst. Die Funktion mit ihren Parametern ist wie folgt definiert:

$$f(E) = A \left(\frac{E}{\text{keV}} \right)^{-\Gamma} \exp \left(-\frac{E}{E_{\text{cut}}} \right) \quad (3)$$

Das *Cutoff Power Law* ist also ein *Power Law* mit einem exponentiellen Abfall. Es gibt bei dieser Funktion drei Parameter, die man variieren kann um die Funktion bestmöglich den Datenpunkten anzupassen: den Photonindex Γ , die *Cutoff*-Energie E_{cut} und die Normierung A . Somit gibt es nur noch fünf Freiheitsgrade. Abb.26 zeigt einen *Cutoff Power Law* Fit

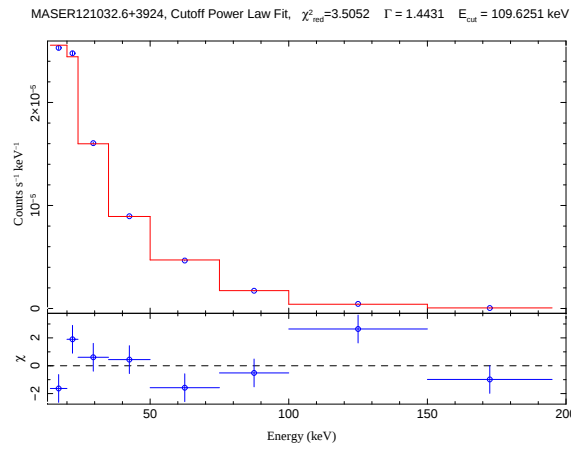


Abbildung 26: *Broken Power Law* Fit an die Quelle MASER 121032.6+3924 (NGC 4151) (Quelle: Walther)

durch das Spektrum der Maserquelle NGC 4151. Dabei liegen die Datenpunkte wie schon davor in der Mitte der jeweiligen Energieintervalle. Im Titel des Graphen sind Quellenname, Art des Fits, χ^2_{red} , der Photonindex Γ und die Energie E_{cut} angegeben. Im unteren Teil des Graphen ist die Abweichung χ der Datenpunkte vom idealen Fit angezeigt.

In den folgenden Unterkapiteln werde ich die beiden physikalisch interessanten Parameter, den Photonindex Γ und die *Cutoff*-Energie E_{cut} analysieren. Dabei werde ich noch einmal kurz auf die Auswahlkriterien der jeweiligen Parameter eingehen und die wichtigsten Histogramme und Graphen zeigen.

Analyse des Photonindex Γ

In diesem Abschnitt analysiere ich den Photonindex Γ des *Cutoff Power Laws*. Die Analyse wird analog zu der Betrachtung der Photonindizes Γ beim *Power Law* sowie Γ_1 und Γ_2 beim *Broken Power Law* durchgeführt.

Zuerst wird der erlaubte Parameterbereich auf das physikalisch sinnvolle Intervall (0;5) eingeschränkt. Damit ist gewährleistet, dass die Parameterwerte, die an den Rändern 0

und 5 des Definitionsbereichs liegen, nicht weiter berücksichtigt werden. Weiterhin muss das Konfidenzintervall innerhalb des Bereichs (0;5) liegen und darf nicht an die Ränder gelangen. Das Programm schränkt mit dem Photonindex auch das Konfidenzintervall auf den Bereich von 0 bis 5 ein. Läge eine Grenze vom Intervall am Rand des erlaubten Bereichs, würden auch Parameterwerte außerhalb des vorgegebenen Bereichs erlaubt sein. Um Werte von Γ mit großem Fehler zu vermeiden, darf der Bestwert des Parameters innerhalb seines Konfidenzintervalls nur um einen bestimmten Wert abweichen. Dabei orientiere ich mich an der Verteilung der Abweichungen der Parameter der hellsten Quellen vom Mittelwert beim *Power Law* Fit. Dort weicht der Photonindex maximal 0.6 vom Mittelwert ab. Diese Tatsache übertrage ich auf Γ :

Weicht ein Photonindex mehr als 0.6 von seinem Bestwert ab, so wird der Wert für die Statistik nicht mehr berücksichtigt.

Die Abweichung ist durch das Konfidenzintervall gegeben, in dem der Parameter mit 90% Wahrscheinlichkeit liegt. Damit decken sich die Kriterien mit denen der Analyse von Γ beim *Power Law* aus 3.3.1 komplett.

Um nur solche Photonindizes zu erhalten, bei denen auch der andere Parameter E_{cut} physikalisch sinnvoll ist, wird auf E_{cut} noch ein Kriterium ähnlich zu E_{break} angewandt. E_{cut} muss im Intervall (14;500) keV liegen. Durch Einschränkung des erlaubten Bereichs von E_{cut} werden die Parameterwerte, die eigentlich außerhalb dieses Gebiets liegen, an den Rand dieses Bereichs geschoben (z.B. ein $E_{\text{cut}} = 6$ keV wird an den unteren Rand zu $E_{\text{cut}} = 14$ keV verschoben). Die Ränder werden deshalb wieder ausgenommen, da dort die Parameterwerte liegen, die außerhalb des Definitionsbereichs fallen würden. Die untere Grenze des Bereichs entspricht der unteren Schwelle des detektierten Energiebereichs. Bei einem Wert kleiner als 15 keV dominiert die Exponentialfunktion die Fitfunktion. Liegt E_{cut} über 500 keV, so fällt die Exponentialfunktion kaum ins Gewicht. Die exakten Grenzen sind jedoch willkürlich gewählt. Außerdem darf das Konfidenzintervall der Parameterwerte nicht an die Ränder des erlaubten Bereichs stoßen, da sonst Werte außerhalb des Definitionsbereichs erlaubt wären. Zusammenfassend lauten die Kriterien für E_{cut} wie folgt:

- E_{cut} muss im Intervall (14 keV;500 keV) liegen
- Das Konfidenzintervall des Parameters darf nicht an die Ränder des Definitionsbereichs gelangen

Nach Anwendung der oben genannten Kriterien auf Γ und E_{cut} erhalte ich 11 Quellen. Schon allein anhand dieser Anzahl sieht man, dass das *Cutoff Power Law* wahrscheinlich nicht gut geeignet ist um die Spektren zu fitten. Acht dieser elf Quellen konnten auch mit einem *Broken Power Law*, alle elf mit einem *Power Law* gefittet werden. Das Histogramm (Abb.27) zeigt die Verteilung der Photonindizes. Die Intervalle sind 0.1 Längeneinheiten breit. Der Mittelwert der elf Photonindizes ist **(1.12 ± 0.37)**. Damit liegt der Mittelwert deutlich unterhalb des Mittelwerts des Photonindex beim *Power Law*. Bis auf einen Wert liegen die Parameter im Bereich von 0.9 bis 1.5. Der große Fehler des Mittelwerts resultiert aus dem Wert der Quelle MASER 130527.5-4928 ($\Gamma = 0.22$).

In Abb.28 sind die Werte von Γ gegen die BAT SNR aufgetragen. Jeder rote Kreis gibt

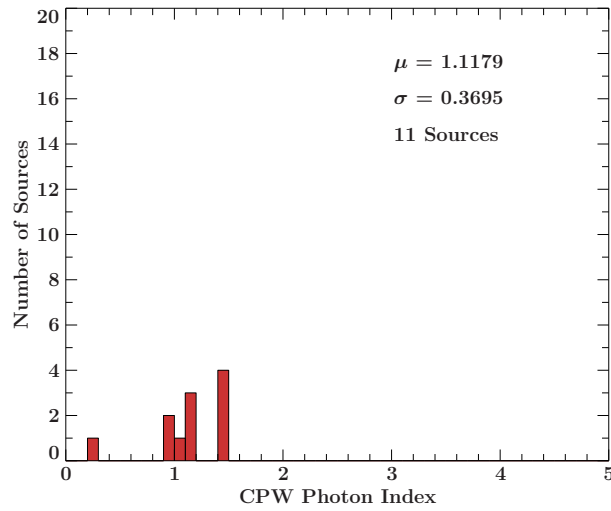


Abbildung 27: Histogramm der Verteilung des Photonindex Γ im Bereich von 0 bis 5 (Quelle: Walther)

einen Datenpunkt an. Im linken Bild ist der komplette Bereich der BAT SNR angetragen, während in der rechten Abbildung nur der Bereich bis zu einer SNR von 50 zu sehen ist. Die niedrigste SNR, bei der ein *Cutoff Power Law* zum Spektrum passt, liegt bei $\text{SNR} = 18.8$. Bei kleinen SNR passt also das Spektrum nicht mehr gut zum *Cutoff Power Law*.

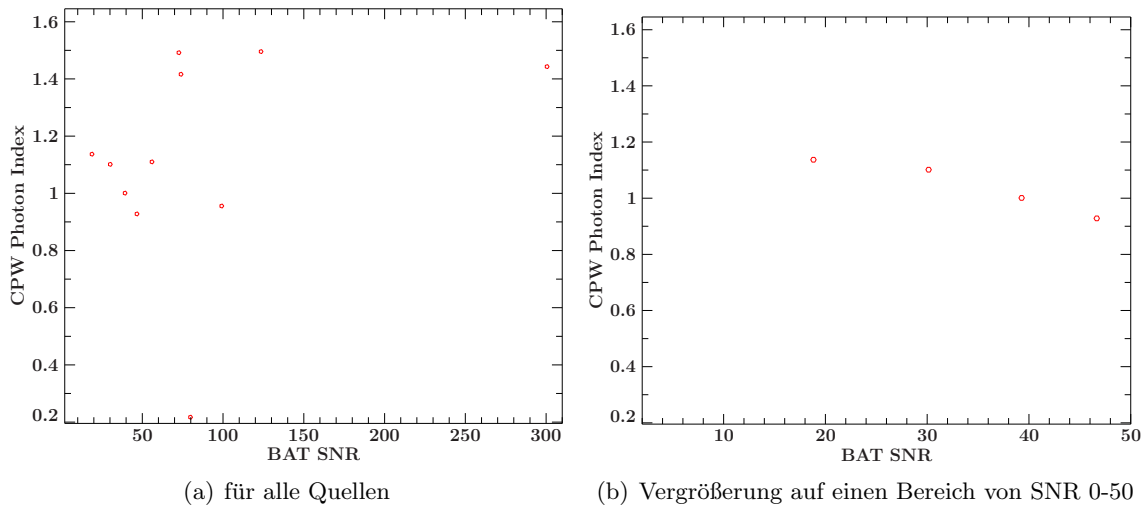


Abbildung 28: Zusammenhang zwischen Γ und SNR (Quelle: Walther)

Dort ist die Qualität der Aufnahme der Datenpunkte geringer. Bei den helleren Quellen (24 Quellen haben $\text{SNR} > 10$) ist das *Cutoff Power Law* auch keine gute Fitmethode, da bei nur elf Quellen die oben genannten Kriterien erfüllt sind.

Analyse der Cutoff Energie E_{cut}

Im folgenden Unterabschnitt gehe ich auf die Analyse der *Cutoff* Energie E_{cut} ein. Dazu gehe ich genauso vor wie bei der Analyse des Photonindex. Um Spektren herauszufiltern, bei denen der *Cutoff Power Law* Fit nicht gut passt, habe ich für die beiden physikalisch interessanten Parameter folgende Kriterien festgelegt:

- Γ muss im Intervall (0;5) liegen
- Die Abweichung bei Γ vom Bestwert darf maximal 0.6 betragen
- Das Konfidenzintervall von Γ darf nicht an die Ränder des erlaubten Bereichs gelangen
- E_{cut} muss im Intervall (14 keV;500 keV) liegen
- Das Konfidenzintervall von E_{cut} darf nicht an die Ränder des Definitionsbereichs gelangen

Die Kriterien sind nochmals genau im vorigen Unterkapitel über die Analyse des Photonindex Γ beim *Cutoff Power Law* erklärt. Bei Berücksichtigung dieser Kriterien erhält man dieselben elf Quellen wie bei der Analyse vom Photonindex Γ . In Abb.29 ist die Verteilung der Parameter E_{cut} der elf Quellen aufgetragen. Die Breite jedes Intervalls beträgt 10 keV.

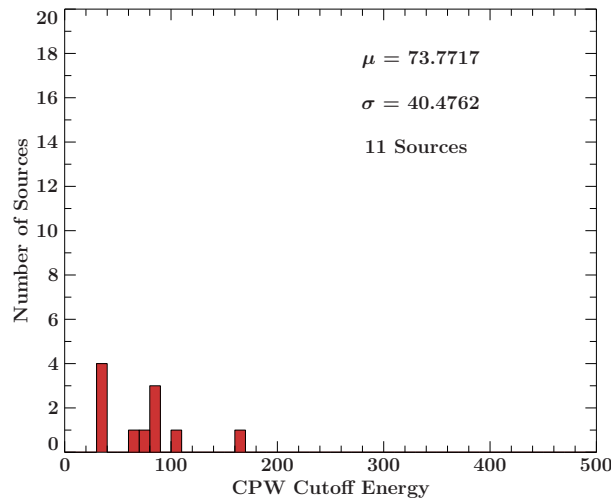


Abbildung 29: Histogramm der Verteilung der *Cutoff* Energie E_{cut} im Bereich von 0 bis 500 keV (Quelle: Walther)

Die Parameter ergeben zusammen einen Mittelwert von **(74 ± 40)keV**. Der Fehler des Mittelwerts entspricht der Standardabweichung. Dieser ist so groß, da die Parameterwerte sehr verstreut im erlaubten Bereich liegen. Im Bereich zwischen 30 und 40 keV liegen 4 der 11 Quellen. Zwischen 40 und 60 keV gibt es keine Werte. Erst ab 60 keV bis zu 90 keV liegen weitere 5 Quellen. In Abb.30 ist die BAT SNR gegen E_{cut} aufgetragen. Im rechten Bild ist die Ansicht der SNR auf 0-50 eingeschränkt. Vergleicht man Abb.28 mit Abb.30 erkennt man, dass die vier Quellen, bei denen die *Cutoff* Energie zwischen 30 und 40 keV

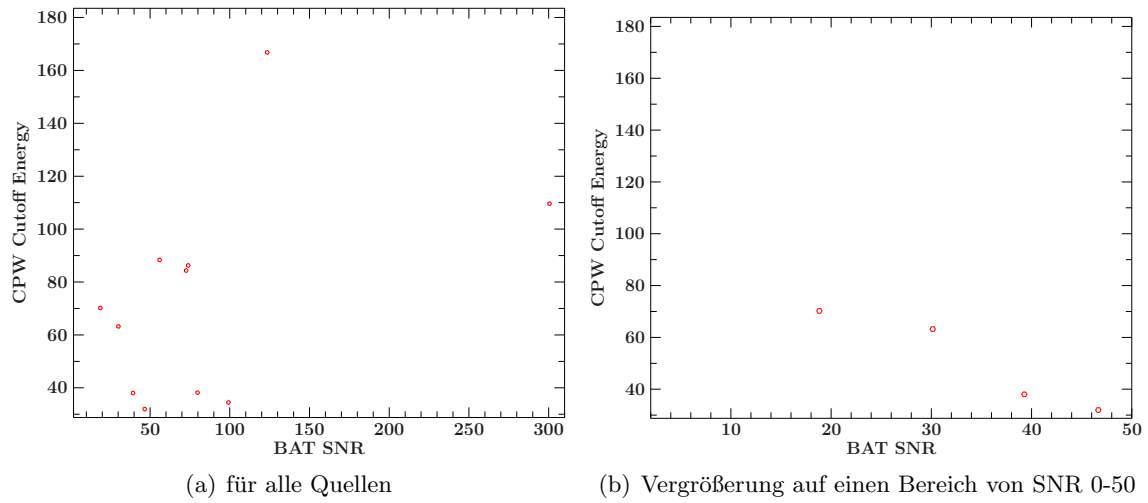


Abbildung 30: Zusammenhang zwischen E_{cut} und SNR (Quelle: Walther)

liegt, einen Photonindex kleiner gleich 1 besitzen.

Allgemein kann man sagen, dass das *Cutoff Power Law* nicht geeignet ist, die Spektren der mit *Swift*/BAT detektierten Quellen anzupassen. Bei Anwendung der Kriterien bleiben nur 11 Quellen übrig. Die Parameter Γ und E_{cut} liegen nicht kompakt um den Mittelwert, was einen großen Fehler der Mittelwerte der Parameter verursacht. In Kap.3.3.4 Tabelle 2 sind die Parameter des *Cutoff Power Law* für jede ausgewählte Quelle ermittelt.

3.3.4 Vergleich der Fitmethoden

In diesem Kapitel vergleiche ich die drei verschiedenen Fitmethoden, die ich benutzt habe um die Spektren der 55 Quellen, die von *Swift*/BAT detektiert wurden, zu fitten.

In Tabelle 2 sind die Parameter der Quellen angegeben, die die angesprochenen Kriterien erfüllen.

Beim **Power Law Fit** beinhaltet die Statistik alle Quellen ab einer SNR von 4.56 mit einer Ausnahme (MASER 093551.6+6121 mit SNR = 4.84). Das sind insgesamt 35 von 55 detektierten Quellen. Der mittlere Photonindex beträgt 1.83 ± 0.22 .

Zum **Broken Power Law Fit** passen nur 10 Quellen. Diese Quellen konnten auch mit einem *Power Law* angepasst werden. Die Mittelwerte der Parameter betragen $\Gamma_1 = (1.45 \pm 0.24)$, $\Gamma_2 = (2.43 \pm 0.40)$, $E_{\text{break}} = (33.5 \pm 3.0)\text{keV}$. Anhand des Knicks sieht man, dass zur Ermittlung von Γ_1 bzw. Γ_2 maximal drei bzw. fünf Datenpunkte zur Verfügung stehen. Die schwächste Röntgenquelle besitzt eine SNR von 26.86. Die Quellen mit SNR = 55.97 und SNR = 79.80 konnten von den Quellen mit SNR > 26.86 nicht mit einem *Broken Power Law* gefittet werden.

Beim **Cutoff Power Law** erfüllen ähnlich dem *Broken Power Law* nur 11 Spektren die Kriterien. Alle 11 Quellen lassen sich mit einem *Power Law* fitten. Acht der elf Spektren können auch mit einem *Broken Power Law* angepasst werden. Die mittleren Parameterwerte sind $\Gamma = (1.12 \pm 0.37)$ und $E_{\text{cut}} = (74 \pm 40)\text{keV}$. Ab einer SNR von 30 aufwärts konnten fast alle Spektren der Quellen mit einem *Cutoff Power Law* angepasst werden (bis auf MASER 141309.3-6520 mit SNR = 110.7). Die schwächste Quelle, die die Kriterien vom *Cutoff Power Law* Fit erfüllt, besitzt eine SNR von 18.82.

Damit erkennt man schon, dass es nicht nur an der schlechteren Datenqualität bei niedrigen SNR liegt, dass das Spektrum nicht mit einem *Broken Power Law* gefittet werden kann. Sogar bei großen SNR > 10 lässt sich bei 14/13 von 24 Quellen kein *Broken Power Law*/*Cutoff Power Law* anpassen. Dies liegt auch an der Anzahl der Freiheitsgrade. Bei acht Datenpunkten ist die Möglichkeit der Variation bei vier freien Parametern wie beim *Broken Power Law* sehr groß. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass bei vielen Quellen die Kriterien von mindestens einem der drei Parameter (Γ_1 , Γ_2 , E_{break}) nicht erfüllt sind. Gleiches gilt für das *Cutoff Power Law* mit drei freien Parametern. Beim *Power Law* hingegen legen nur zwei Parameter die Form der Kurve fest. Deshalb kann der Photonindex Γ nicht so stark variieren. Bei niedrigeren SNR passt folglich das Potenzgesetz trotz vermeintlich schlechterer Qualität der Datenaufnahme gut zu den Datenpunkten. Somit sind das *Broken Power Law* und das *Cutoff Power Law* keine gute Methode um die Spektren der 55 detektierten Quellen anzugleichen.

Es gibt noch eine bessere Methode, die Daten gut an eine bestimmte Funktion anzupassen. Dazu muss man die spezifischen Eigenschaften des BAT-Detektors betrachten. Die Qualität des Detektors bei *Swift*/BAT hängt von vielen Faktoren ab. Zum einen ist die Datenqualität schlechter, wenn weniger Photonen auf den Detektor treffen (kleine SNR). Andererseits ist der Detektor bei kleinen und großen Energien schlechter (Jörn Wilms, private Kommunikation). Bei kleinen Energien bis zu ca. 20 keV wird der Datenpunkt durch die geringe Detektorqualität verfälscht. In vielen Spektren (siehe Anhang) liegt der

erste Datenpunkt (14-20 keV) niedriger als der zweite. Dieses Phänomen kann auch von der Reflexion der Strahlung an der Akkretionsscheibe kommen (siehe Kap 2.1.3). Jedoch überwiegt die Ungenauigkeit des Detektors (Jörn Wilms, private Kommunikation). Bei hohen Energien (ab ca. 100 keV) treffen sehr wenige Photonen auf den Detektor und das thermische Rauschen dominiert. Deswegen habe ich im folgenden Kapitel die Datenpunkte an den Rändern des Energiebereichs vernachlässigt.

Tabelle 2: Parameterwerte der detektierten H₂O-Maser bei acht Datenpunkten

Name	SNR	PL Γ	BPL Γ_1	BPL Γ_2	BPL E_{break}	CPL Γ	CPL E_{cut}
MASER004252.8-2332	21.87	1.87					
MASER004847.1+3157	73.91	1.9	1.64	2.19	37.2	1.42	86.3
MASER005329.9-0846	3.09						
MASER015951.2-0650	5.43	1.74					
MASER024104.8-0815	12.47	1.79					
MASER024240.7-0000	15.63	1.91					
MASER025040.5+4140	6.52	1.63					
MASER025958.6+3649	3.73						
MASER030349.1-0106	13.67	1.68					
MASER032448.7-0302	4.2						
MASER035000.35-0127	3						
MASER050819.69+1721	9.25	2.07					
MASER061536.3+7102	55.97	1.63				1.11	88.4
MASER063025.6+6340	5.93	1.85					
MASER065008.7+6050	4.7	1.55					
MASER074241.7+6510	4.56	1.74					
MASER080019.8+2642	11.27	1.83					
MASER080405.8+0506	23.03	2.06					
MASER084338.1+5012	2.82						
MASER091405.1+4006	2.93						
MASER093551.6+6121	4.84						
MASER095929.5-2249	30.14	1.78	1.17	2.1	30.8	1.1	63.2
MASER100157.8+5540	17.14	1.74					
MASER101618.7-3333	3.15						
MASER103138.87+2559	2.2						
MASER103408.6+6001	3.66						
MASER104823.4-2509	8.95	1.6					
MASER110933.15+2837	2.9						
MASER112831.9+5833	3.25						
MASER113557.3+7032	3.23						
MASER113901.7-3744	72.63	1.98	1.63	2.21	31.3	1.49	84.4
MASER120309.6+4431	26.86	2.28	1.61	2.97	31.4		
MASER121032.6+3924	300.55	1.83	1.63	2.07	39.3	1.44	109.6
MASER121826.51+2948	15.32	2.45					
MASER121857.5+4718	12.27	1.82					
MASER122546.7+1239	123.46	1.76	1.56	1.89	32.8	1.5	166.8
MASER125559.86-0804	2.3						
MASER130527.5-4928	79.8	1.48				0.22	38.2
MASER130705.98-2340	2.72						
MASER132952.7+4711	3.73						
MASER141309.3-6520	110.7	2.09	0.93	3.05	32.6		
MASER141314.8-0312	99.12	2.08	1.4	2.58	31.8	0.96	34.4
MASER143240.8-4410	5.32	1.7					
MASER144223.9-1715	24.3	1.76					
MASER144536.8+2702	5.07	1.4					
MASER163032.6+3923	5.31	1.76					
MASER165258.9+0224	18.82	1.79				1.14	70.2
MASER171659.5-6249	39.28	2.05	1.34	2.5	31.6	1	38
MASER183820.3-6525	46.66	2.14	1.64	2.75	36.3	0.93	32
MASER195215.8+0230	10.34	1.69					
MASER203306.1-0201	2.75						
MASER214457.29+1534	2.74						
MASER220117.1-3746	2.99						
MASER230456.7+1219	7.02	1.66					
MASER231925.1+0554	2.64						

Spalte 2: SNR bedeutet 'signal-to-noise-ratio'; Spalte 3: PL bedeutet *Power Law*. Spalte 4-6: BPL bedeutet *Broken Power Law*. Spalte 7-8: CPL bedeutet *Cutoff Power Law*

3.4 Verbesserter *Power Law* Fit

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass zu den Spektren ein *Power Law* Fit am besten passt. Jedoch ist die Detektionsqualität von BAT an den Rändern des Energiebereichs gering. Wie am Ende des letzten Unterabschnitts beschrieben, wird das Signal bei niedrigen Energien durch die geringe Detektorqualität verfälscht. Im Bereich von 100-195 keV treffen sehr wenige Photonen auf den Detektor. Das Signal wird unter anderem vom thermischen Rauschen überlagert. Bei einigen der 55 Spektren der detektierten Quellen liegen sogar die Fehlerbalken der äußeren Datenpunkte, manchmal sogar die Datenpunkte selbst, im negativen Bereich (z.B. bei MASER 093551.6+6121). Deshalb verwende ich zu einem verbesserten Fit nur die Datenpunkte, die im Energiebereich von 20-100 keV liegen. Die Breiten der Energieintervalle dieser fünf Punkte sind 20-24 keV, 24-35 keV, 35-50 keV, 50-75 keV und 75-100 keV. An diese Daten passe ich ein *Power Law* an, da es - wie im vorigen Abschnitt dargelegt - die beste Methode ist um diese Spektren zu fitten. In Abb.31 ist ein Beispiel für ein *Power Law* Fit an das Spektrum von NGC 4151 gezeigt. Die rote

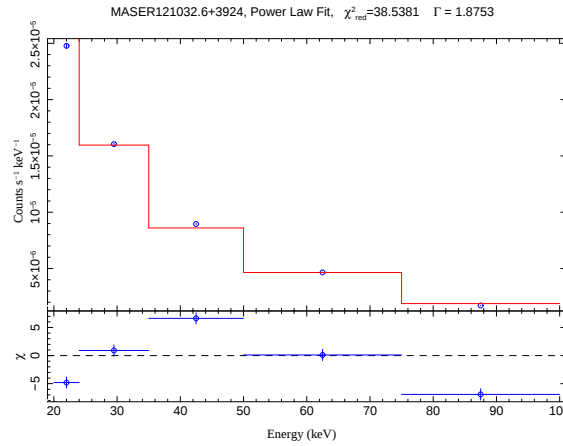


Abbildung 31: *Power Law* Fit an die Quelle MASER 121032.6+3924 (NGC 4151) bei fünf Datenpunkten (Quelle: Walther)

Linie ist der Fit, die blauen Punkte sind die Datenpunkte mit Fehler. Im unteren Teil sind die Abweichungen χ vom idealen Fit aufgetragen. Um für die weitere statistische Betrachtung nur die Spektren auszuwählen, zu denen ein *Power Law* gut passt, wird die in 3.3.1 bewährte Methode genutzt. Zuerst schränkt man den erlaubten Parameterbereich auf (0;5) ein. Um diejenigen Γ herauszufiltern, die im Intervall (0;5) liegen und eine große Schwankung um ihren Bestwert aufweisen, benutze ich dasselbe Kriterium wie in 3.3.1. Man betrachtet die Photonindizes Γ der hellsten Quellen ab einer SNR von 10. In Abb.32 ist die Verteilung der 24 Quellen mit einer BAT SNR > 10 mit einer Intervallbreite von 0.1 aufgetragen. Der Mittelwert beträgt $\Gamma_{best} = (1.99 \pm 0.26)$. Die äußeren Grenzen liegen bei 1.5 und 2.6. Die maximale Abweichung vom Mittelwert beträgt also 0.6. Das Auswahlkriterium lautet dann folgendermaßen:

Die Photonindizes, die im Bereich (0;5) liegen, dürfen nicht mehr als 0.6 von ihrem Bestwert

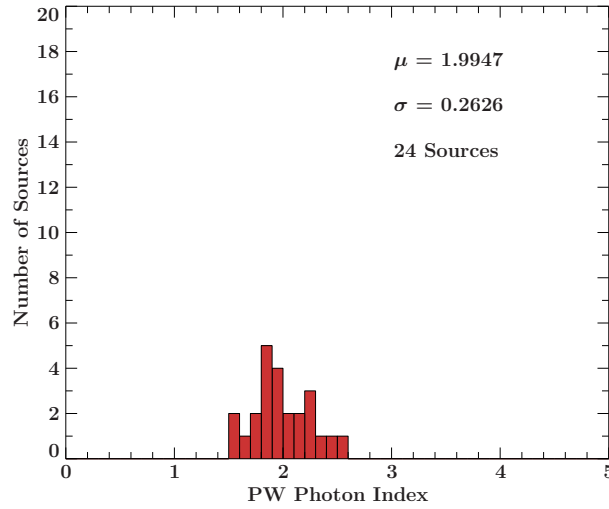


Abbildung 32: Histogramm der Verteilung der Photonindizes Γ der hellsten Quellen bei fünf Datenpunkten (Quelle: Walther)

abweichen.

Der Zahlenwert stimmt zufällig mit dem aus Abschnitt 3.3.1 überein. Zusätzlich darf das Konfidenzintervall des Parameters nicht an den Rand des Bereichs (0;5) stoßen, da sonst Werte außerhalb des Definitionsbereich erlaubt wären.

Wendet man diese drei Kriterien auf die Spektren der detektierten Quellen an, so erhält man die Verteilung in Abb.33. Die Photonindizes von 30 der 55 Quellen erfüllen die Kriterien. Bei

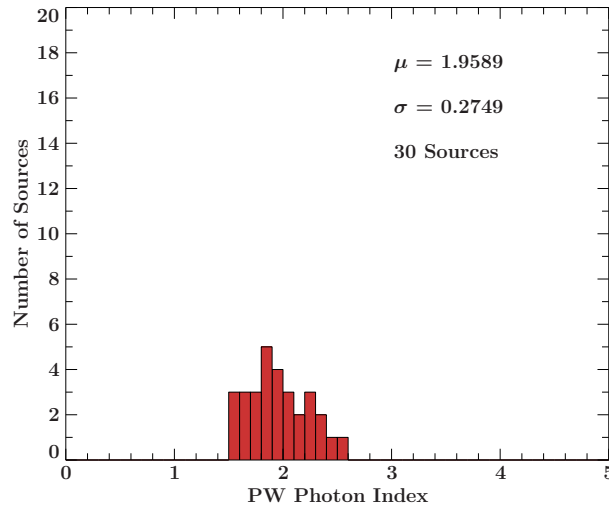


Abbildung 33: Histogramm der Verteilung des Photonenindex Γ im Bereich von 0 bis 5 bei fünf Datenpunkten (Quelle: Walther)

Betrachtung aller acht Datenpunkte sind es 35 Quellen. Bei Vergleich von Tab.2 mit Tab.3 (Kap. 3.4.1) erkennt man, dass die fünf fehlenden Quellen in Bezug auf den *Power Law* Fit im Bereich von 14-195 keV MASER063025.6+6340 (SNR = 5.93), MASER015951.2-0650

(SNR = 5.43), MASER143240.8-4410 (SNR = 5.32), MASER065008.7+6050 (SNR = 4.70) und MASER074241.7+6510 (SNR = 4.56) sind. Also erfüllen auch alle Indizes der hellen Quellen (SNR > 10) die Kriterien, was die Auswahlkriterien rückwirkend bestätigt. Der Mittelwert der berücksichtigten Werte von Γ ist 1.96 ± 0.27 . Da zu den Γ -Werten

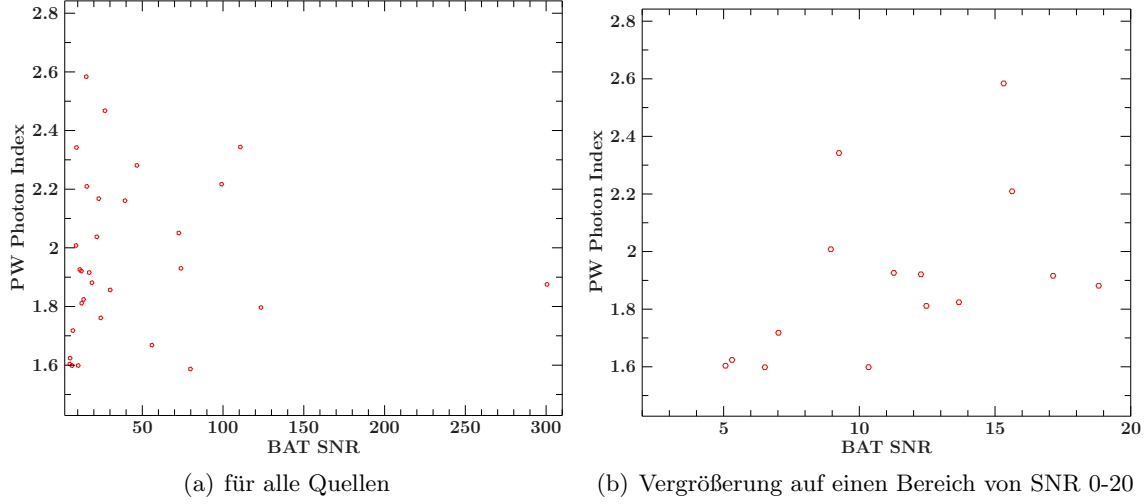


Abbildung 34: Zusammenhang zwischen Γ im Bereich von 0 bis 5 und SNR bei fünf Datenpunkten (Quelle: Walther)

der hellsten Quellen nur noch sechs weitere Photonindizes hinzukommen, ändert sich der Mittelwert kaum. Der Mittelwert der Photonindizes ist konsistent mit denen aus Risaliti and Elvis (2004) (siehe Kap. 2.1.3). In Abb.34 ist wiederum die SNR gegen Γ aufgetragen. Jeder Punkt stellt eine Quelle dar. Bei kleinen SNR ist der Photonindex gering. Die eine Quelle, die im Histogramm ins Intervall 2.5-2.6 fällt, hat eine SNR von 15.32. Man erkennt in Abb.34 jedoch keinen signifikanten Zusammenhang zwischen den Photonindizes und den SNR. Die Werte der Photonindizes kann man der Tab.3 entnehmen.

3.4.1 Fluss im Bereich 20 - 100 keV

Anhand der Spektren mit den entsprechenden Parametern des *Power Law* Fits (Photonindex Γ und Normierung A) wird der Fluss S im Bereich von 20 - 100 keV berechnet. Dazu benötigt man die Fläche unter dem Graphen. Dieser Wert wird durch die Detektorfläche F dividiert.

$$S = \frac{1}{F} \int_{20}^{100} A E^{-\Gamma} dE$$

Für die 25 Photonindizes, die aufgrund der Kriterien nicht berücksichtigt wurden, setze ich den Photonindex Γ näherungsweise gleich dem Mittelwert der Photonindizes der berücksichtigten Quellen (1.96). Die Werte der Flüsse sind in Tabelle 3 gegeben. Dabei ist SNR die 'signal-to-noise-ratio', Γ der Photonindex, aus dem der Fluss ermittelt wurde und S_{20-100} der Fluss im Bereich der fünf Datenpunkte von 20-100 keV.

Tabelle 3: Photonindizes der detektierten H₂O-Maser mit Fluss bei fünf Datenpunkten

Name	SNR	Γ	S_{20-100} eV s ⁻¹ cm ⁻²
MASER004252.8-2332	21.87	2.04	17.58
MASER004847.1+3157	73.91	1.93	58.91
MASER005329.9-0846	3.09	1.96	2.03
MASER015951.2-0650	5.43	1.96	4.86
MASER024104.8-0815	12.47	1.81	10.38
MASER024240.7-0000	15.63	2.21	13.98
MASER025040.5+4140	6.52	1.60	7.07
MASER025958.6+3649	3.73	1.96	4.13
MASER030349.1-0106	13.67	1.82	13.85
MASER032448.7-0302	4.20	1.96	4.21
MASER035000.35-0127	3.00	1.96	3.03
MASER050819.69+1721	9.25	2.34	10.19
MASER061536.3+7102	55.97	1.67	50.35
MASER063025.6+6340	5.93	1.96	5.04
MASER065008.7+6050	4.70	1.96	4.05
MASER074241.7+6510	4.56	1.96	3.73
MASER080019.8+2642	11.27	1.93	10.62
MASER080405.8+0506	23.03	2.17	21.08
MASER084338.1+5012	2.82	1.96	2.46
MASER091405.1+4006	2.93	1.96	2.45
MASER093551.6+6121	4.84	1.96	3.35
MASER095929.5-2249	30.14	1.86	30.84
MASER100157.8+5540	17.14	1.92	12.73
MASER101618.7-3333	3.15	1.96	3.01
MASER103138.87+2559	2.20	1.96	1.7
MASER103408.6+6001	3.66	1.96	2.71
MASER104823.4-2509	8.95	2.01	9.58
MASER110933.15+2837	2.90	1.96	2.12
MASER112831.9+5833	3.25	1.96	2.23
MASER113557.3+7032	3.23	1.96	2.15
MASER113901.7-3744	72.63	2.05	68.9
MASER120309.6+4431	26.86	2.47	15.56
MASER121032.6+3924	300.55	1.88	199.08
MASER121826.51+2948	15.32	2.58	9.09
MASER121857.5+4718	12.27	1.92	7.86
MASER122546.7+1239	123.46	1.80	100.55
MASER125559.86-0804	2.30	1.96	1.79
MASER130527.5-4928	79.8	1.59	99.19
MASER130705.98-2340	2.72	1.96	3.5
MASER132952.7+4711	3.73	1.96	1.95
MASER141309.3-6520	110.70	2.34	108.33
MASER141314.8-0312	99.12	2.22	93.69
MASER143240.8-4410	5.32	1.96	6.42
MASER144223.9-1715	24.30	1.76	32.3
MASER144536.8+2702	5.07	1.60	5
MASER163032.6+3923	5.31	1.62	5.23
MASER165258.9+0224	18.82	1.88	26.63
MASER171659.5-6249	39.28	2.16	38.58
MASER183820.3-6525	46.66	2.28	43.94
MASER195215.8+0230	10.34	1.60	12.61
MASER203306.1-0201	2.75	1.96	3.12
MASER214457.29+1534	2.74	1.96	2.49
MASER220117.1-3746	2.99	1.96	3.54
MASER230456.7+1219	7.02	1.72	7.38
MASER231925.1+0554	2.64	1.96	2.34

Spalte 2: SNR bedeutet 'signal-to-noise-ratio'; Spalte 3: Photonindizes, die zur Bestimmung des Flusses benutzt wurden ($\Gamma = 1.96$ bedeutet, dass die Quelle die Auswahlkriterien nicht erfüllt); Spalte 4: Fluss im Bereich 20-100 keV

4 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Analyse der Daten sind in diesem Abschnitt dargestellt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4, die die Eigenschaften der 136 Quellen beinhaltet, zusammengefasst. Dabei wurde zur Berechnung des *Upper Limits* des Flusses der von BAT nicht detektierten Quellen der kleinste Wert des Flusses im Bereich von 20-100 keV unter den 55 detektierten Quellen benutzt ($1.70 \text{ eV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Aus diesem Wert wurde das *Upper Limit* der Leuchtkraft der von BAT nicht detektierten Quellen bestimmt. Aus dem Fluss ergibt sich für die Leuchtkraft:

$$L = 4\pi D^2 S$$

D ist die Entfernung der Masergalaxie, S ist der Fluss. Aus dem NVSS-Katalog (Condon et al., 1998) wurden die Flussdichten der Quellen bei 20 cm Wellenlänge entnommen.

Tabelle 4: Eigenschaften der 136 H₂O-Maserquellen

Maser Name	Name	Ra	Dec	Typ	D	Sub	20cm Flussdichte	L _{20–100}	L _{H₂O}
		(h m s)	(° ' ")		Mpc		mJy	10 ⁷ L _⊙	L _⊙
MASER 000953.6+2555	NGC 23	00 09 53.6	+25 55 23	LINER	60.9	old	73.5 ± 2.7	<31.4	200
MASER 001106.5-1206	NGC 17	00 11 06.5	-12 06 26	Sy2	79.1	old	66.9 ± 2.5	<53.1	6
MASER 001145.2-0054	2MASX J00114518-0054303	00 11 45.2	-00 54 31	Sy2 ^a	191.8	old		<312.1	527
MASER 002725.3+4544	2MASX J00272528+4544279	00 27 25.3	+45 44 27		160	new	6.8 ± 0.5	<217.3	507
MASER 004252.8-2332	NGC 235A	00 42 52.8	-23 32 28	Sy1	88.9	old	42.2 ± 1.3	691.1	100
MASER 004847.1+3157	Mrk 348	00 48 47.1	+31 57 25	Sy2	60.1	old	292.2 ± 8.8	1059.2	398
MASER 005329.9-0846	NGC 291	00 53 29.9	-08 46 04	Sy2 ^b	76.1	old	9.9 ± 0.6	58.4	74
MASER 010702.2-8018	ESO 013-G012	01 07 02.2	-80 18 28		67.3	old		<38.4	501
MASER 011607.2+3305	Mrk 1	01 16 07.2	+33 05 22	Sy2	63.7	old	75.4 ± 2.3	<34.5	50
MASER 012435.1+0347	NGC 520	01 24 35.1	+03 47 33	SBG	30.4	old	176.3 ± 5.3	<7.8	2
MASER 012601.66-0417	2MASX J01260163-0417564	01 26 01.66	-04 17 56.2		75.2	new		<48.0	112
MASER 013331.2+3540	NGC 591	01 33 31.2	+35 40 06	Sy2	60.6	old	32.8 ± 1.1	<31.2	25
MASER 013418.2-2925	NGC 613	01 34 18.2	-29 25 07	Sy2	19.7	old	178.3 ± 6.3	<3.3	16
MASER 015951.2-0650	IC 0184	01 59 51.2	-06 50 25	Sy2	70.5	old	3.2 ± 0.4	120.3	25
MASER 021405.9-0016	2MASX J02140591-0016371	02 14 05.9	-00 16 37	Sy2 ^a	149.4	old		<189.4	74
MASER 021703.57 +0517	Mrk 1029	02 17 03.57	+05 17 31.4		121	new	11.6 ± 0.5	<124.3	682
MASER 024104.8-0815	NGC 1052	02 41 04.8	-08 15 21	Sy2,LINER	19.6	old	912.5 ± 27.4	19.9	126
MASER 024240.7-0000	NGC 1068	02 42 40.7	-00 00 48	Sy2,Sy1	15.2	old	4848.1 ± 170.4	16	158
MASER 025040.5+4140	NGC 1106	02 50 40.5	+41 40 17	Sy2	57.8	old	132.4 ± 4	117.6	8
MASER 025329.6-0014	2MASX J02532956-0014052	02 53 29.6	-00 14 06	Sy2 ^a	115	old	23.7 ± 1.3	<112.1	4
MASER 025958.6+3649	Mrk 1066	02 59 58.6	+36 49 14	Sy2	48.1	old	100.4 ± 3	47.5	32
MASER 030349.1-0106	NGC 1194	03 03 49.1	-01 06 13	Sy1.9 ^b	54.3	old	2.5 ± 0.5	203.7	112
MASER 032448.7-0302	NGC 1320	03 24 48.7	-03 02 32	Sy2	35.5	old	6 ± 0.5	26.4	16
MASER 033646.16 -0750	2MASX J03364614-0750236	03 36 46.16	-07 50 23.6		156.3	new		<207.1	183
MASER 033646.4-3600	NGC 1386	03 36 46.4	-36 00 02	Sy2	11.6	old	37.1 ± 1.5	<1.1	126
MASER 033810.4+0114	2MASX J03381036+0114178	03 38 10.4	+01 14 18	Sy2 ^a	159	old	25.6 ± 1.2	<214.5	126
MASER 035000.35 -0127	2MASX J03500035-0127578	03 50 00.35	-01 27 57.7		165	new	9 ± 0.5	411.2	3870
MASER 041437.8+0534	MG J0414+0534	04 14 37.8	+05 34 42	QSO1	10836	old	2086.3 ± 73.6	<996308.6	10000
MASER 043703.67 +2456	2MASX J04370366+2456067	04 37 03.67	+24 56 06.8		64.5	new		<35.3	178
MASER 043708.26+6637	2MASX J04370825+6637424	04 37 08.26	+66 37 42.3		50.3	new	3.3 ± 0.5	<21.4	20
MASER 044054.97 -0822	IRAS 04385-0828	04 40 54.97	-08 22 22.2	Sy2 ^a	60.4	new	17.5 ± 1.2	<30.9	43
MASER 045252.7+0303	UGC 3193	04 52 52.7	+03 03 24		59.4	old	17.2 ± 0.7	<29.9	251
MASER 050137.76 -0415	Mrk 1089	05 01 37.76	-04 15 28.4	SBG ^c	53.6	new	30.4 ± 1.6	<24.4	15
MASER 050819.69 +1721	CGCG468-002 Ned01	05 08 19.69	+17 21 48.1	Sy2 ^b	70	new	32.4 ± 1.4	248.4	35
MASER 050950.2+0729	UGC 3255	05 09 50.2	+07 29 00	Sy2	75.6	old	35.3 ± 1.1	<48.5	16
MASER 055542.63 +0323	UGCA 116	05 55 42.63	+03 23 31.8	HII ^a	10.5	new	32.5 ± 1.1	<0.9	3
MASER 061536.3+7102	Mrk 3	06 15 36.3	+71 02 15	Sy2	54	old	1100.4 ± 33	731.0	10
MASER 063025.6+6340	VII Zw 073	06 30 25.6	+63 40 41	Sy2	158.7	old	11.9 ± 0.5	631.1	158
MASER 065008.7+6050	NGC 2273	06 50 08.7	+60 50 45	Sy2	24.5	old	62.6 ± 2.3	12.1	6
MASER 070421.02 -2135	ESO558-G009	07 04 21.02	-21 35 19.2		102.3	new	12.5 ± 0.6	<88.8	766
MASER 071930.9+5921	UGC 3789	07 19 30.9	+59 21 18	Sy2	43.2	old	16.8 ± 1	<15.9	398
MASER 073502.2+3249	NGC 2410	07 35 02.2	+32 49 20	Sy2 ^b	62.4	old	17.3 ± 1	<33.1	14
MASER 074241.7+6510	Mrk 78	07 42 41.7	+65 10 37	Sy2	148.5	old	36.5 ± 1.2	409.5	32
MASER 080019.8+2642	IC 485	08 00 19.8	+26 42 05		111.2	old	13.6 ± 1.2	653.3	1060
MASER 080405.8+0506	Mrk 1210	08 04 05.8	+05 06 50	Sy2,Sy1	53.9	old	114.4 ± 3.5	305.5	79
MASER 080431.0+3607	SDSS J0804+3607	08 04 31.0	+36 07 18	Sy2	2640	old	76.9 ± 2.3	<59137.6	25119
MASER 083622.8+3327	2MASX J08362280+3327383	08 36 22.8	+33 27 39	Sy2 ^b	197.5	old	2.9 ± 0.5	>330.9	2512
MASER 084338.1+5012	NGC 2639	08 43 38.1	+50 12 20	LINER	44.5	old	115 ± 4.1	24.3	25

MASER 091127.52 -1449	NGC 2781	09 11 27.52	-14 49 00.6		27.4	new		<6.4	14
MASER 091246.38 +2304	2MASX J09124641+2304273	09 12 46.38	+23 04 27.3		145.2	new		<178.9	143
MASER 091405.1+4006	NGC 2782	09 14 05.1	+40 06 49	Sy1,SBG	34.2	old	124.5 ± 5	14.2	13
MASER 091902.2+2616	NGC 2824	09 19 02.2	+26 16 12	Sy?	36.8	old	8.9 ± 0.5	<11.5	501
MASER 093106.7+4904	SBS0927+493	09 31 06.7	+49 04 47	LINER	136.5	old	8.9 ± 0.5	<158.2	501
MASER 093551.6+6121	UGC 5101	09 35 51.6	+61 21 11	LINER,Sy1.5	157.5	old	170.1 ± 5.8	413.8	1585
MASER 094036.4+0334	Mrk 1419	09 40 36.4	+03 34 37	LINER ^b	65.8	old	7.1 ± 0.5	<36.7	398
MASER 094308.6-1023	NGC 2979	09 43 08.6	-10 23 00	Sy2	36.3	old	14.3 ± 0.7	<11.2	126
MASER 094525.8-1822	NGC 2989	09 45 25.8	-18 22 36	H II	55.6	old	17.6 ± 1.4	<26.3	40
MASER 095929.5-2249	NGC 3081	09 59 29.5	-22 49 35	Sy2 ^a , Sy1h ^b	31.9	old	5.4 ± 0.5	156.1	17
MASER 100157.8+5540	NGC 3079	10 01 57.8	+55 40 47	Sy2,LINER	15	old	769.4 ± 27.1	14.3	501
MASER 101150.58 -1926	2MASX J10115058-1926436	10 11 50.58	-19 26 43.9		107.4	new		<97.9	371
MASER 101355.1+3850	NGC 3160	10 13 55.1	+38 50 34		92.3	old	16.1 ± 0.6	<72.2	46
MASER 101618.7-3333	IC 2560	10 16 18.7	-33 33 50	Sy2	39	old	31 ± 1.6	22.8	1000
MASER 102751.3 -4354	NGC 3256	10 27 51.3	-43 54 14		37.4	new		<11.9	
MASER 103138.87 +2559	UGC 5713	10 31 38.87	+25 59 02.3		84.2	new	23.7 ± 1.1	60.1	237
MASER 103408.6+6001	Mrk 34	10 34 08.6	+60 01 52	Sy2 ^b	201.9	old	19.1 ± 0.7	549.8	100
MASER 104823.4-2509	NGC 3393	10 48 23.4	-25 09 43	Sy2	50	old	80.7 ± 3.3	119.3	398
MASER 110048.0+1043	UGC 6093	11 00 48.0	+10 43 41		144.4	old	3.3 ± 0.4	<176.9	770
MASER 110338.36 -0052	2MASX J11033836-0052081	11 03 38.36	-00 52 08.5	Sy2 ^b	114.5	new		<111.2	26
MASER 110933.15 +2837	2MASX J11093314+2837393	11 09 33.15	+28 37 39.5		152.3	new	3.3 ± 0.5	244.7	36
MASER 111131.0 +5540	NGC 3556	11 11 31.0	+55 40 27	H II	9.3	old	216.5 ± 7.1	<0.7	1
MASER 111604.7 -7612	NGC 3620	11 16 04.7	-76 12 59		22.4	new		<4.3	
MASER 111700.12 +3235	CGCG 185-028	11 17 00.12	+32 35 50.6		139.4	new	17.5 ± 0.7	<164.9	550
MASER 111821.32 +4544	NGC 3614	11 18 21.32	+45 44 53.6		31.1	new		<8.2	3
MASER 112831.9+5833	Arp 299	11 28 31.9	+58 33 45	SBG	41.6	old	677.1 ± 25.4	19.2	25
MASER 113557.3+7032	NGC 3735	11 35 57.3	+70 32 09	Sy2	35.9	old	85.8 ± 3.2	13.9	20
MASER 113808.0+1111	CGCG 068-013	11 38 08.0	+11 11 47		142.8	old	8.2 ± 0.5	<172.9	92
MASER 113901.7-3744	NGC 3783	11 39 01.7	-37 44 19	Sy1.5 ^b	38.9	old	43.6 ± 2	518.9	22
MASER 114945.7+5031	CGCG 268-089	11 49 45.7	+50 31 37		105.7	old		<94.7	149
MASER 120204.62 +3519	2MASX J12020465+3519173	12 02 04.62	+35 19 18.1		136	new		<157.0	520
MASER 120223.98 +1450	UGC 7016	12 02 23.98	+14 50 37.1		96.9	new	11.9 ± 0.6	<79.7	22
MASER 120309.6+4431	NGC 4051	12 03 09.6	+44 31 53	Sy1.5	9.3	old	94.4 ± 4	6.8	2
MASER 121032.6+3924	NGC 4151	12 10 32.6	+39 24 21	Sy1.5	13.3	old	359.6 ± 10.8	174.5	1
MASER 121409.5 +5431	NGC 4194	12 14 09.5	+54 31 37	H II ^a	33.3	new	100.7 ± 3	<9.4	12
MASER 121826.51 +2948	NGC 4253	12 18 26.51	+29 48 46.3	Sy1 ^d	51.7	new	38.1 ± 1.2	120.8	9
MASER 121857.5+4718	NGC 4258	12 18 57.5	+47 18 14	Sy1.9,LINER	6	old	238.9 ± 7.8	1.4	79
MASER 122024.0+1450		12 20 24.0	+14 50 37			old			
MASER 122112.9+1822	NGC 4293	12 21 12.9	+18 22 57	LINER	11.9	old	18.5 ± 1	<1.2	5
MASER 122546.7+1239	NGC 4388	12 25 46.7	+12 39 44	Sy2	33.7	old	119.4 ± 4.6	567.0	13
MASER 123408.5+0239	NGC 4527	12 34 08.5	+02 39 14	LINER	23.1	old	176.1 ± 6.1	<4.5	4
MASER 124237.4 +1421	NGC 4633	12 42 37.4	+14 21 26		3.9	new		<0.1	1
MASER 125559.86 -0804	2MASX J12555984-0804329	12 55 59.86	-08 04 33.6		53.4	new	171.7 ± 5.2	25.4	226
MASER 125640.5-4655	ESO 269-G012	12 56 40.5	-46 55 34	Sy2	66	old	<3.7 ^e	<37.0	1000
MASER 130125.2+2918	NGC 4922	13 01 25.2	+29 18 50	Sy2,LINER	94.1	old	38.8 ± 1.2	<75.1	200
MASER 130527.5-4928	NGC 4945	13 05 27.5	-49 28 06	Sy2	7.5	old		27.5	50
MASER 130705.98 -2340	NGC 4968	13 07 05.98	-23 40 37.3	Sy2 ^b	39.4	new	34.5 ± 1.1	27.1	53
MASER 132952.7+4711	M 51	13 29 52.7	+47 11 43	Sy2	6.2	old	427.1 ± 13.4	0.4	1
MASER 133817.2+4816	NGC 5256	13 38 17.2	+48 16 32	Sy2,SBG	112.3	old	126.3 ± 4.5	<107.0	32
MASER 134640.8+5228	SBS 1344+527	13 46 40.8	+52 28 37	Sy2 ^b	116.8	old		<115.8	379
MASER 135317.8+3329	NGC 5347	13 53 17.8	+33 29 27	Sy2	31.1	old	5.6 ± 0.5	<8.2	32
MASER 135535.91 +0553	2MASX J13553592+0553050	13 55 35.91	+05 53 04.7		156.8	new	12.7 ± 0.9	<208.7	86
MASER 135628.7+6437	MCG+11-17-010	13 56 28.7	+64 37 43	Sy2	126.1	old	2.5 ± 0.4	<134.9	34
MASER 140838.28 -2934	ESO 446-G018	14 08 38.28	-29 34 19.3		63.6	new	3.2 ± 0.7	<34.3	183
MASER 141223.3-2706	NGC 5495	14 12 23.3	-27 06 29	Sy2	89.8	old	11.5 ± 1.2	<68.5	200
MASER 141309.3-6520	Circinus	14 13 09.3	-65 20 21	Sy2	6	old	1500 ^f	19.4	20

MASER 141314.8-0312	NGC 5506	14 13 14.8	-03 12 27	Sy1.9	24.7	old	338.8 ± 10.2	284.7	50
MASER 143240.8-4410	NGC 5643	14 32 40.8	-44 10 29	Sy2	16	old	203 ^g	8.2	25
MASER 143753.3 -0023	NGC 5691	14 37 53.3	-00 23 56	H II ^a	24.9	new	19 ± 1.3	<5.3	4
MASER 144223.9-1715	NGC 5728	14 42 23.9	-17 15 11	Sy2	37.2	old	70 ± 2.8	222.2	79
MASER 144536.8 +2702	CGCG 164-019	14 45 36.8	+27 02 05	Sy1.9 ^b	119.5	new	33.2 ± 1.1	355.7	30
MASER 145700.7+2437	UGC 9618B	14 57 00.7	+24 37 03	LINER	134.6	old	93.1 ± 3.3	<153.7	1585
MASER 145835.5+4453	UGC 9639	14 58 35.5	+44 53 06		144	old	35.7 ± 1.1	<176.0	444
MASER 145924.7-1641	NGC 5793	14 59 24.7	-16 41 36	Sy2	46.5	old	1200.5 ± 36	<18.4	100
MASER 152019.6+5253	2MASX J15201964+5253560	15 20 19.6	+52 53 56		148.9	old		<188.1	44
MASER 153916.7 +2427	UGC 9954	15 39 16.7	+24 27 18		137.5	new	8.3 ± 0.5	<160.3	30
MASER 160703.9+0106	2MASX J16070391+0106296	16 07 03.9	+01 06 29		109.5	old		<101.8	6
MASER 163032.6+3923	2MASX J16303265+3923031	16 30 32.6	+39 23 03	Sy2 ^b	122.1	old	17.7 ± 0.7	388.6	
MASER 163040.92+3029	CGCG 168-018	16 30 40.92	+30 29 19.6		146.9	new	2.5 ± 0.4	<183.0	192
MASER 165258.9+0224	NGC 6240	16 52 58.9	+02 24 03	Sy2	99.5	old	426.3 ± 15	1313.3	40
MASER 165716.1+2750	NGC 6264	16 57 16.1	+27 50 59	Sy2	135.7	old	<0.9 ^h	<156.2	1259
MASER 165815.5+3923	2MFGC 13581	16 58 15.5	+39 23 29	Sy2 ^b	137.2	old	3.64 ^h	<159.7	672
MASER 171018.1 +1344	2MASX J17101815+1344058	17 10 18.1	+13 44 06		126	new	25.7 ± 1.2	<134.7	69
MASER 171318.0+4346	NGC 6323	17 13 18.0	+43 46 56	Sy2	103.6	old	3.1 ± 0.5	<91.1	501
MASER 171659.5-6249	NGC 6300	17 16 59.5	-62 49 14	Sy2	14.8	old		42.1	3
MASER 183820.3-6525	ESO 103-G35	18 38 20.3	-65 25 42	Sy2	53.1	old		617.7	398
MASER 193938.9-0124	2MASX J19393889-0124328	19 39 38.9	-01 24 33		82.5	old	11.3 ± 0.5	<57.8	158
MASER 195215.8+0230	3C403	19 52 15.8	+02 30 24	FR II	235.9	old	5798 ⁱ	3492.8	1995
MASER 203306.1-0201	NGC 6926	20 33 06.1	-02 01 39	Sy2	79.6	old	119.9 ± 4.3	98.4	501
MASER 210911.4 -0147	UGC 11685	21 09 11.4	-01 47 54.9		78.3	new	15.6 ± 1	<52.0	80
MASER 211129.1 +0503	IC 1361	21 11 29.1	+05 03 15.6		52.8	new	4.7 ± 0.5	<23.7	35
MASER 214457.29 1534	2MASX J21445731+1534503	21 44 57.29	+15 34 50.0		121.8	new	11.6 ± 0.5	184.1	189
MASER 220117.1-3746	AM 2158-380 NED02	22 01 17.1	-37 46 24	Sy2	128.8	old	1530 ^f	292.3	501
MASER 222912.5-1810	TXS 2226-184	22 29 12.5	-18 10 47	LINER	99.9	old	71.7 ± 2.2	<84.7	6310
MASER 230456.7+1219	NGC 7479	23 04 56.7	+12 19 22	Sy2	31.7	old	99 ± 3.7	37.0	20
MASER 231925.1+0554	IC 1481	23 19 25.1	+05 54 22	Sy2	81.6	old	36.2 ± 1.2	77.5	316
MASER 233716.45 +3148	MCG+05-55-041	23 37 16.45	+31 48 02.6		124.7	new	3 ± 0.5	<132.0	93
MASER 235544.2 +3012	CGCG498-038	23 55 44.2	+30 12 44	Sy2 ^b	123.2	new	244.4 ± 7.3	<128.8	268

Spalte 1: Benennung der Masergalaxien nach Position; **Spalte 2:** Name der Galaxie; **Spalte 3 und 4:** Rektaszension und Deklination der Galaxie (Old Sources aus Fill-in Liste, New Sources aus Private Maser List von Braatz); **Spalte 5:** Typ nuklearer Aktivität. SBG: Starburst Galaxie; Sy1, Sy1h, Sy1.5, Sy1.9, Sy2: Seyfert Typ; LINER: low-ionization nuclear emission line region; ULIRG: ultra luminous infrared galaxy; FR II: Fanaroff-Riley Typ II Radio Galaxie; H II: H II-Galaxie, das ist eine Zwerggalaxie mit einem großen Anteil an Sternentstehungsgebieten (Bordalo et al., 2009); ohne Indizierung aus Zhang et al. (2012) und Referenzen darin, Index a: SIMBAD, Index b: Véron-Cetty and Véron (2006), Index c: Balzano (1983), Index d: Contini et al. (1998); **Spalte 6:** Entfernung der Galaxie zur Erde; Rotverschiebung z wurde aus NED entnommen, mit $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ wurde die Entfernung berechnet, konsistent mit Zhang et al. (2012); für die beiden am weitesten entfernten Quellen MG J0414+0534 und SDSS J0804+3607 wurde $\Omega_M = 0.270$ und $\Omega_{vac} = 0.730$ angenommen (analog zu Zhang et al. (2012) und NED); **Spalte 7:** Zuteilung zum jeweiligen Subsample; **Spalte 8:** Flussdichte bei 20cm, ohne Markierung entnommen aus dem NVSS-Katalog (Condon et al., 1998), Index e: Oosterloo et al. (2007), Index f: Wright and Otrupcek (1990), Index g: Condon et al. (1990), Index h: White et al. (1997), Index i: White and Becker (1992) ; **Spalte 9:** Leuchtkraft im Bereich von 20-100 keV; **Spalte 10:** isotrope H₂O-Maser Leuchtkraft bei 1.3 cm, Werte der meisten Old Sources entnommen aus Zhang et al. (2012), Werte zu 2MASX J00114518-0054303, NGC 291, 2MASX J02140591-0016371, NGC 1194, NGC 2410, NGC 3081, NGC 3160, UGC 6093, CGCG 068-013, NGC 3783, CGCG 268-089, SBS 1344+527, MCG+11-17-010, UGC 9639, 2MASX J15201964+5253560, 2MASX J16070391+0106296, 2MFGC 13581 und die Werte der New Sources aus Braatz (2012) entnommen

5 Diskussion

5.1 Vergleich verschiedener Parameter

In diesem Abschnitt werden verschiedene Parameter der Quellen verglichen um eventuelle Korrelationen herauszufinden. Dabei wird die Maser-Leuchtkraft sowie die Leuchtkraft bei 20cm gegen die Leuchtkraft im Bereich von 20-100 keV logarithmisch aufgetragen.

5.1.1 H₂O Leuchtkraft vs. BAT Leuchtkraft

Der Anregungsprozess der Maseremission geschieht über die Strahlung der Akkretionsscheibe. Dabei erhitzt die nukleare Röntgenquelle das Gas auf Temperaturen, die zur Emission der H₂O-Maserstrahlung geeignet sind. Deshalb wird eine Korrelation zwischen der Maserleuchtkraft und der Leuchtkraft der Quelle im harten Röntgenbereich erwartet. Die Leuchtkraft der H₂O-Maseremission sowie die Leuchtkraft im Bereich von 20-100 keV wird aus Tab.4 entnommen. Dabei werden nur die Werte berücksichtigt, bei denen die BAT-Leuchtkraft über den Fluss der 55 durch BAT detektierten Quellen ermittelt wurde. Damit ergeben sich insgesamt 54 Datenpunkte; bei einer der 55 Quellen ist die

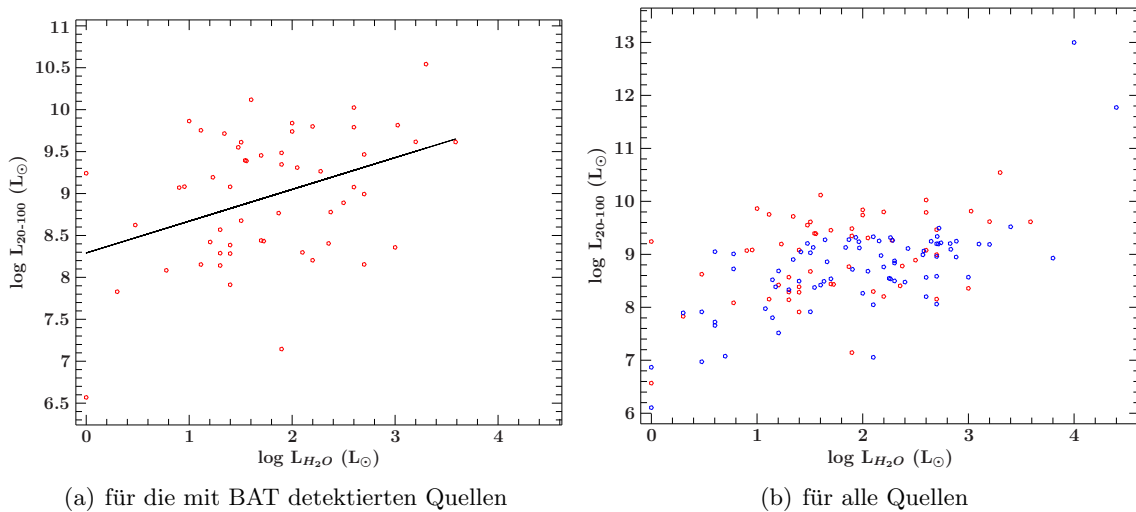


Abbildung 35: Vergleich von der Röntgenleuchtkraft L_{20-100} mit der Maserleuchtkraft L_{H_2O} (Quelle: Walther)

Maser-Leuchtkraft nicht vorhanden. Die Werte der 54 Quellen sind im linken Bild von Abb.35 logarithmisch aufgetragen. Die schwarze Gerade entspricht der Ausgleichsgeraden durch die Datenpunkte.

Die optimale Ausgleichsgerade ergibt: $\log \left(\frac{L_{20-100}}{L_\odot} \right) = 0.38 \log \left(\frac{L_{H_2O}}{L_\odot} \right) + 8.3$. Der Wert der Steigung mit Fehler ist 0.38 ± 0.12 , der des Achsenabschnittes 8.3 ± 0.24 . Der Korrelationskoeffizient beträgt 0.39. Also ist diese Korrelation sehr schwach. Dies kann an der nicht zeitlich simultanen Erfassung der Daten liegen. Bei BAT wurden die Daten über den kompletten Zeitraum von 2005 bis 2011 aufgezeichnet, während die Maserleuchtkraft

zu einem bestimmten Zeitpunkt ermittelt wurde. Im rechten Bild von Abb.35 sind alle Datenpunkte aufgetragen. Die roten Punkte sind die Werte der durch BAT detektierten Quellen (wie im linken Bild von Abb.35), die blauen Punkte entsprechen den Upper Limits der durch BAT nicht detektierten Maserquellen aus dem Sample. Die Werte wurden aus Tab.4 entnommen. Nimmt man für die Berechnung der Röntgenleuchtkraft eine andere Hubble-Konstante $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (statt $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) an, so sind die errechneten Werte für die Ausgleichsgerade und den Korrelationskoeffizienten identisch.

5.1.2 Radio Leuchtkraft vs. BAT Leuchtkraft

Im folgenden Unterabschnitt wird die Leuchtkraft bei 20cm Wellenlänge mit der Leuchtkraft im harten Röntgenbereich (20-100 keV) verglichen. Man würde bei steigender Aktivität im Radiobereich auch eine starke Emission an Röntgenstrahlung vermuten. Die Leuchtkräfte bei 20cm Wellenlänge wurde unter der Annahme berechnet, dass die in Tab.4 Spalte 8 angegebenen Flussdichten im Intervall 1Hz konstant sind. Damit wurde unter Annahme isotroper Abstrahlung analog zu L_{20-100} die Radioleuchtkraft ermittelt: $L = 4\pi D^2 S \cdot 1\text{Hz}$. S ist die in Tab.4 Spalte 8 angegebene Flussdichte, D ist die Entfernung der Galaxie. Zum Fit werden die Quellen berücksichtigt, die von BAT detektiert wurden. Bei drei Quellen konnte zum BAT Fluss keine Flussdichte bei 20cm gefunden werden. Somit verbleiben 52 Werte. Diese sind im linken Bild von Abb.36 logarithmisch aufgetragen. Die Fehler der Leuchtkräfte bei 20cm, die sich aus dem Fehler der Flussdichten ergeben, werden nicht aufgetragen, da sonst die Datenpunkte teilweise nicht mehr sichtbar sind. Die optimale ausgleichende Gerade

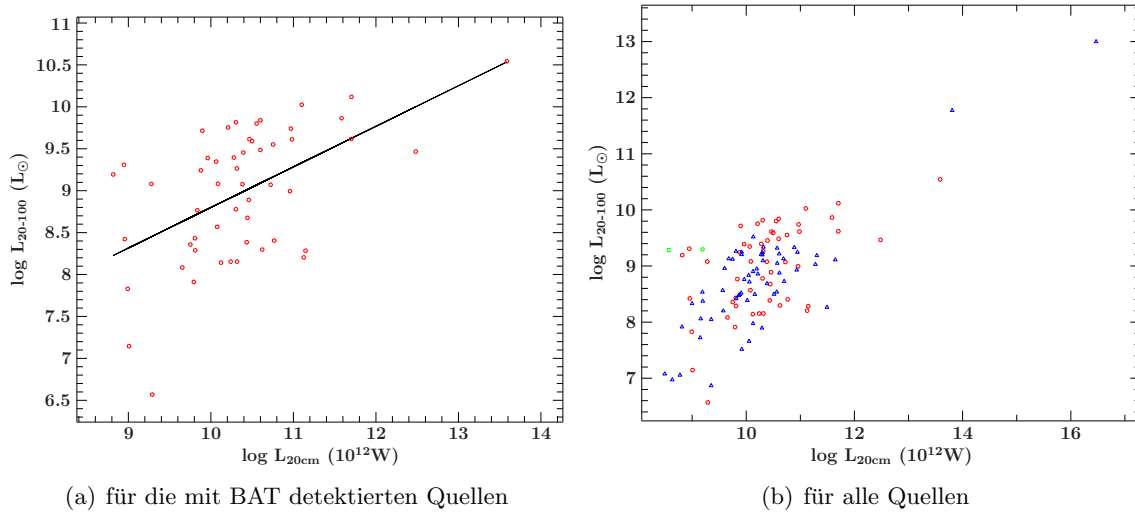


Abbildung 36: Vergleich von der Radioleuchtkraft L_{20cm} mit der Röntgenleuchtkraft L_{20-100} (Quelle: Walther)

ergibt einen Wert von $\log \left(\frac{L_{20-100}}{L_{\odot}} \right) = 0.48 \log \left(\frac{L_{20cm}}{10^{12}W} \right) + 4.0$. Der Fehler der Steigung beträgt 0.11, der Fehler des Achsenabschnittes 1.1. Der Korrelationskoeffizient beträgt 0.54. Somit gibt es bei den Masergalaxien einen Zusammenhang zwischen Röntgenleuchtkraft und Radioleuchtkraft. Wie vermutet ist der Anstieg der AGN-Aktivität im Radiobereich mit

einem Anstieg von Röntgenaktivität verbunden. Die Aufnahme der Daten geschah jedoch nicht zeitlich simultan. Die meisten Radiodaten wurden in den 90er Jahren aufgenommen, während die Röntgenleuchtkraft im Zeitraum 2005-2011 ermittelt wurde. Aufgrund der möglichen AGN-Variabilität in dem Zwischenzeitraum müsste der Korrelationskoeffizient bei Betrachtung von zeitlich nicht so weit entfernt aufgenommenen Werten noch größer sein. Außerdem wurde der in Tab.4 gezeigte Radiofluss für die gesamte Galaxie ermittelt und nicht nur für die Position des Masers. Im rechten Bild von Abb.36 sind wiederum alle Datenpunkte eingezeichnet. Die roten Punkte entsprechen den von BAT detektierten Quellen, für die auch die Flussdichte bei 20cm gemessen wurde (wie im linken Bild). Die blauen Punkte kennzeichnen die Quellen, für die die Flussdichte bei 20cm gefunden wurde, jedoch nur ein Upper Limit in der Röntgenleuchtkraft ermittelt werden konnte. Bei den beiden grünen Punkten gibt es für die Quellen sowohl für $L_{20\text{cm}}$ als auch für L_{20-100} nur ein Upper Limit. Berechnet man die Röntgen- und die Radioleuchtkraft mit $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ anstatt wie ursprünglich angenommen über $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, ergeben sich ebenfalls die selben Werte für den Korrelationskoeffizienten und die Ausgleichsgerade.

6 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt fasse ich die aus der Bachelorthesis gewonnenen Ergebnisse zusammen. Aus einem Sample von den bisher bekannten 136 AGN-Maserquellen habe ich die Eigenschaften im harten Röntgenbereich untersucht. Die 136 Quellen wurden in Old Sources und New Sources unterteilt. Die **Old Sources** umfassen die 95 schon vor längerer Zeit detektierten AGN-Maser. Innerhalb der Old Sources sind 14.0% der Quellen, für die eine Maserleuchtkraft bestimmt werden konnte, Kilomaser (13 von 93). Die **New Sources** beinhalten die 41 durch das Megamaser Cosmology Project erst vor kurzem detektierten Quellen. In diesem Subsample sind 12.8% der Quellen Kilomaser (5 von 39).

Bei der Untersuchung ob eine der als AGN-Maser klassifizierte Quelle ein SF-Maser ist, habe ich alle Kilomaser auf bestimmte Eigenschaften untersucht. Alle Kilomaser mit $v_{sys} > 1000 \frac{km}{s}$ oder mit Hochgeschwindigkeitskomponenten in den Maserlinien sind AGN-Maser (Braatz, private Kommunikation). Nach Vergleich mit Zhang et al. (2012) erhält man als Ergebnis, dass die Quelle UGCA 116 einziger SF-Maser Kandidat ist. Dazu müssten aber noch weitere Beobachtungen angestellt werden, was über das Thema der Bachelorarbeit hinausgeht. Deswegen wird auch UGCA 116 weiterhin zu den AGN-Masern gezählt.

Von dem erweiterten 58 Monate *Swift*/BAT All Sky Survey Katalog habe ich die Daten analysiert. Der Energiebereich dieser Beobachtung erstreckt sich von 14 bis 195 keV. Dabei gilt eine Quelle als detektiert, wenn die SNR > 2 ist. Von dem kompletten Sample der 136 Quellen wurden 55 Quellen detektiert (40.4%). Unter den Old Sources wurden 46/95, also 48.4% detektiert. Die Detektionsrate unter den New Sources beträgt 22.0% (9/41). Eine Erklärung, warum unter den Old Sources prozentual viel mehr Quellen als bei den New Sources mit *Swift*/BAT detektiert wurden, liegt an den Entfernungen der Quellen. Betrachtet man die Verteilung der Rotverschiebungen (Abb.8 und Abb.9), so erkennt man, dass die New Sources im Mittel höhere Rotverschiebungen aufzeigen, also weiter entfernt als die Old Sources sind. Beim Vergleich von 94 Old Sources (für die Quelle, die keiner Galaxie zugeordnet werden kann, wurde keine Rotverschiebung gefunden) mit den 41 New Sources ergibt der KS-Test eine Wahrscheinlichkeit von 30.8%, dass beide Samples die gleiche Verteilung der Rotverschiebungen aufweisen. Die New Sources sind wahrscheinlich im Mittel weiter entfernt als die Old Sources. Eine mögliche Erklärung liefern die unterschiedlichen Detektionsmethoden. Die Maser wurden bei den Old Sources auf unterschiedliche Art und Weise entdeckt. Bei den New Sources hingegen wurde ausschließlich die Methode von Kewley et al. (2006) angewandt.

Die Spektren der 55 durch BAT detektierten Quellen enthalten insgesamt acht Datenpunkte im ganzen Detektionsbereich von 14-195 keV. An diese Spektren wurde ein *Power Law* (siehe 3.3.1), *Broken Power Law* (siehe 3.3.2) und *Cutoff Power Law* (siehe 3.3.3) im ganzen Detektionsbereich von 14-195 keV angepasst (siehe 7.1). Dabei wurden verschiedene Auswahlkriterien angewandt (siehe Kap.3.3). Erfüllt die an das jeweilige Spektrum angepasste Funktion diese Kriterien, so wird sie für die weitere Statistik berücksichtigt. 35 Quellen passen gut zu einem *Power Law*, während nur 10 bzw. 11 Maserquellen, deren Spektren mit einem *Broken Power Law* bzw. mit einem *Cutoff Power Law* gefittet wurden, die Kriterien erfüllen. Somit können die Spektren der 55 Quellen am besten durch ein *Power Law* beschrieben werden. Der Mittelwert des Photonindex Γ der 35 Quellen, an die

ein *Power Law* angepasst werden kann, beträgt 1.83 ± 0.22 .

Aufgrund der schlechten Qualität des BAT-Detektors bei großen und kleinen Energien wurde der betrachtete Energiebereich der Spektren auf 20-100 keV eingeschränkt. Bei kleinen Energien bis zu ca. 20 keV wird der Datenpunkt durch die geringe Detektorqualität verfälscht. Bei hohen Energien (ab 100 keV) treffen nur noch sehr wenige Photonen auf den Detektor. Das thermische Rauschen dominiert.

Die Spektren im eingeschränkten Energiebereich enthalten noch fünf Datenpunkte. Da das *Power Law* die Spektren im Bereich von 14-195 keV am besten beschreibt, wird an die Spektren des eingeschränkten Energiebereichs auch ein *Power Law* gefittet. Die Auswahlkriterien sind mit denen beim *Power Law* Fit im gesamten Energiebereich identisch. Die Spektren sind in Kap.7.2 zu sehen. 30 der 55 Quellen erfüllen die Auswahlkriterien. Der mittlere Photonindex dieser Quellen ist 1.96 ± 0.27 . In Tabelle 3 sind die Photonindizes Γ und der aus dem Spektrum ermittelte Fluss aufgetragen.

In Tabelle 4 sind alle wichtigen Eigenschaften der 136 Maserquellen nochmals zusammengefasst.

Zuletzt habe ich verschiedene Parameter miteinander verglichen (siehe Kap.5). Für die Vergleiche wurden lediglich die Werte der jeweiligen Parameter herangezogen, die exakt ermittelt wurden (siehe Tab.4). Beim Vergleich der BAT Leuchtkraft im Bereich von 20-100 keV mit der Maserleuchtkraft bei 1.3 cm erhält man einen Zusammenhang über $\log \left(\frac{L_{20-100}}{L_{\odot}} \right) = (0.38 \pm 0.12) \log \left(\frac{L_{H_2O}}{L_{\odot}} \right) + (8.3 \pm 0.24)$. Der Korrelationskoeffizient beträgt 0.39. Somit ist diese Korrelation sehr schwach.

Vergleicht man die Leuchtkraft bei 20 cm Wellenlänge mit der BAT Leuchtkraft bei 20-100 keV, ergibt sich $\log \left(\frac{L_{20-100}}{L_{\odot}} \right) = (0.48 \pm 0.11) \log \left(\frac{L_{20cm}}{10^{12}W} \right) + (4.0 \pm 1.1)$. Mit einem Korrelationskoeffizient von 0.54 ist dieser Zusammenhang signifikanter als der zwischen Maser- und Röntgenleuchtkraft. Bei steigender AGN-Aktivität im Radiobereich steigt also in diesem Sample auch die Aktivität im Röntgenbereich im Mittel mit $(L_{20cm})^{0.48}$.

Um eine Analyse von Maserquellen allgemein zu verbessern, müsste man mehr H_2O -Maser in AGN finden um das Sample von 136 AGN Maserquellen zu erweitern. Um die Datenqualität der Spektren und damit die Genauigkeit der daraus resultierenden Werte zu verbessern, muss *Swift*/BAT die Maserquellen länger beobachten. Wenn der 70 Monate *Swift*/BAT *all-sky survey* Katalog veröffentlicht wird, ist eine Analyse der Maserquellen mit den verbesserten Daten sinnvoll. Zusätzlich dazu müssen bei vielen Galaxien (vor allem von den New Sources) die Maserlinien und deren Position in der Galaxie genauer untersucht werden um AGN-Maser besser von SF-Maser abgrenzen zu können und eventuell weitere *Diskmaser*-Kandidaten zu finden. Wenn man mehr *Diskmaser* identifiziert, so kann man die Methoden der Entfernungsbestimmung verbessern. Damit kann die Hubble-Konstante H_0 genauer ermittelt werden, da aufgrund von gravitativer Wechselwirkung zwischen Galaxien die Eigengeschwindigkeit von der Fluchtgeschwindigkeit besser abgegrenzt werden kann. Dieses Vorhaben wird schon bei UGC 3789 vom MCP angestrebt (Braatz et al., 2010). Durch eine genaue Bestimmung von H_0 soll der Parameter in der Zustandsgleichung der dunklen Energie zuverlässig angegeben werden. Bei UGCA 116 ist es erforderlich genauere Beobachtungen der Maserlinie durchzuführen um den Maser eindeutig einem AGN oder

einem Sternentstehungsgebiet zuordnen zu können. Man müsste analog zur Analyse der 136 Maserquellen auch eine Analyse eines Vergleichssamples anstellen um die Ergebnisse beim Masersample mit denen des Nicht-Masersamples vergleichen zu können. Ein Vergleich der Detektionsraten mit *Swift*/BAT zwischen den zwei Samples würde Aufschluss darüber geben ob Masergalaxien im harten Röntgenbereich stärker strahlen. Außerdem könnte man unter anderem ableiten ob die Korrelation zwischen der Leuchtkraft bei 20cm Wellenlänge und der BAT Leuchtkraft auch bei einem Nicht-Masersample vorliegt.

7 Anhang

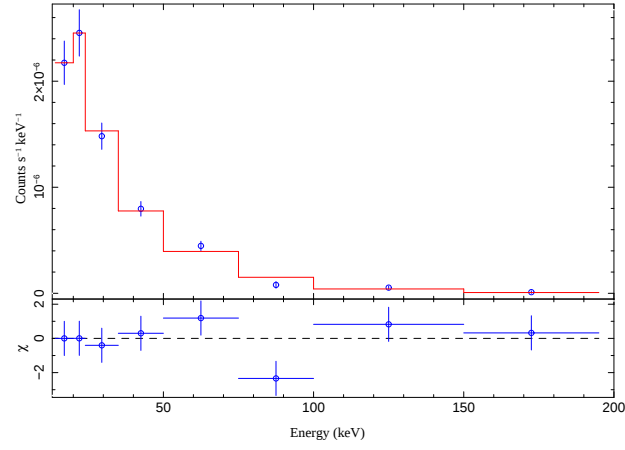
Im Anhang sind die Spektren der 55 mit *Swift*/BAT detektierten Maserquellen angeführt. Im oberen Teil einer Abbildung sind die Datenpunkte in blau mit Fehler aufgetragen. Die Datenpunkte liegen jeweils in der Mitte ihres Energiebereichs. Die rote Linie ist die optimale Anpassung der jeweiligen Fitfunktion. Im unteren Teil einer Abbildung werden die Residuen angezeigt. Die waagrecht gestrichelte Linie ist die Nulllinie, die senkrechten Linien sind eine Einheit lang um den Abstand zur Nulllinie zu illustrieren und die waagrechten blauen Linien kennzeichnen den zum jeweiligen Datenpunkt gehörigen Energiebereich. Datenpunkte und Residuen liegen dabei in der Mitte ihres Energiebereichs. Im Titel des Graphen sind der Quellename, die Art des Fits, χ^2_{red} sowie die zu dem Fit gehörigen Parameter angeführt. Die Spektren im kompletten Energiebereich mit dem jeweiligen Fit (siehe 3.3) sind in 7.1 gezeigt. In 7.2 sind die Spektren mit *Power Law* Fit im eingeschränkten Energiebereich von 20-100 keV dargestellt (siehe 3.4).

Inhaltsverzeichnis

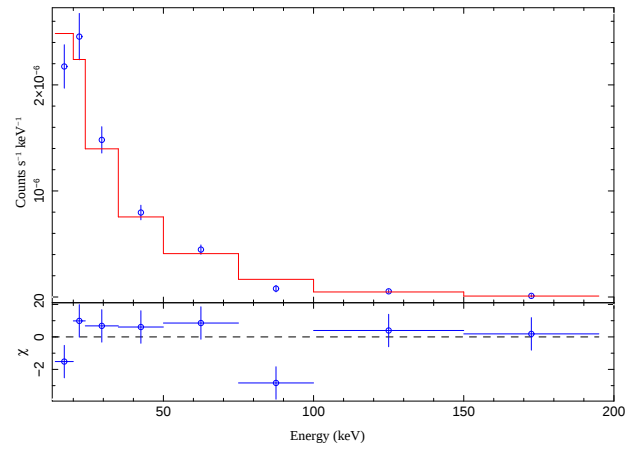
7.1 Spektren der detektierten Quellen im gesamten Energiebereich	63
7.2 Spektren bei eingeschränktem Energiebereich	118

7.1 Spektren der detektierten Quellen im gesamten Energiebereich

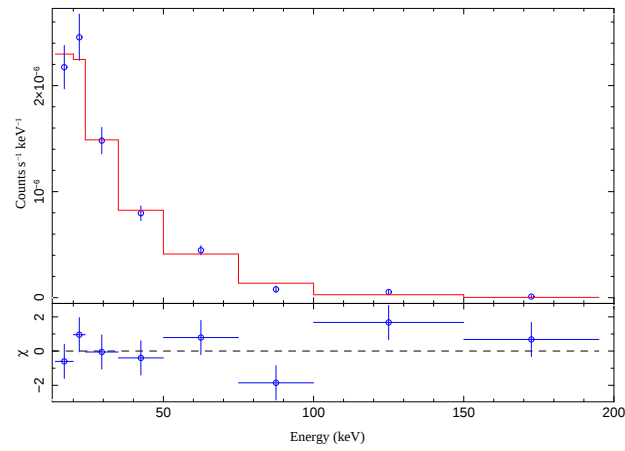
MASER004252.8-2332, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.978$ $\Gamma_1 = 0.7224$ $\Gamma_2 = 2.0342$ $E_{\text{break}} = 22.0359$ keV



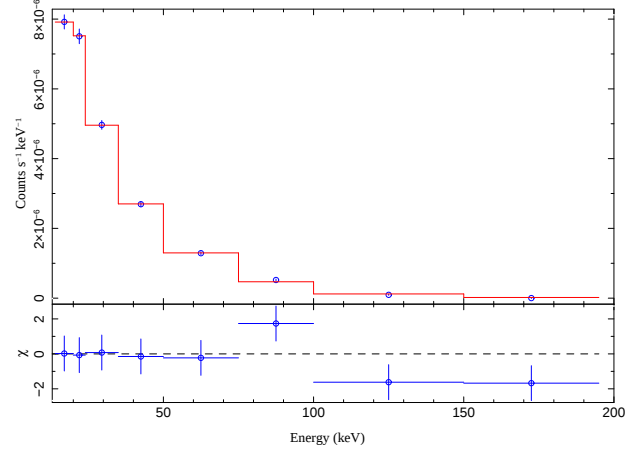
MASER004252.8-2332, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.1785$ $\Gamma = 1.869$



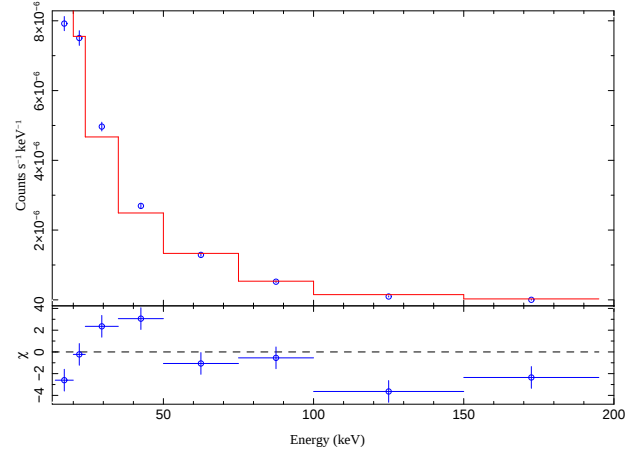
MASER004252.8-2332, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.755$ $\Gamma = 1.2101$ $E_{\text{cut}} = 62.3639$ keV



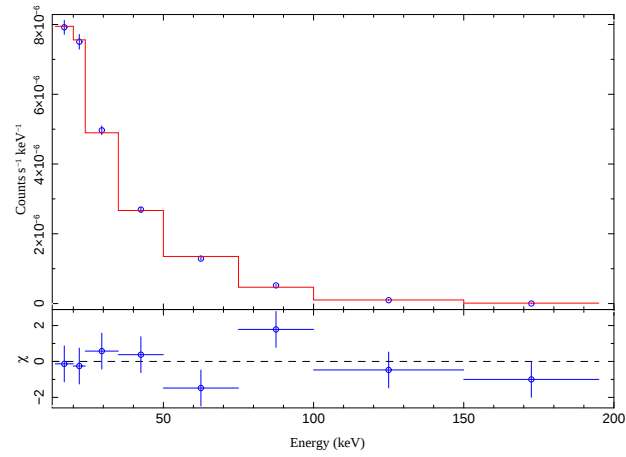
MASER004847.1+3157, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.1322$ $\Gamma_1 = 1.6359$ $\Gamma_2 = 2.191$ $E_{\text{break}} = 37.2148$ keV



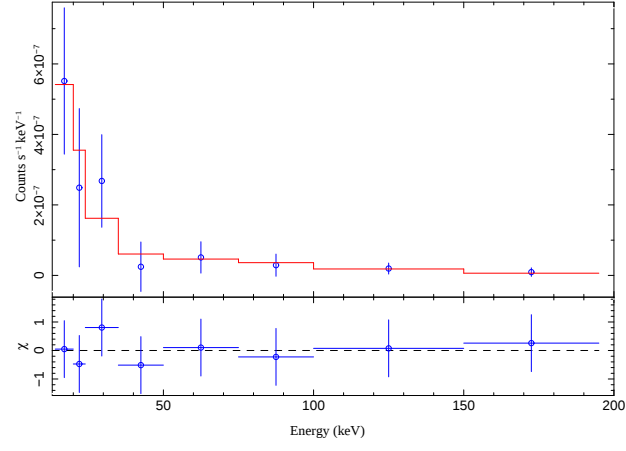
MASER004847.1+3157, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=6.9842$ $\Gamma = 1.9024$



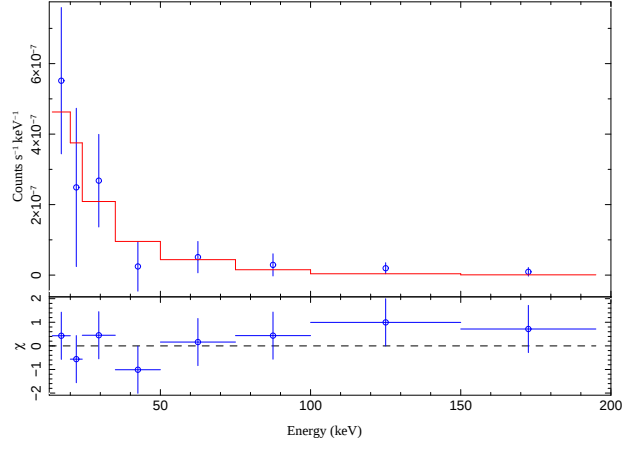
MASER004847.1+3157, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.4303$ $\Gamma = 1.4164$ $E_{\text{cut}} = 86.2685$ keV



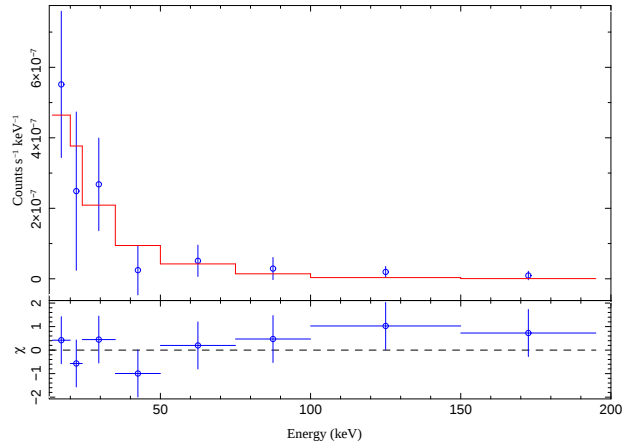
MASER005329.9-0846, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.3183$ $\Gamma_1 = 3.1257$ $\Gamma_2 = 0.0$ $E_{\text{break}} = 48.4794$ keV



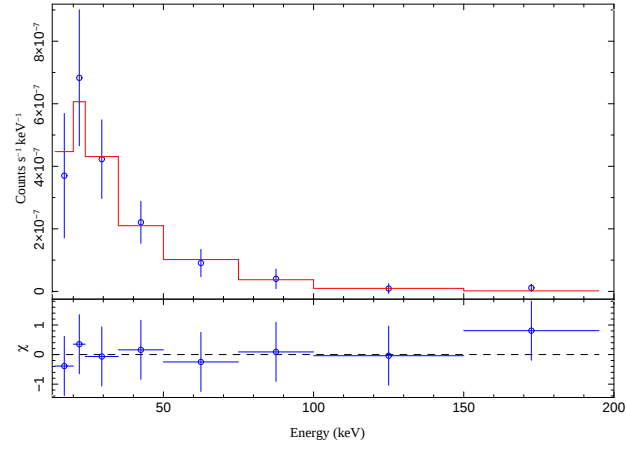
MASER005329.9-0846, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5742$ $\Gamma = 2.2997$



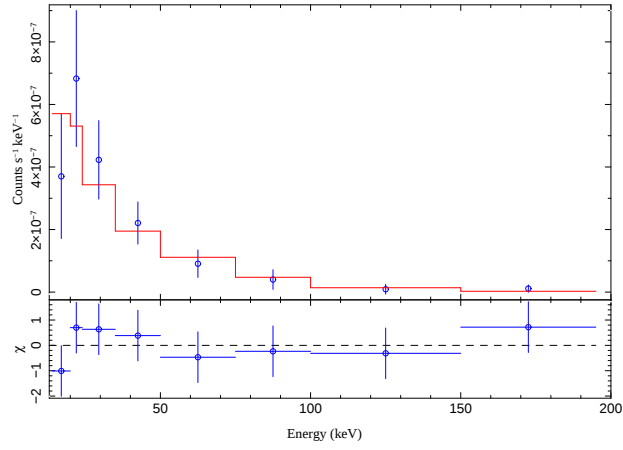
MASER005329.9-0846, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.707$ $\Gamma = 2.2579$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



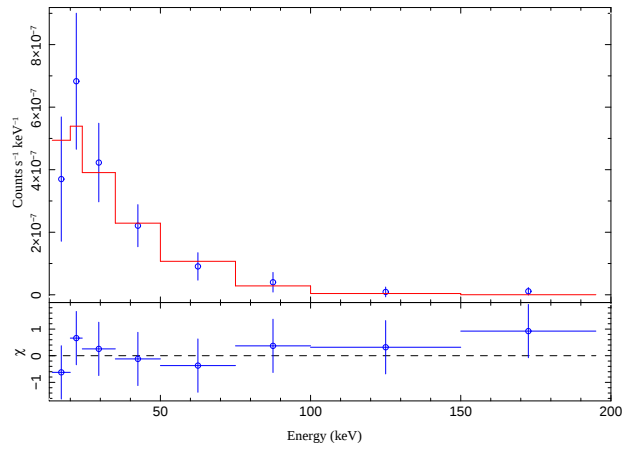
MASER015951.2-0650, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.2571$ $\Gamma_1 = 0.0017$ $\Gamma_2 = 2.1559$ $E_{\text{break}} = 24.3803$ keV



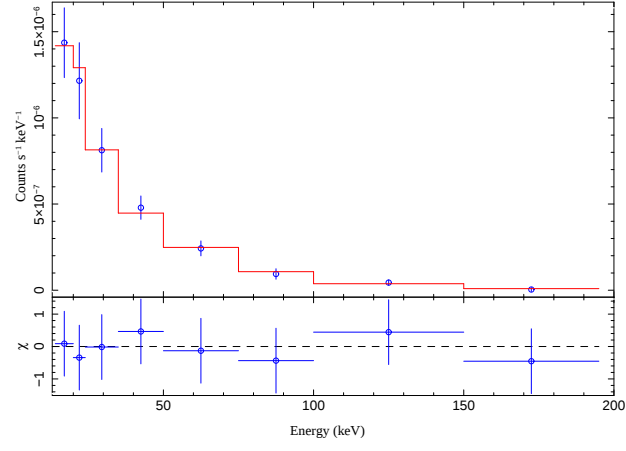
MASER015951.2-0650, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.4909$ $\Gamma = 1.737$



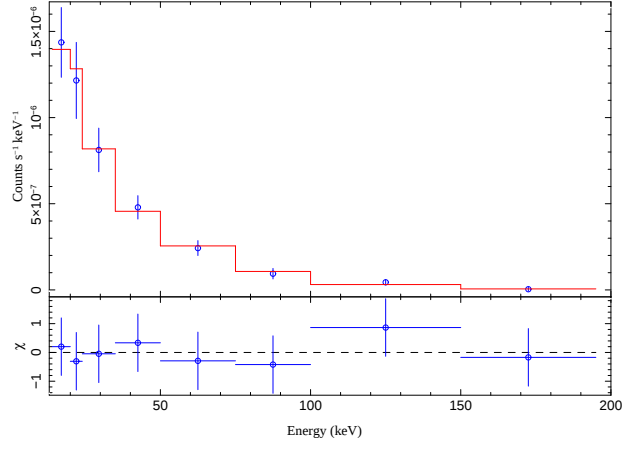
MASER015951.2-0650, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.4268$ $\Gamma = 0.3331$ $E_{\text{out}} = 27.9055$ keV



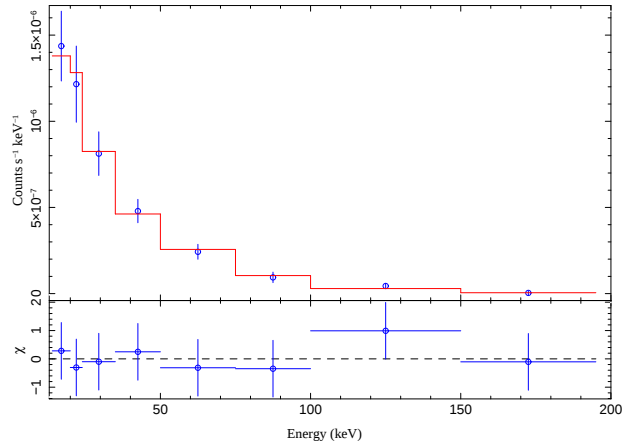
MASER024104.8-0815, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.2375$ $\Gamma_1 = 1.8291$ $\Gamma_2 = 1.0494$ $E_{\text{break}} = 92.8443$ keV



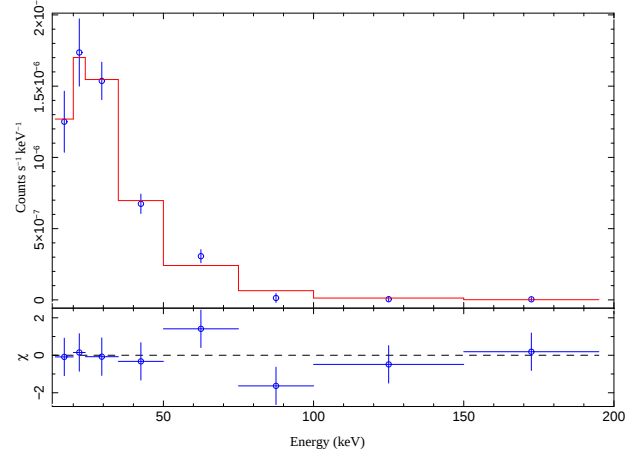
MASER024104.8-0815, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.2152$ $\Gamma = 1.7869$



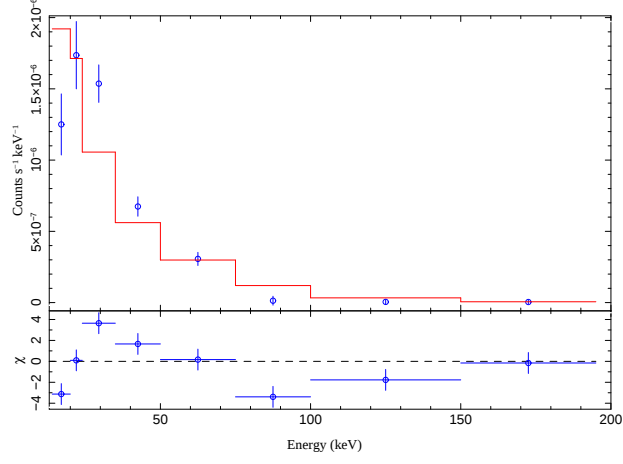
MASER024104.8-0815, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.2909$ $\Gamma = 1.7004$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



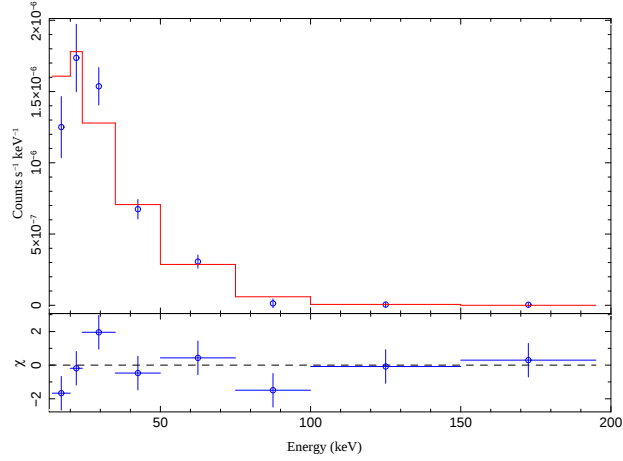
MASER024240.7-0000, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.2693$ $\Gamma_1 = 0.0457$ $\Gamma_2 = 3.0123$ $E_{\text{break}} = 30.5855$ keV



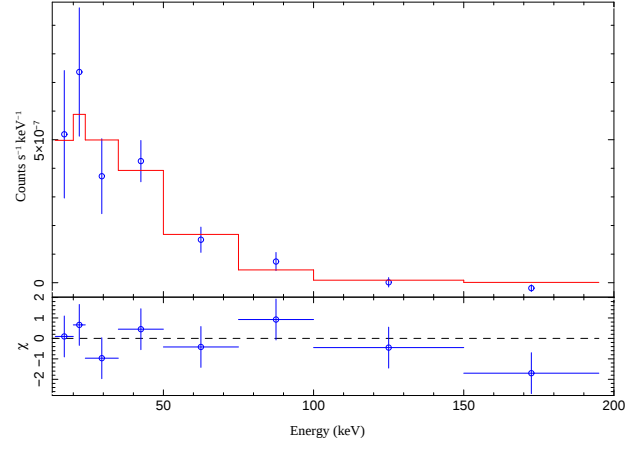
MASER024240.7-0000, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=6.757$ $\Gamma = 1.913$



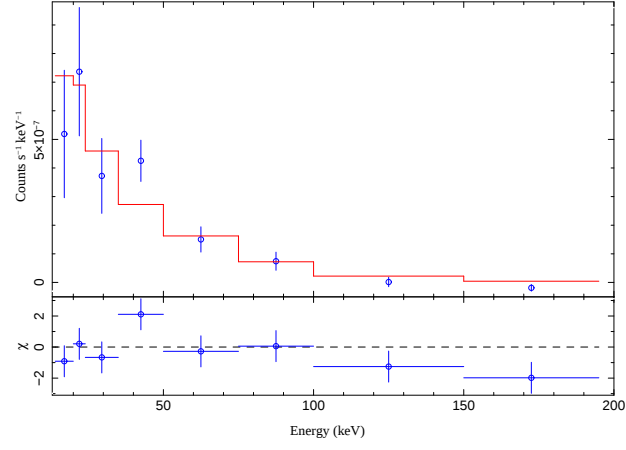
MASER024240.7-0000, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.873$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{cut}} = 20.1805$ keV



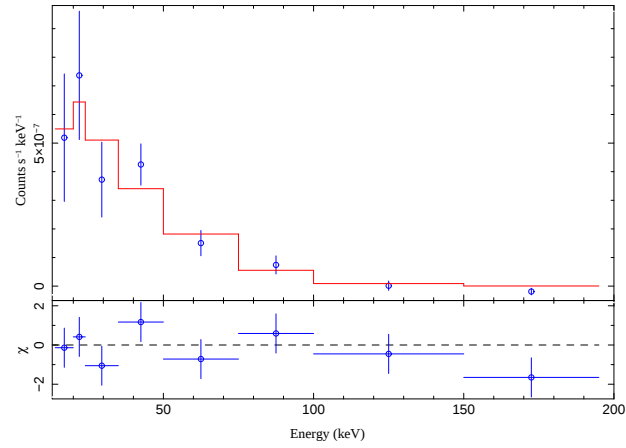
MASER025040.5+4140, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.4266$ $\Gamma_1 = 0.585$ $\Gamma_2 = 3.0366$ $E_{\text{break}} = 45.023$ keV



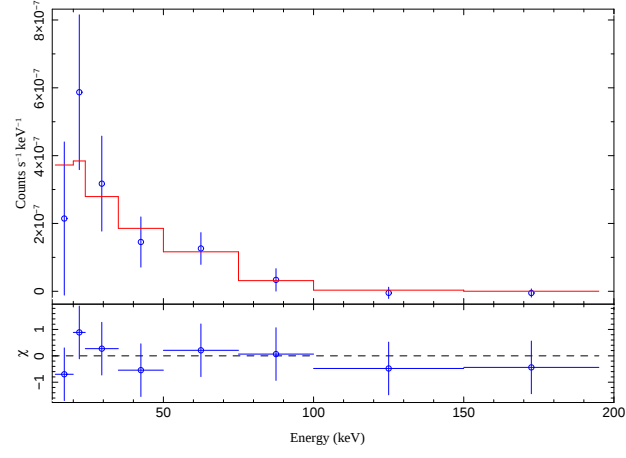
MASER025040.5+4140, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.8928$ $\Gamma = 1.6262$



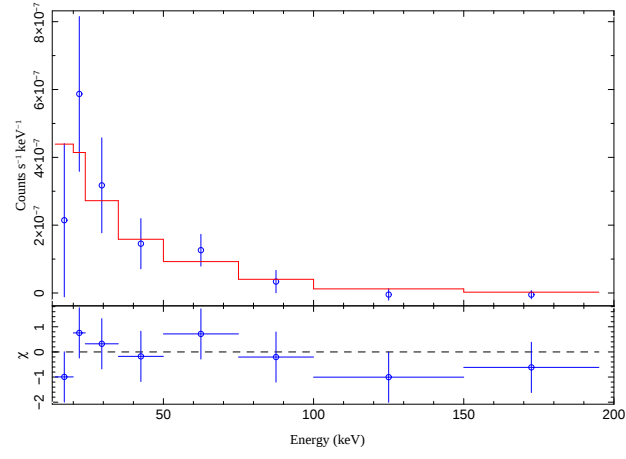
MASER025040.5+4140, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.2961$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{cut}} = 28.3673$ keV



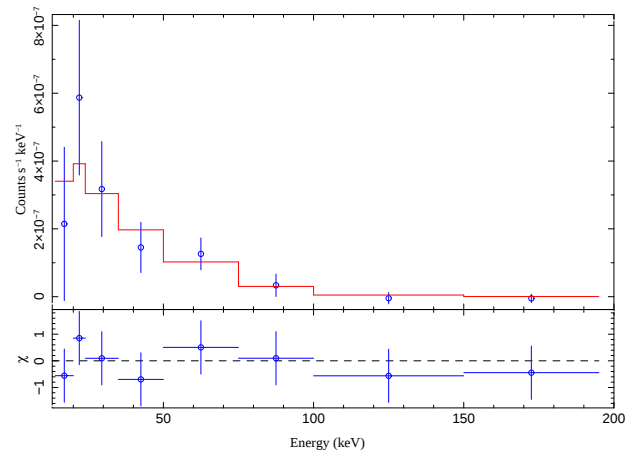
MASER025958.6+3649, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5292$ $\Gamma_1 = 1.2872$ $\Gamma_2 = 4.9971$ $E_{\text{break}} = 74.5149$ keV



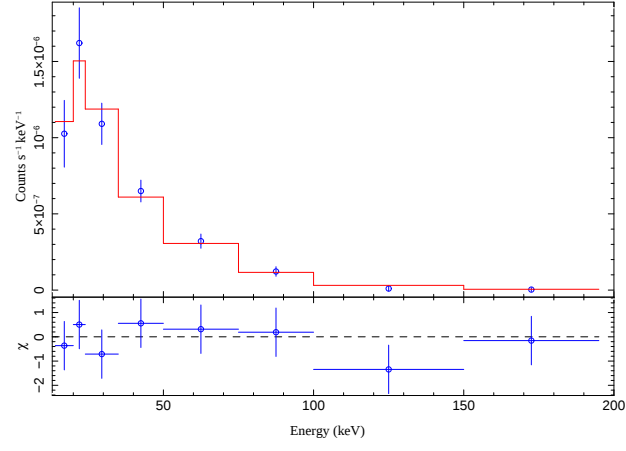
MASER025958.6+3649, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.606$ $\Gamma = 1.6761$



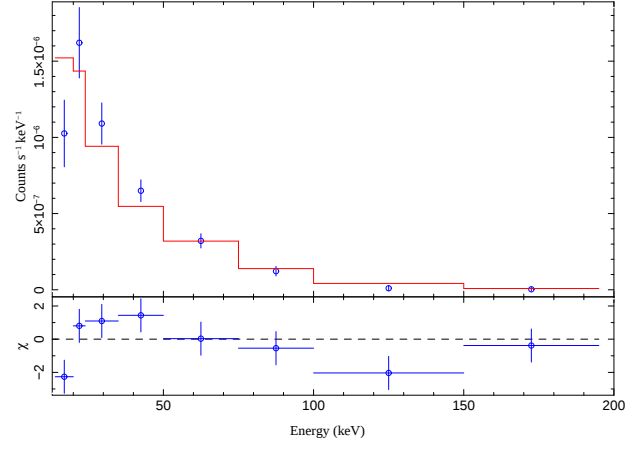
MASER025958.6+3649, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.4632$ $\Gamma = 0.0929$ $E_{\text{cut}} = 28.6345$ keV



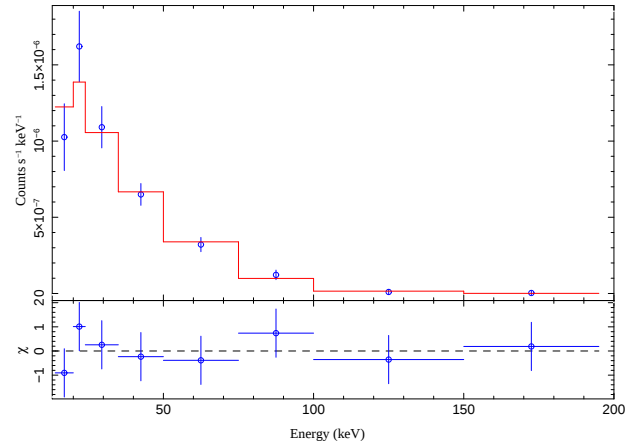
MASER030349.1-0106, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.7924$ $\Gamma_1 = 0.0012$ $\Gamma_2 = 2.0662$ $E_{\text{break}} = 25.9167$ keV



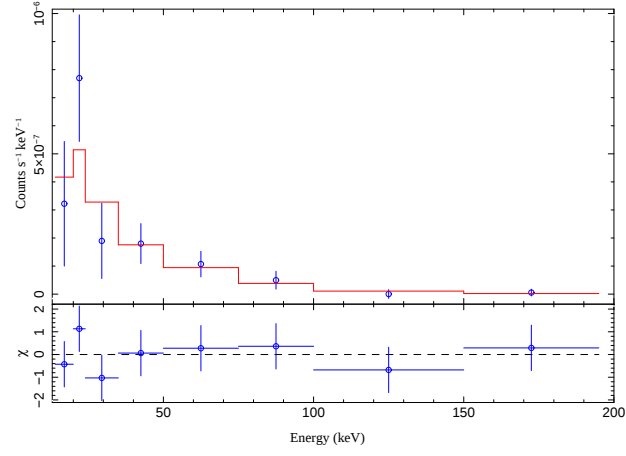
MASER030349.1-0106, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.2708$ $\Gamma = 1.6804$



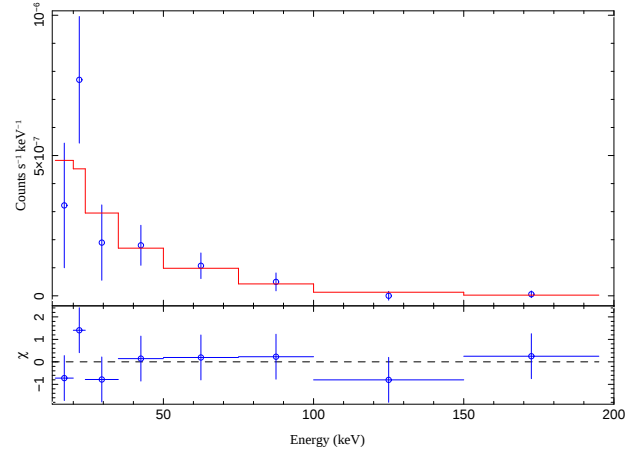
MASER030349.1-0106, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5634$ $\Gamma = 0.1788$ $E_{\text{out}} = 28.9874$ keV



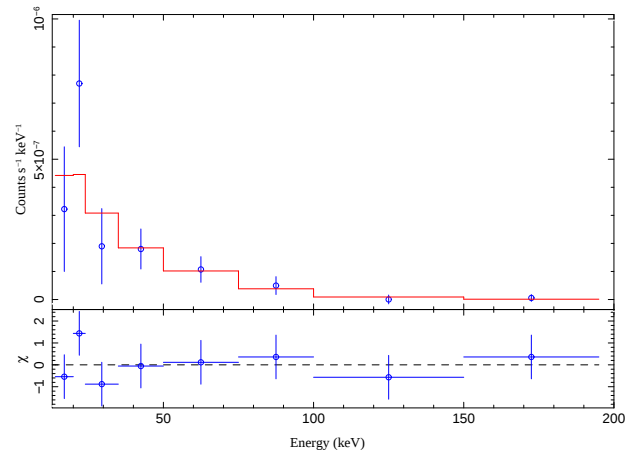
MASER032448.7-0302, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.8215$ $\Gamma_1 = 0.0024$ $\Gamma_2 = 1.8919$ $E_{\text{break}} = 20.9784$ keV



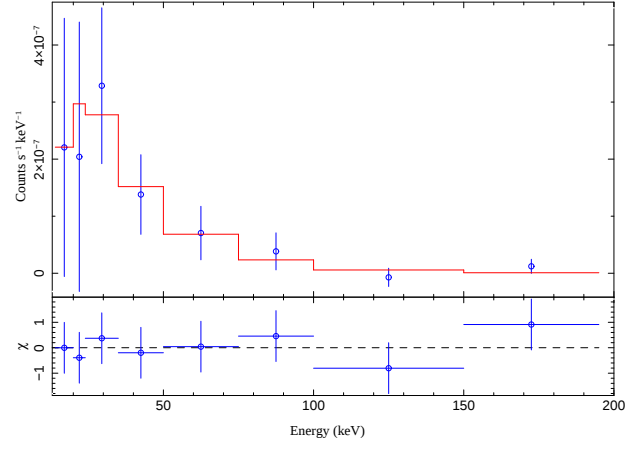
MASER032448.7-0302, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.6555$ $\Gamma = 1.7054$



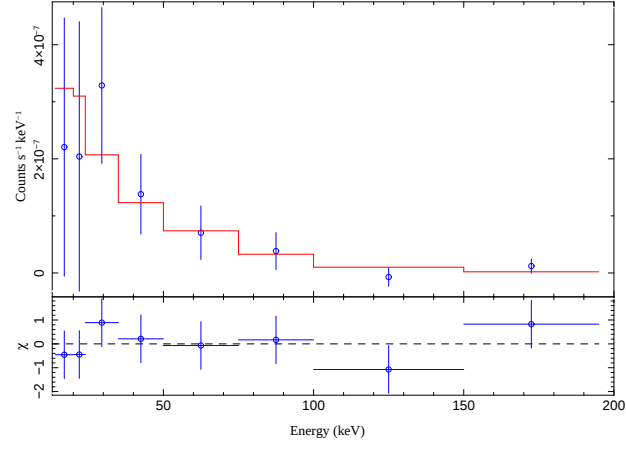
MASER032448.7-0302, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.7465$ $\Gamma = 1.1555$ $E_{\text{out}} = 82.4859$ keV



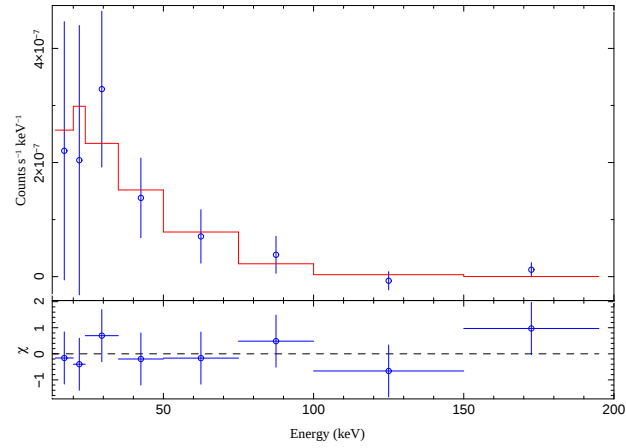
MASER035000.35-0127, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5069$ $\Gamma_1 = 0.0$ $\Gamma_2 = 2.3389$ $E_{\text{break}} = 30.6216$ keV



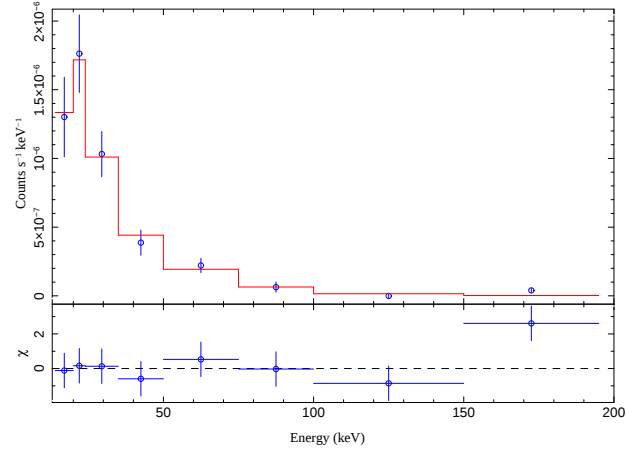
MASER035000.35-0127, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.519$ $\Gamma = 1.616$



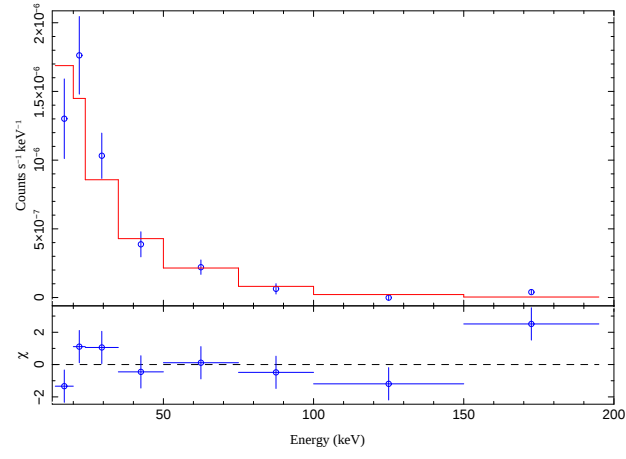
MASER035000.35-0127, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.4699$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{cut}} = 26.9064$ keV



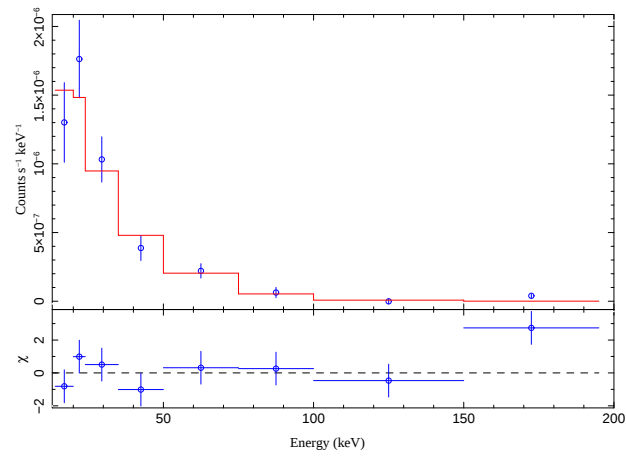
MASER050819.69+1721, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.0585$ $\Gamma_1 = 0.0$ $\Gamma_2 = 2.4175$ $E_{\text{break}} = 22.1149$ keV



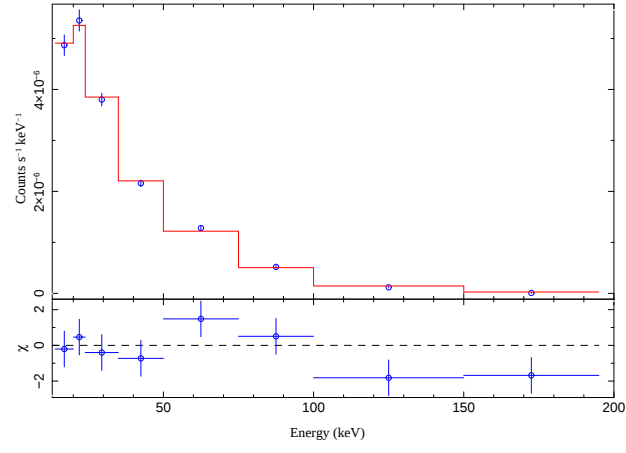
MASER050819.69+1721, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.0537$ $\Gamma = 2.0685$



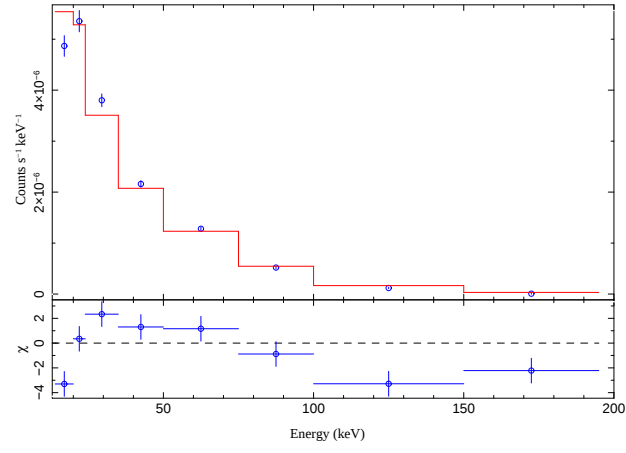
MASER050819.69+1721, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.1604$ $\Gamma = 1.053$ $E_{\text{cut}} = 37.0552$ keV



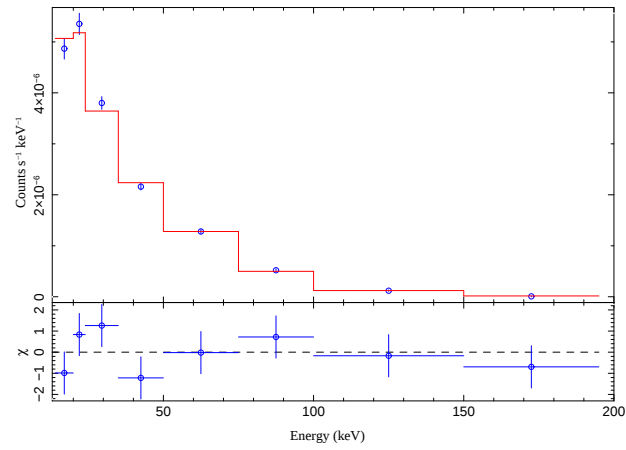
MASER061536.3+7102, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.3843$ $\Gamma_1 = 1.1174$ $\Gamma_2 = 1.8189$ $E_{\text{break}} = 29.2431$ keV



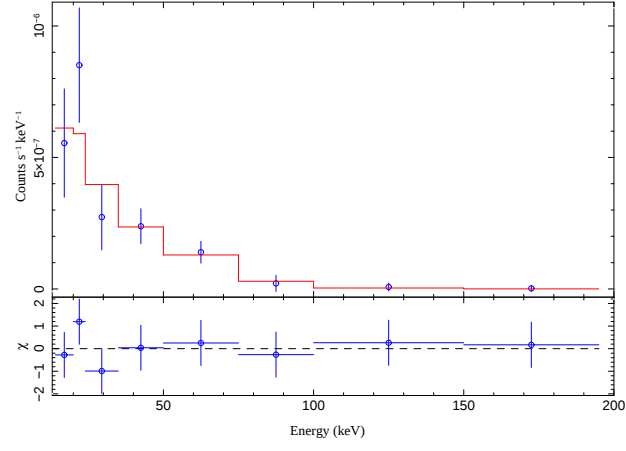
MASER061536.3+7102, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=6.0041$ $\Gamma = 1.6344$



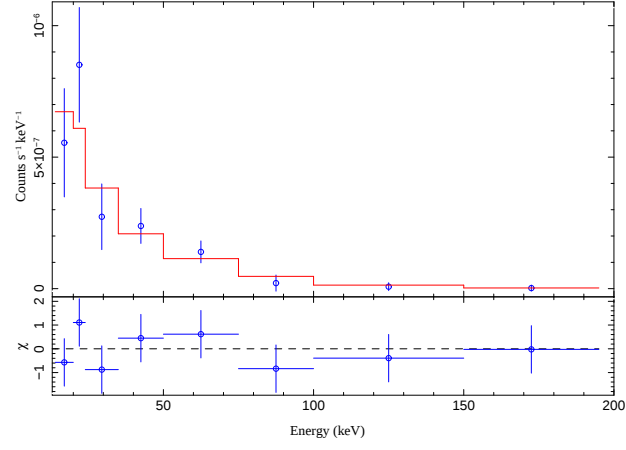
MASER061536.3+7102, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.1533$ $\Gamma = 1.1101$ $E_{\text{cut}} = 88.3628$ keV



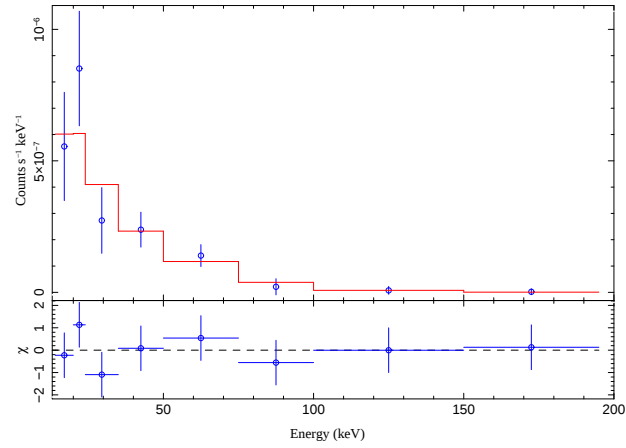
MASER063025.6+6340, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.6792$ $\Gamma_1 = 1.5786$ $\Gamma_2 = 4.6252$ $E_{\text{break}} = 69.1514$ keV



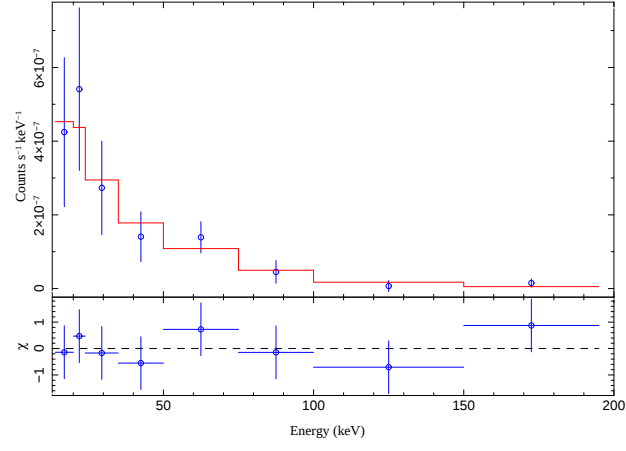
MASER063025.6+6340, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.626$ $\Gamma = 1.8468$



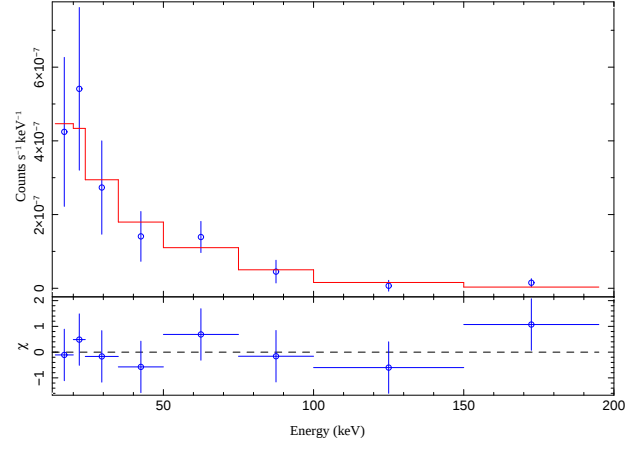
MASER063025.6+6340, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.6319$ $\Gamma = 1.0416$ $E_{\text{cut}} = 53.0466$ keV



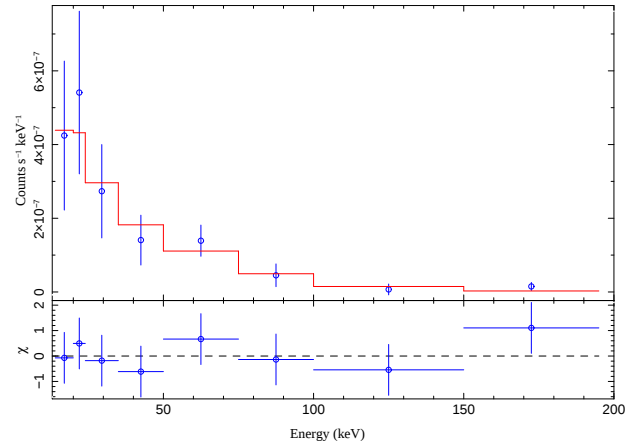
MASER065008.7+6050, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5972$ $\Gamma_1 = 1.5806$ $\Gamma_2 = 0.0$ $E_{\text{break}} = 128.059$ keV



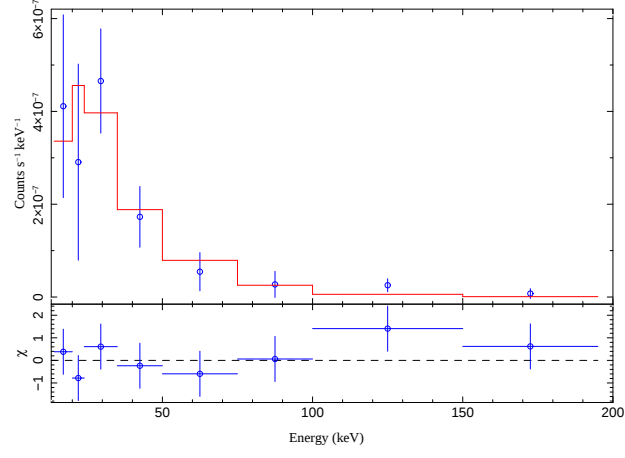
MASER065008.7+6050, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.4352$ $\Gamma = 1.5545$



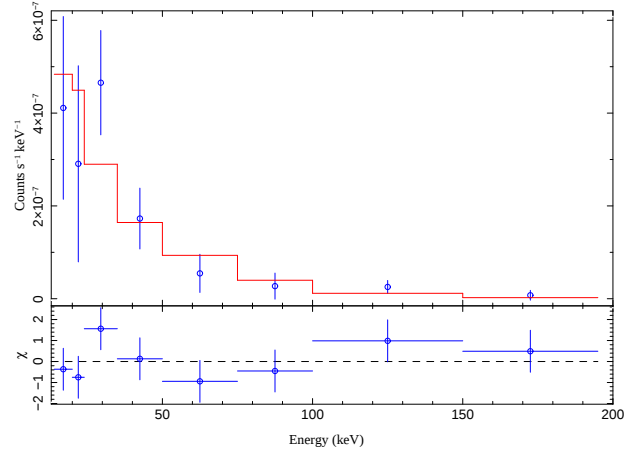
MASER065008.7+6050, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5274$ $\Gamma = 1.4591$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



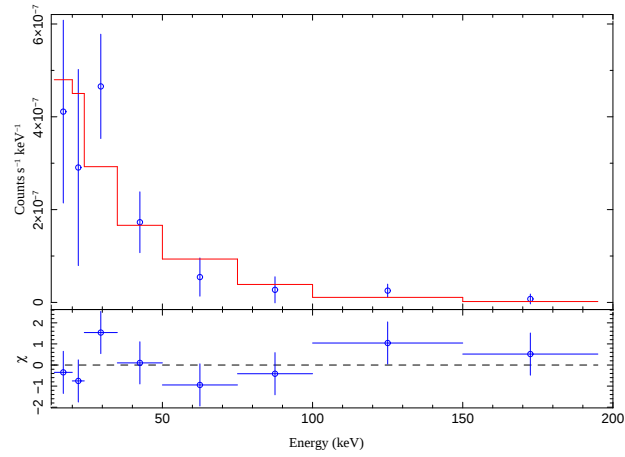
MASER074241.7+6510, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9753$ $\Gamma_1 = 0.0$ $\Gamma_2 = 2.522$ $E_{\text{break}} = 28.6475$ keV



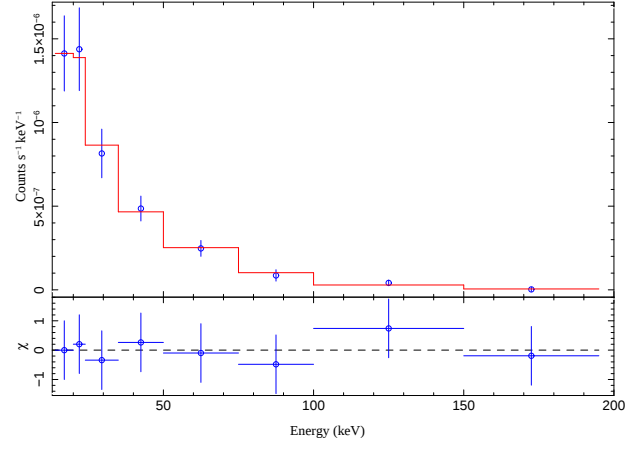
MASER074241.7+6510, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9103$ $\Gamma = 1.7442$



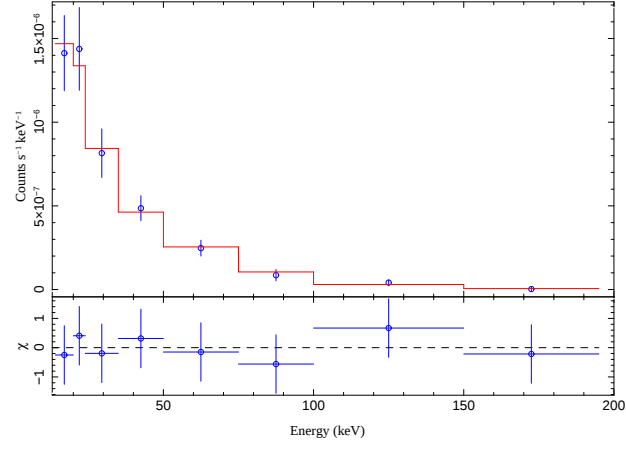
MASER074241.7+6510, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.0976$ $\Gamma = 1.6637$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



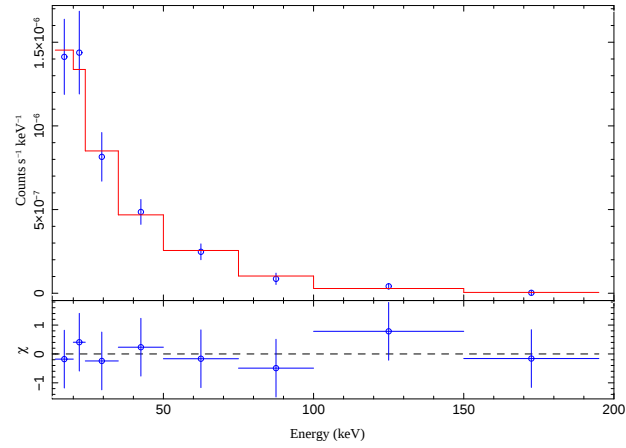
MASER080019.8+2642, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.2638$ $\Gamma_1 = 0.0$ $\Gamma_2 = 1.8735$ $E_{\text{break}} = 17.0499$ keV



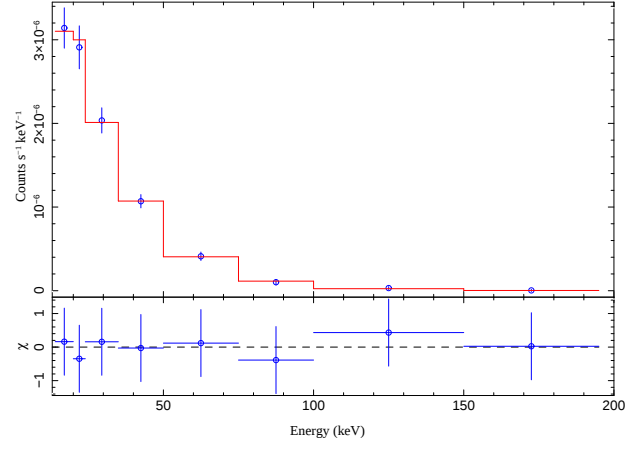
MASER080019.8+2642, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.1995$ $\Gamma = 1.829$



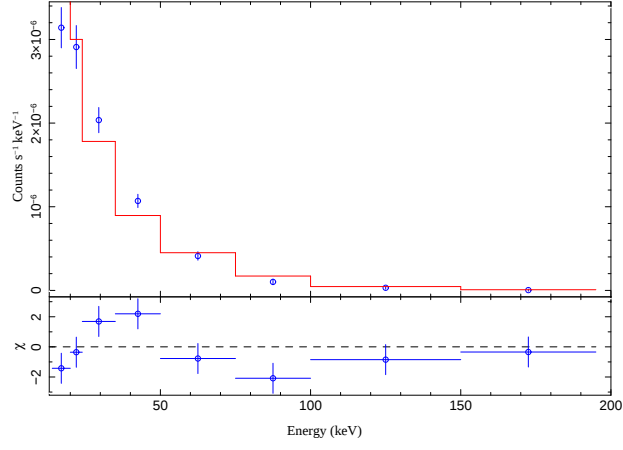
MASER080019.8+2642, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.2441$ $\Gamma = 1.7435$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



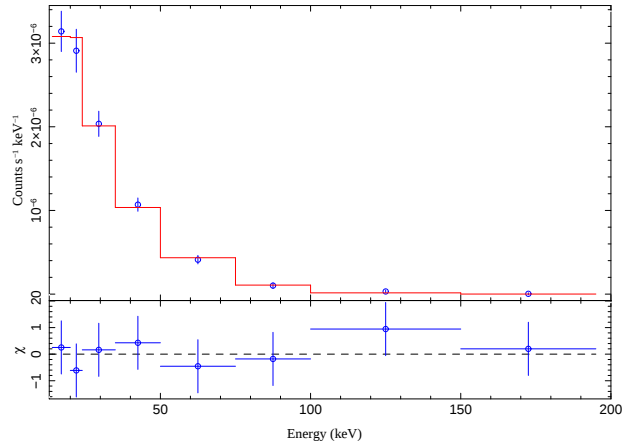
MASER080405.8+0506, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.1311$ $\Gamma_1 = 1.5444$ $\Gamma_2 = 2.868$ $E_{\text{break}} = 39.1098$ keV



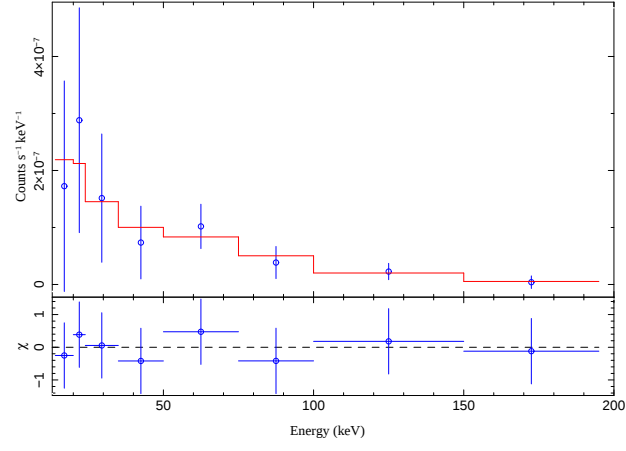
MASER080405.8+0506, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.5996$ $\Gamma = 2.056$



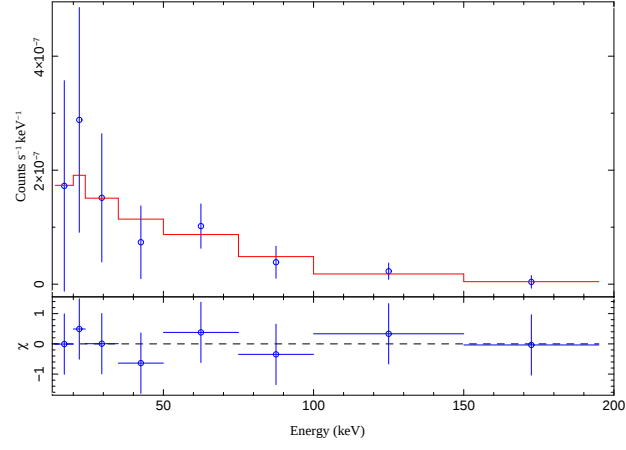
MASER080405.8+0506, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.3637$ $\Gamma = 0.8177$ $E_{\text{cut}} = 31.074$ keV



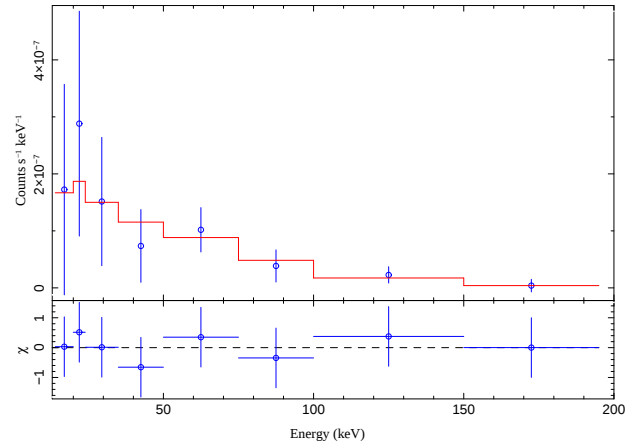
MASER084338.1+5012, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.2088$ $\Gamma_1 = 1.5913$ $\Gamma_2 = 0.7559$ $E_{\text{break}} = 37.3321$ keV



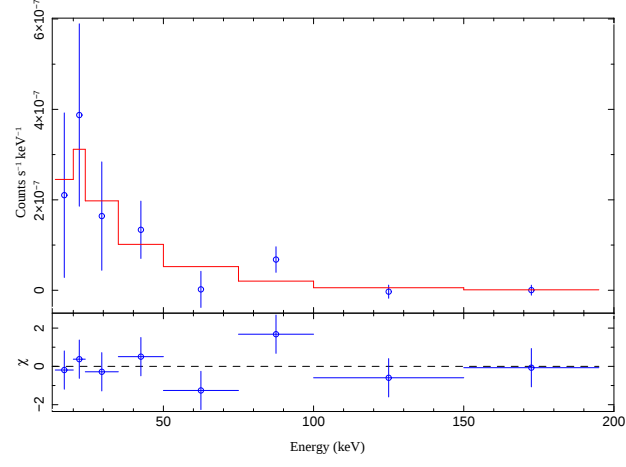
MASER084338.1+5012, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.1708$ $\Gamma = 0.9951$



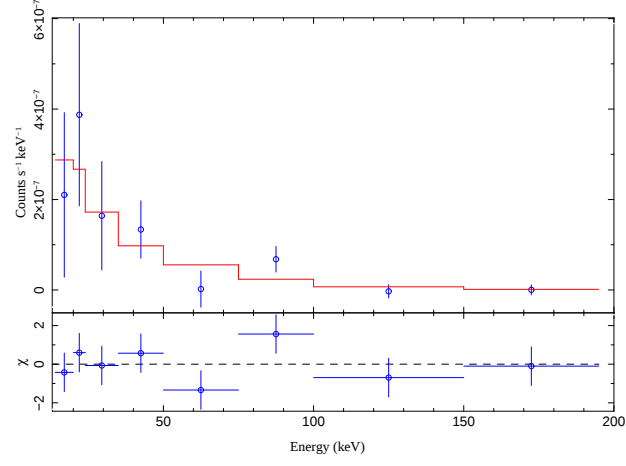
MASER084338.1+5012, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.2156$ $\Gamma = 0.875$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



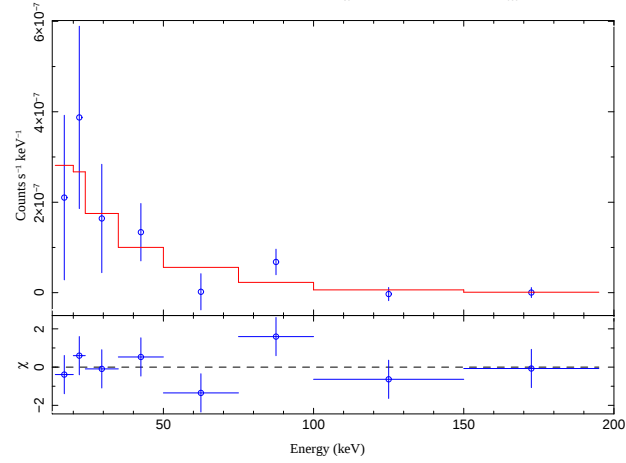
MASER091405.1+4006, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.3168$ $\Gamma_1 = 0.0$ $\Gamma_2 = 2.0008$ $E_{\text{break}} = 21.6768$ keV



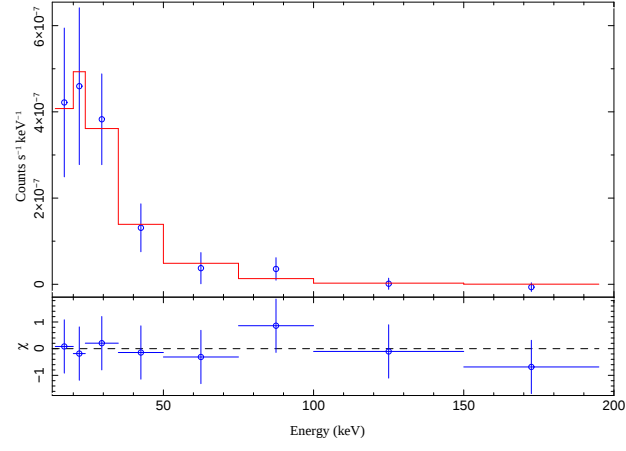
MASER091405.1+4006, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9302$ $\Gamma = 1.745$



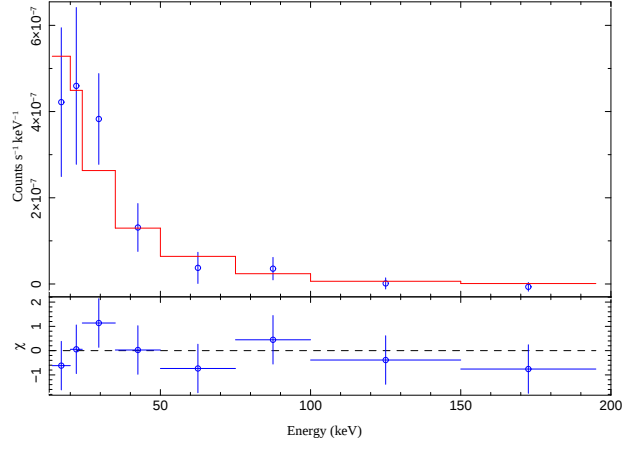
MASER091405.1+4006, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.1141$ $\Gamma = 1.5788$ $E_{\text{cut}} = 259.2089$ keV



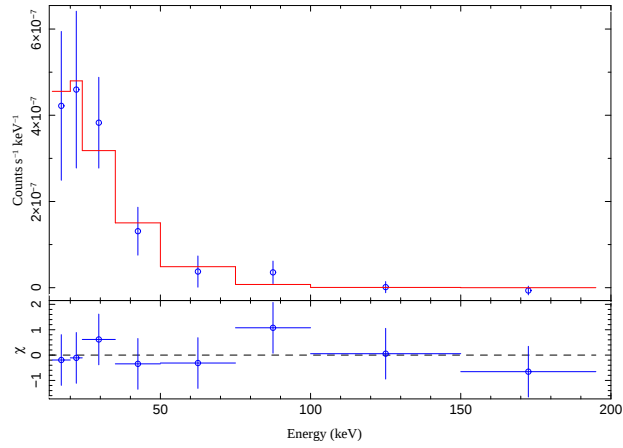
MASER093551.6+6121, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.3549$ $\Gamma_1 = 0.5836$ $\Gamma_2 = 2.9865$ $E_{\text{break}} = 27.8036$ keV



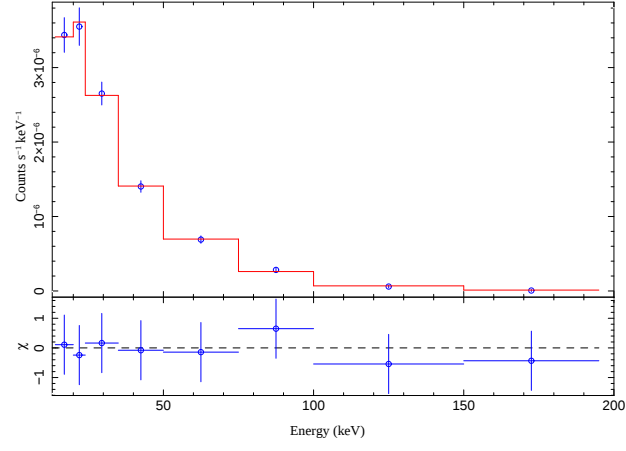
MASER093551.6+6121, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5231$ $\Gamma = 2.1072$



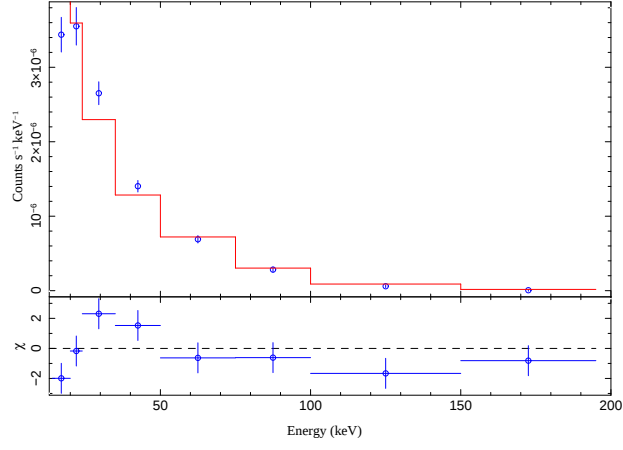
MASER093551.6+6121, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.4469$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{out}} = 16.2415$ keV



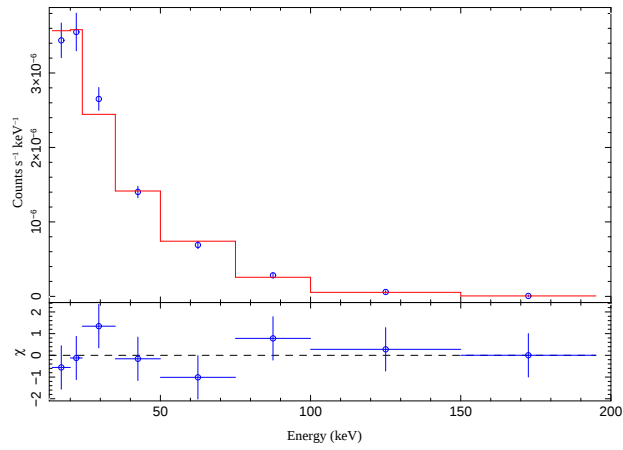
MASER095929.5-2249, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.257$ $\Gamma_1 = 1.1663$ $\Gamma_2 = 2.102$ $E_{\text{break}} = 30.7851$ keV



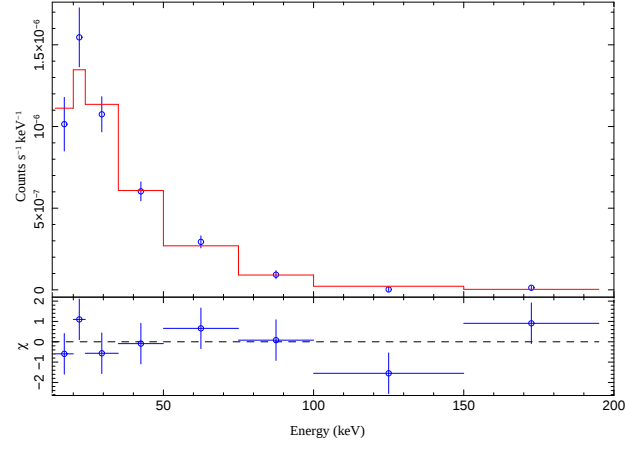
MASER095929.5-2249, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.6408$ $\Gamma = 1.7792$



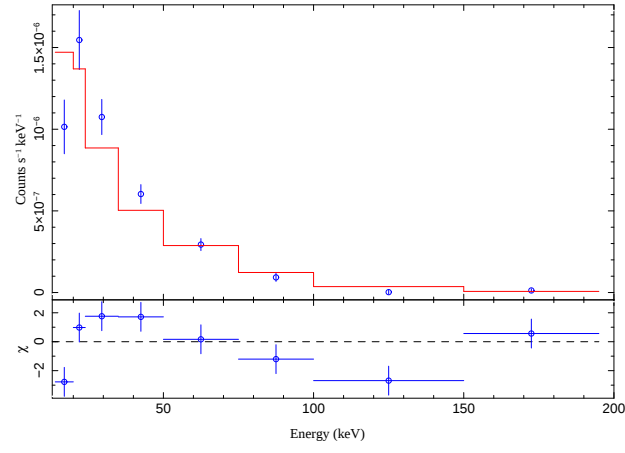
MASER095929.5-2249, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.7743$ $\Gamma = 1.1014$ $E_{\text{cut}} = 63.2229$ keV



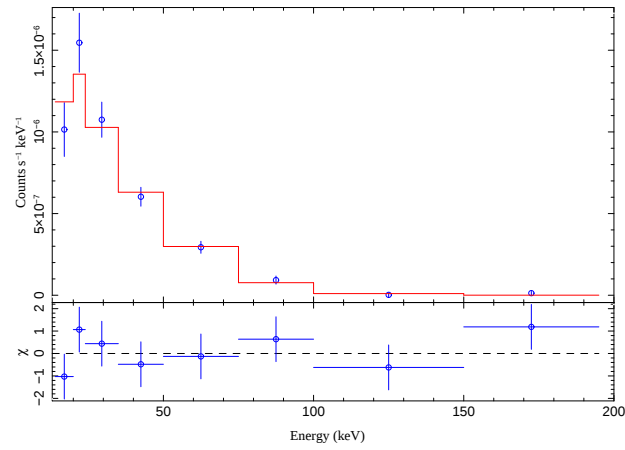
MASER100157.8+5540, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.3901$ $\Gamma_1 = 0.5248$ $\Gamma_2 = 2.384$ $E_{\text{break}} = 31.4364$ keV



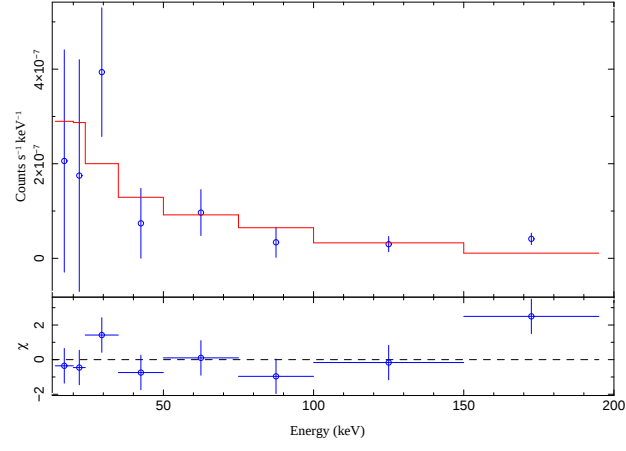
MASER100157.8+5540, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=3.9532$ $\Gamma = 1.7356$



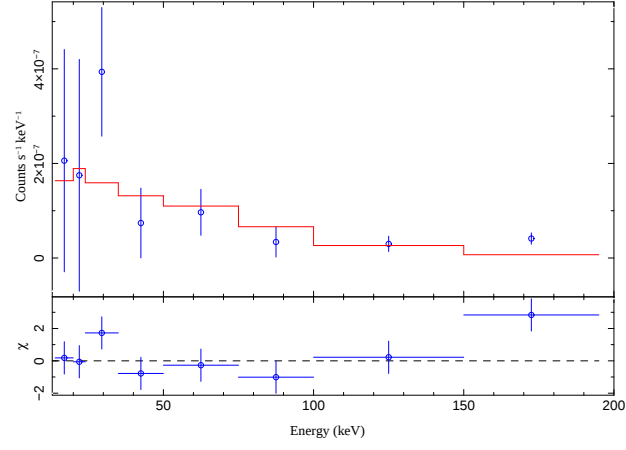
MASER100157.8+5540, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9676$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{cut}} = 24.085$ keV



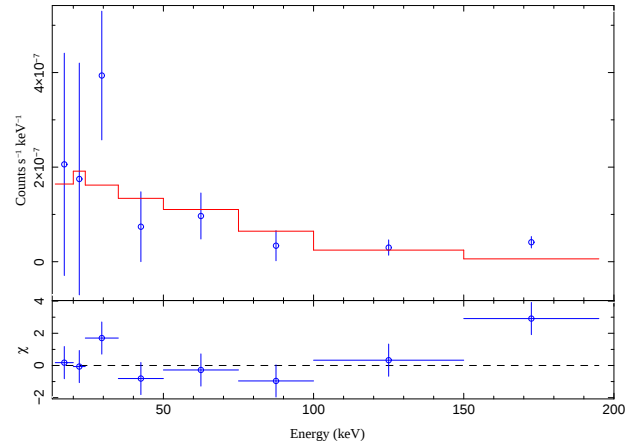
MASER101618.7-3333, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.5317$ $\Gamma_1=1.4731$ $\Gamma_2=0.0$ $E_{\text{break}}=66.5603$ keV



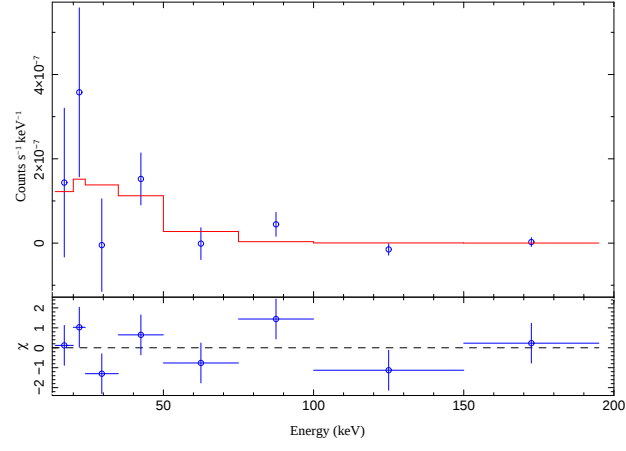
MASER101618.7-3333, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.1343$ $\Gamma=0.7621$



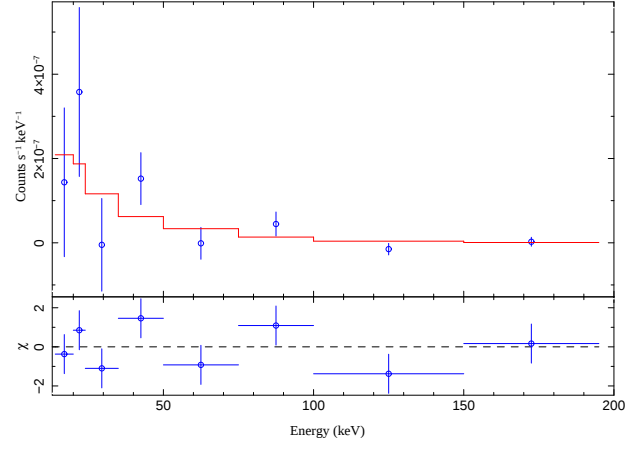
MASER101618.7-3333, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.6414$ $\Gamma=0.6826$ $E_{\text{cut}}=500.0$ keV



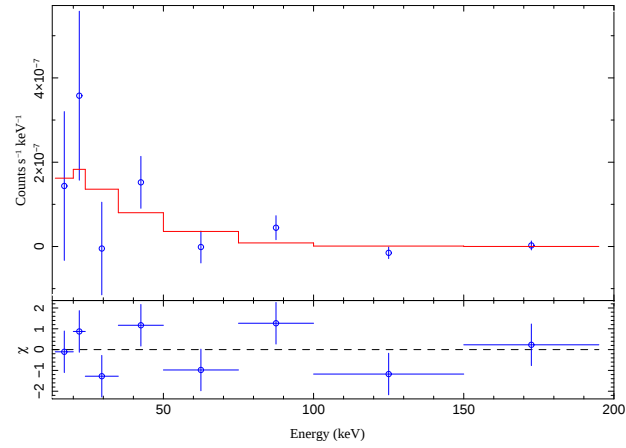
MASER103138.87+2559, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.7924$ $\Gamma_1 = 0.2184$ $\Gamma_2 = 5.0$ $E_{\text{break}} = 43.8393$ keV



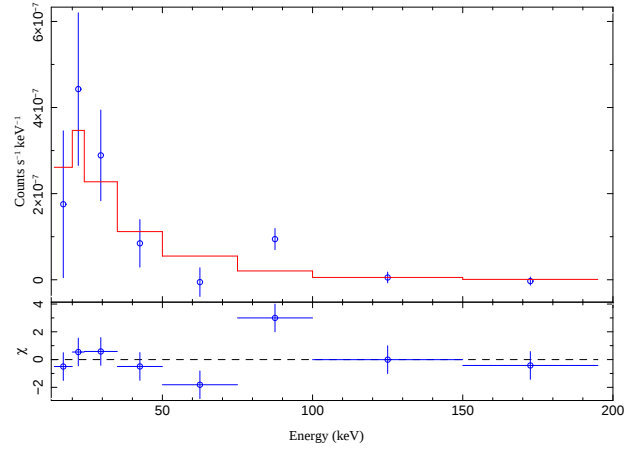
MASER103138.87+2559, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.3612$ $\Gamma = 1.8911$



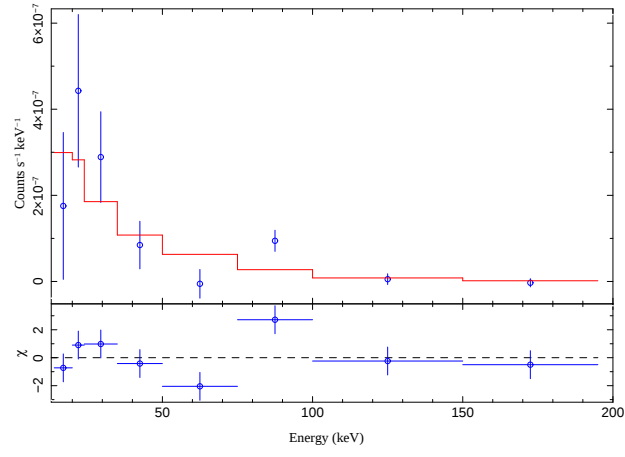
MASER103138.87+2559, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.5562$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{cut}} = 22.3847$ keV



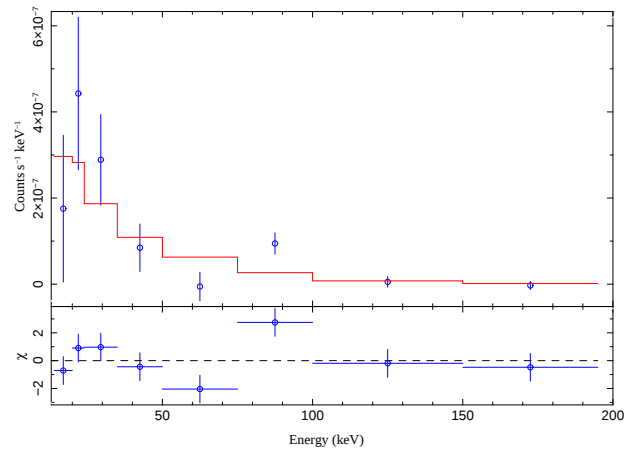
MASER103408.6+6001, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=3.3967$ $\Gamma_1 = 0.0017$ $\Gamma_2 = 2.1147$ $E_{\text{break}} = 22.9457$ keV



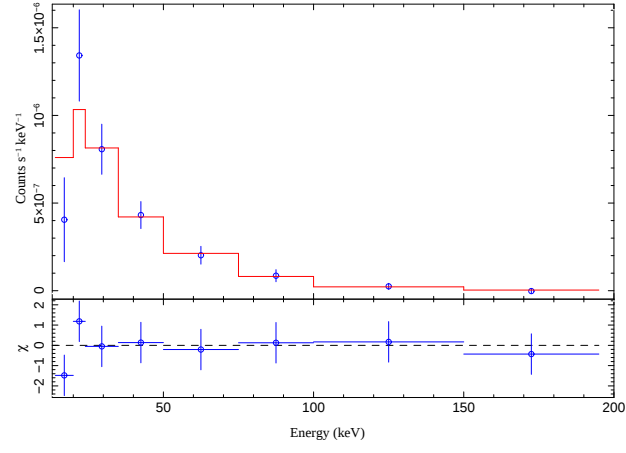
MASER103408.6+6001, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.3952$ $\Gamma = 1.679$



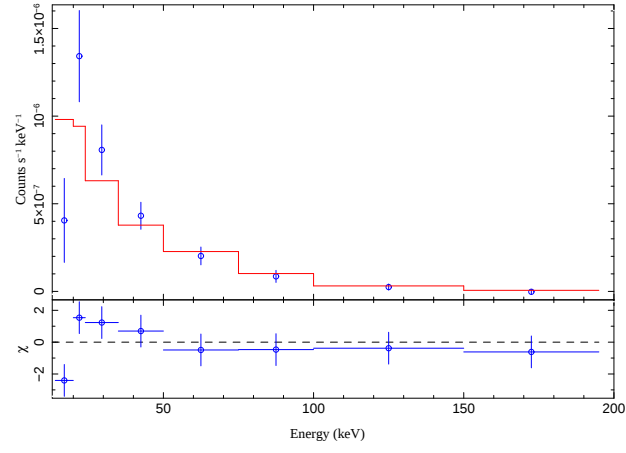
MASER103408.6+6001, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.891$ $\Gamma = 1.5986$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



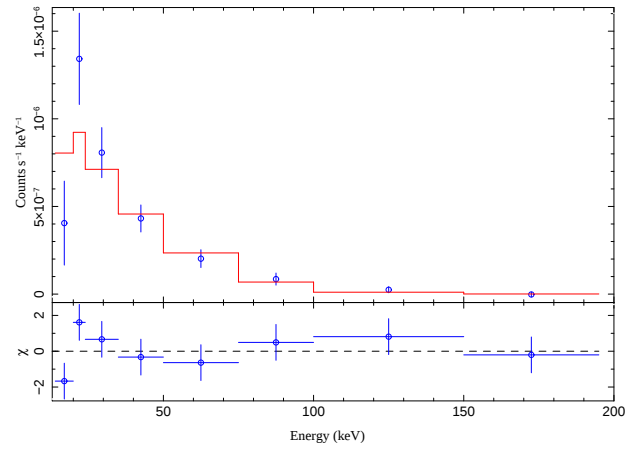
MASER104823.4-2509, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9734$ $\Gamma_1 = 0.0$ $\Gamma_2 = 2.0461$ $E_{\text{break}} = 25.8329$ keV



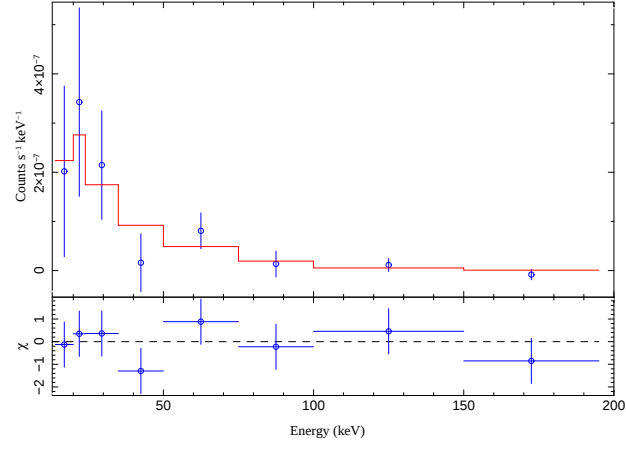
MASER104823.4-2509, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.852$ $\Gamma = 1.6027$



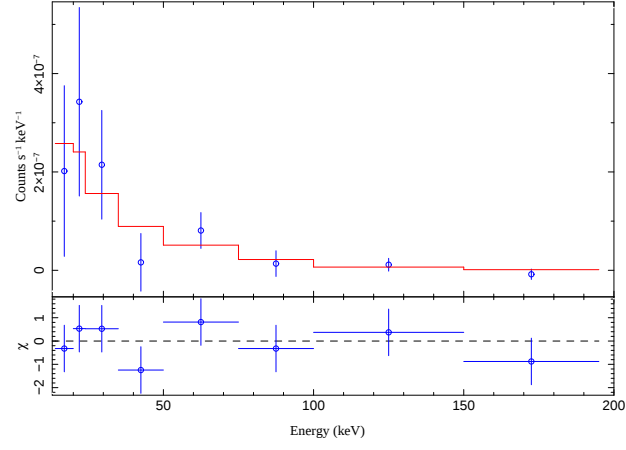
MASER104823.4-2509, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.4556$ $\Gamma = 0.1042$ $E_{\text{out}} = 28.3024$ keV



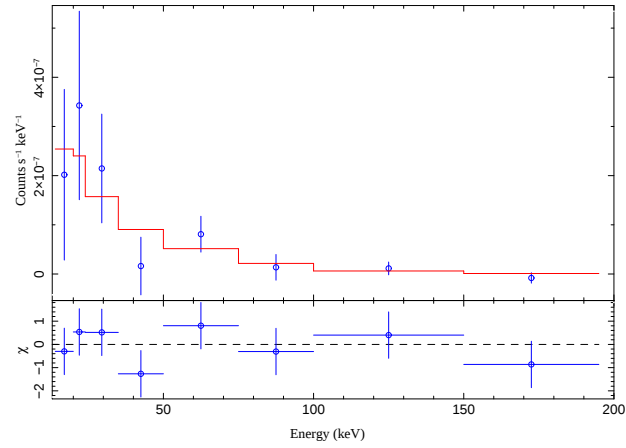
MASER110933.15+2837, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9256$ $\Gamma_1 = 0.0154$ $\Gamma_2 = 1.9281$ $E_{\text{break}} = 21.0402$ keV



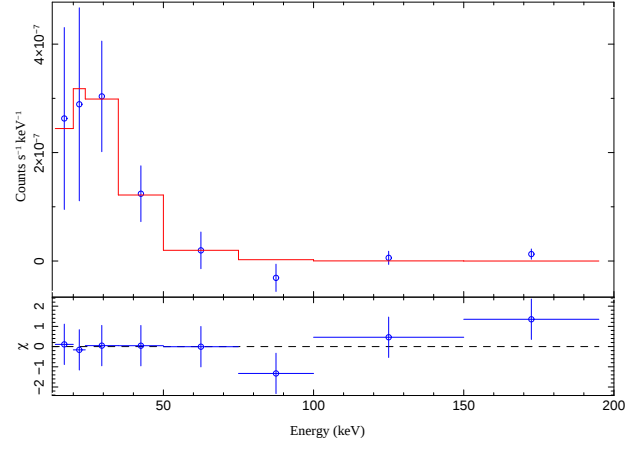
MASER110933.15+2837, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.6484$ $\Gamma = 1.7228$



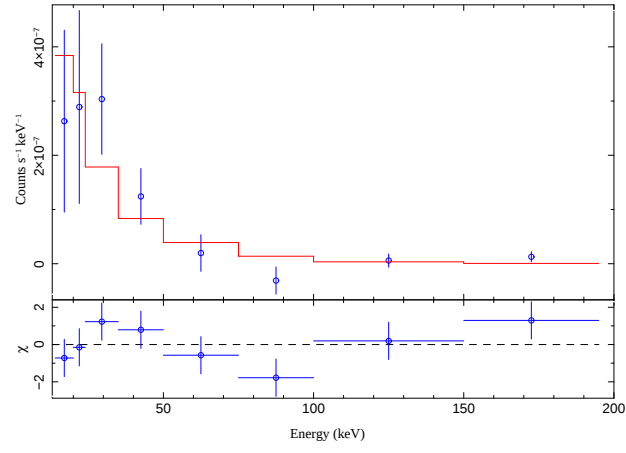
MASER110933.15+2837, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.779$ $\Gamma = 1.6317$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



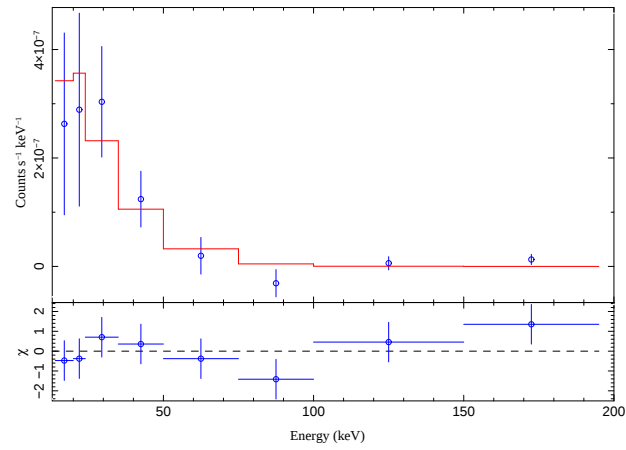
MASER112831.9+5833, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9624$ $\Gamma_1 = 0.1512$ $\Gamma_2 = 5.0$ $E_{\text{break}} = 34.2895$ keV



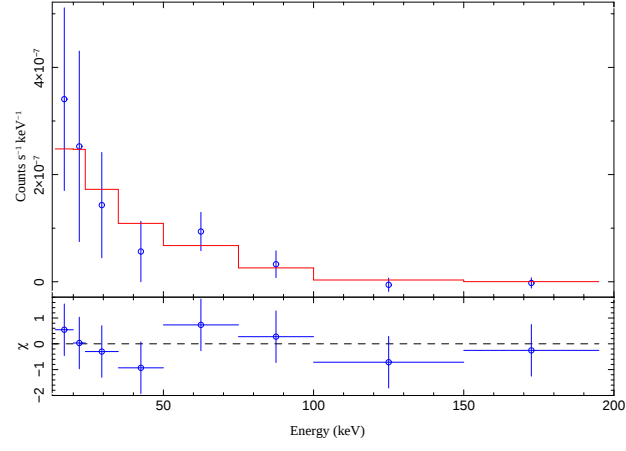
MASER112831.9+5833, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.315$ $\Gamma = 2.2424$



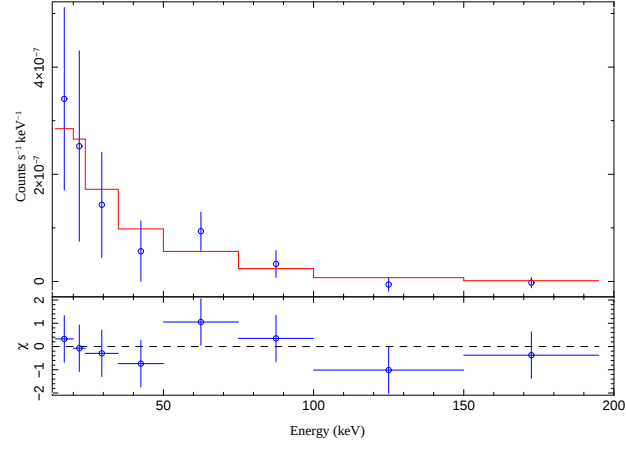
MASER112831.9+5833, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.0358$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{out}} = 15.5162$ keV



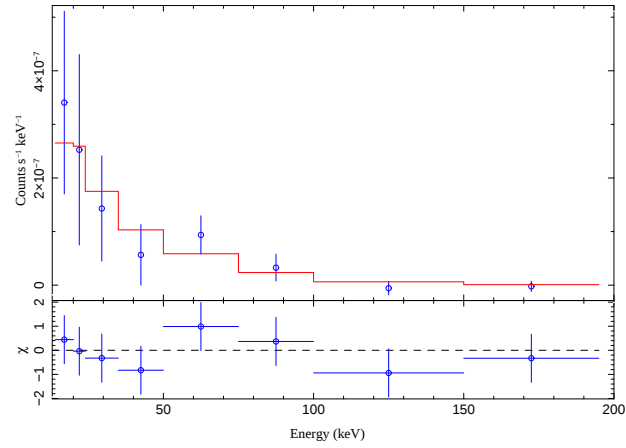
MASER113557.3+7032, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.6097$ $\Gamma_1 = 1.4436$ $\Gamma_2 = 5.0$ $E_{\text{break}} = 88.3013$ keV



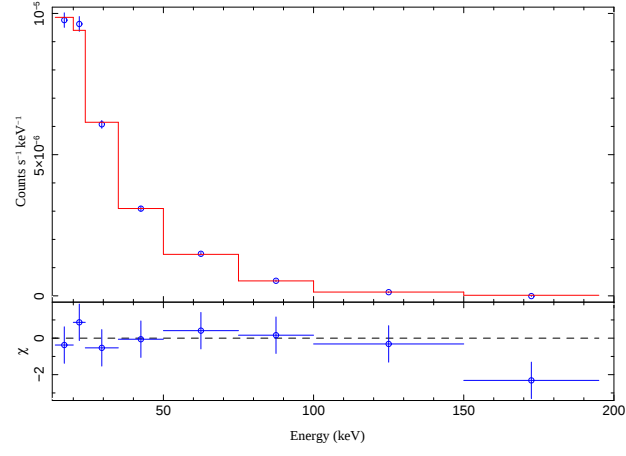
MASER113557.3+7032, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5227$ $\Gamma = 1.7303$



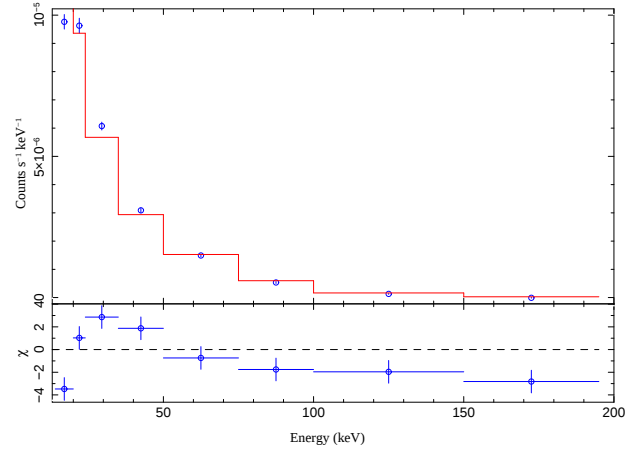
MASER113557.3+7032, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.6176$ $\Gamma = 1.3995$ $E_{\text{cut}} = 154.8404$ keV



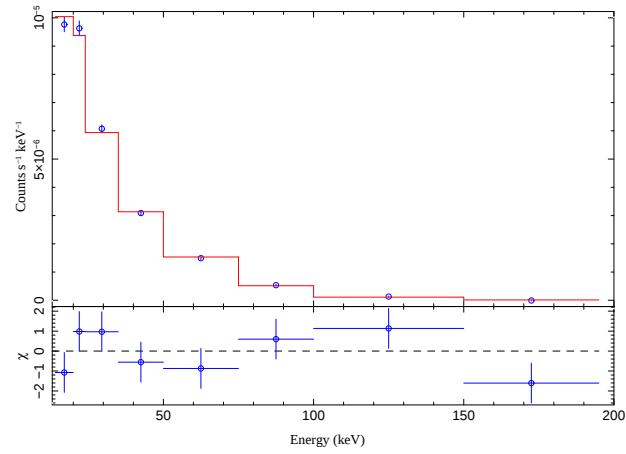
MASER113901.7-3744, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.706$ $\Gamma_1 = 1.6263$ $\Gamma_2 = 2.2057$ $E_{\text{break}} = 31.2705$ keV



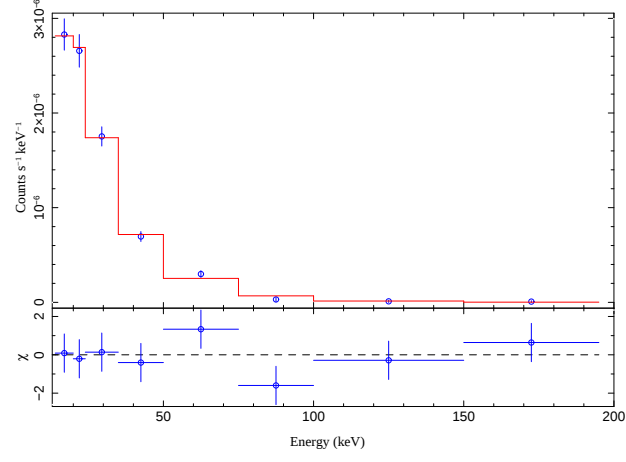
MASER113901.7-3744, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=6.7127$ $\Gamma = 1.9781$



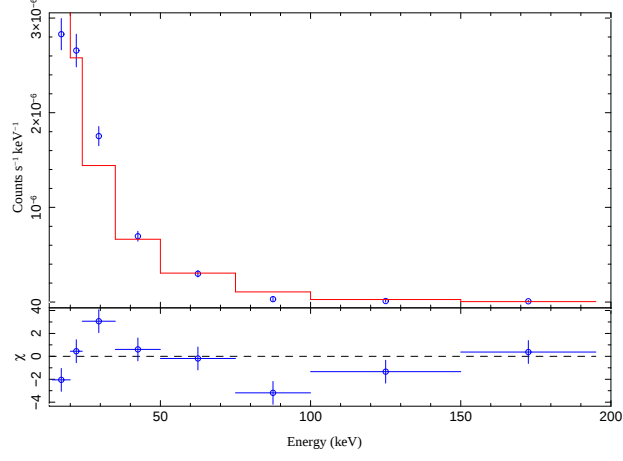
MASER113901.7-3744, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.667$ $\Gamma = 1.4919$ $E_{\text{cut}} = 84.3522$ keV



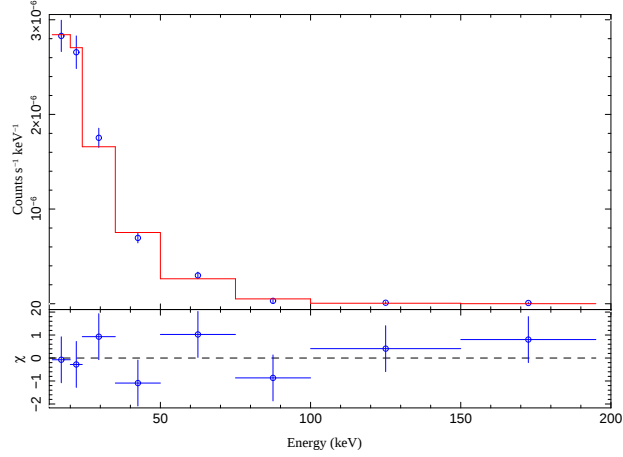
MASER120309.6+4431, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.2651$ $\Gamma_1 = 1.6066$ $\Gamma_2 = 2.9678$ $E_{\text{break}} = 31.4232$ keV



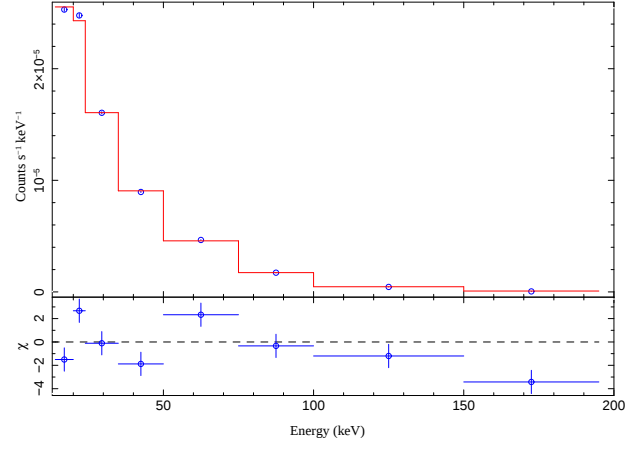
MASER120309.6+4431, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=4.383$ $\Gamma = 2.2837$



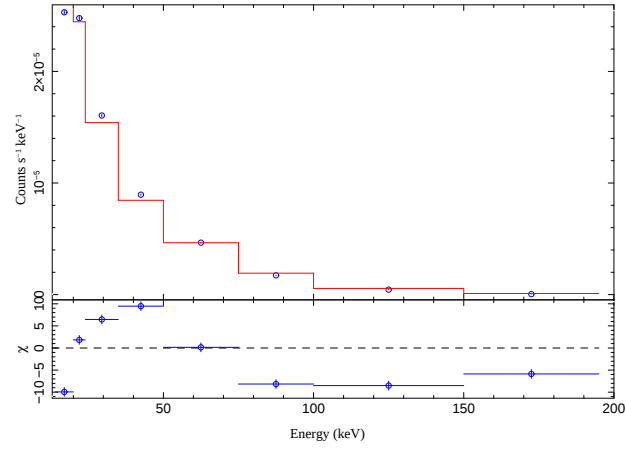
MASER120309.6+4431, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9491$ $\Gamma = 0.8409$ $E_{\text{cut}} = 24.3041$ keV



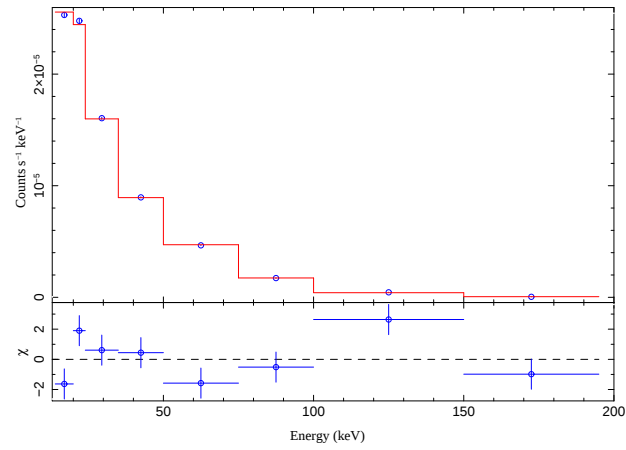
MASER121032.6+3924, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=7.9101$ $\Gamma_1 = 1.632$ $\Gamma_2 = 2.0745$ $E_{\text{break}} = 39.2787$ keV



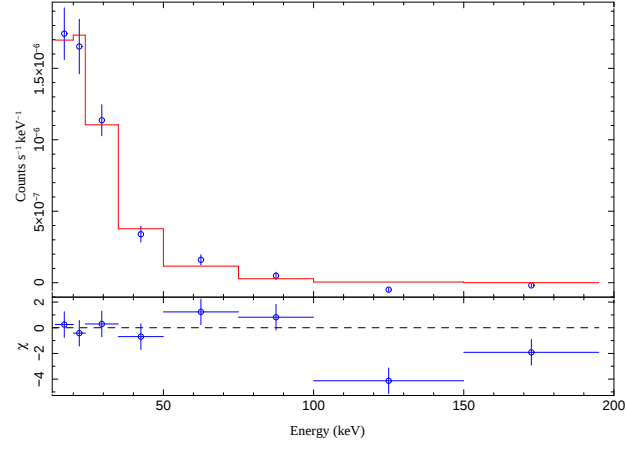
MASER121032.6+3924, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=67.7873$ $\Gamma = 1.8306$



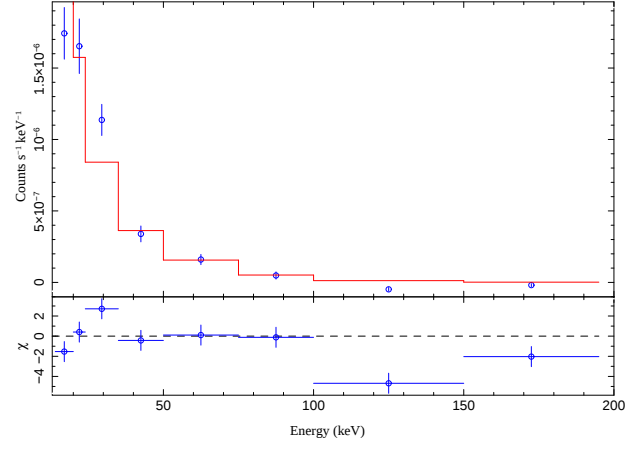
MASER121032.6+3924, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=3.5052$ $\Gamma = 1.4431$ $E_{\text{cut}} = 109.6251$ keV



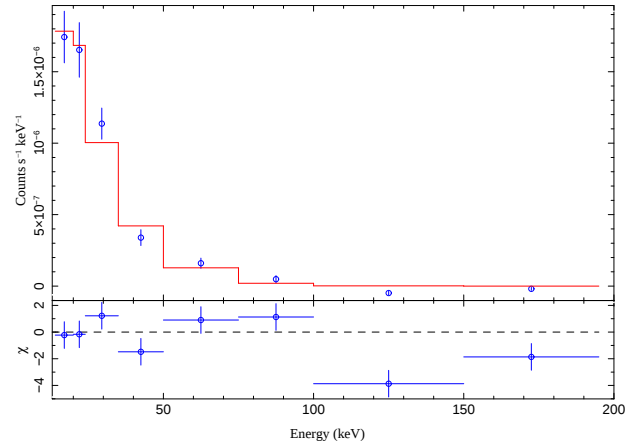
MASER121826.51+2948, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=5.9304$ $\Gamma_1 = 1.3394$ $\Gamma_2 = 3.3211$ $E_{\text{break}} = 28.4153$ keV



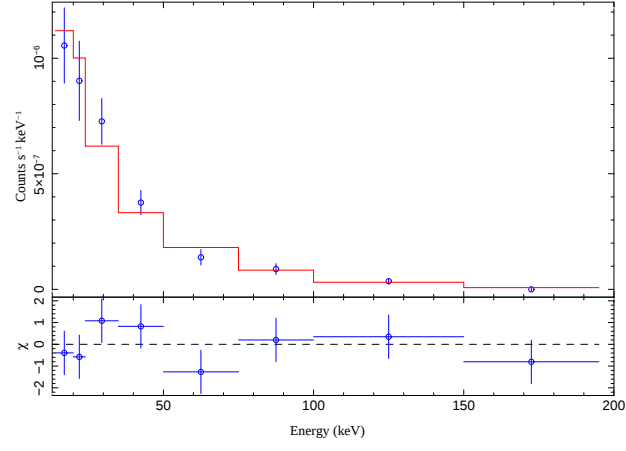
MASER121826.51+2948, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=6.026$ $\Gamma = 2.4538$



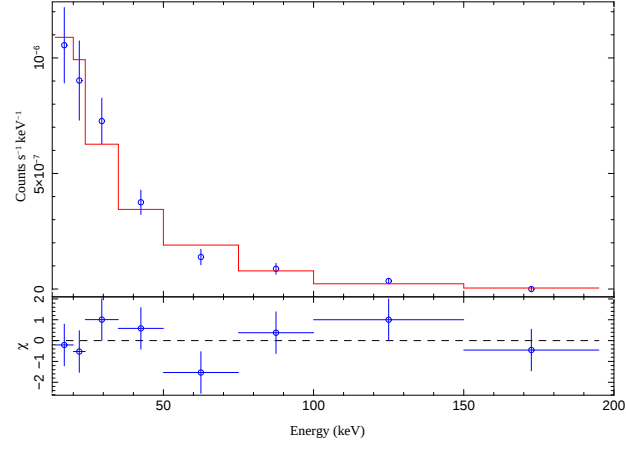
MASER121826.51+2948, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=4.8578$ $\Gamma = 0.6616$ $E_{\text{cut}} = 19.163$ keV



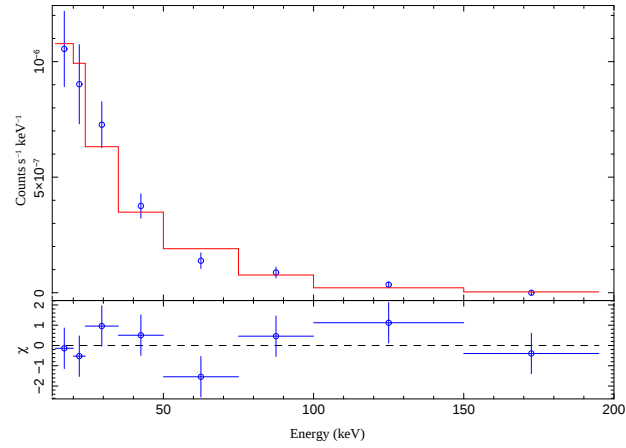
MASER121857.5+4718, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.1878$ $\Gamma_1 = 1.9022$ $\Gamma_2 = 1.0024$ $E_{\text{break}} = 80.0753$ keV



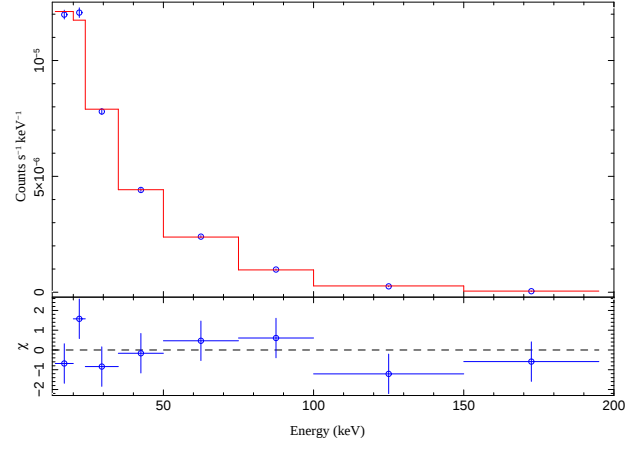
MASER121857.5+4718, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.8965$ $\Gamma = 1.8241$



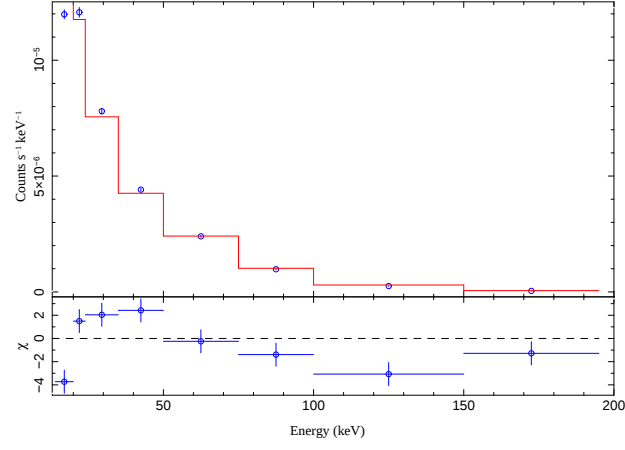
MASER121857.5+4718, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.0943$ $\Gamma = 1.7401$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



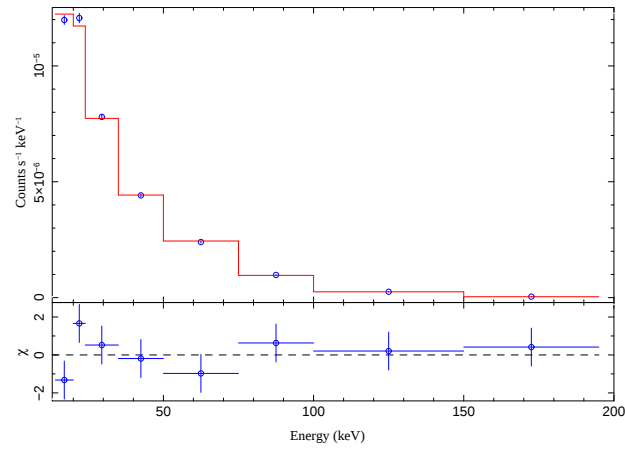
MASER122546.7+1239, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.5178$ $\Gamma_1 = 1.5579$ $\Gamma_2 = 1.8887$ $E_{\text{break}} = 32.7706$ keV



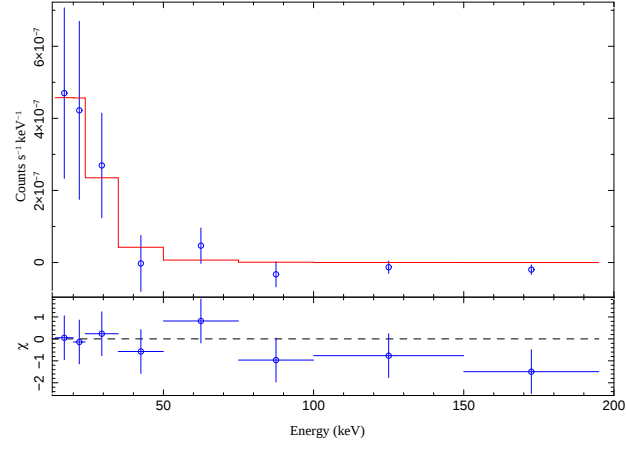
MASER122546.7+1239, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=6.5524$ $\Gamma = 1.7584$



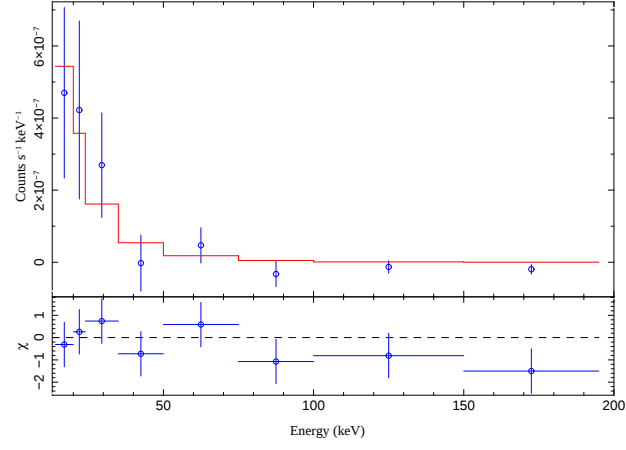
MASER122546.7+1239, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.2754$ $\Gamma = 1.4957$ $E_{\text{cut}} = 166.8082$ keV



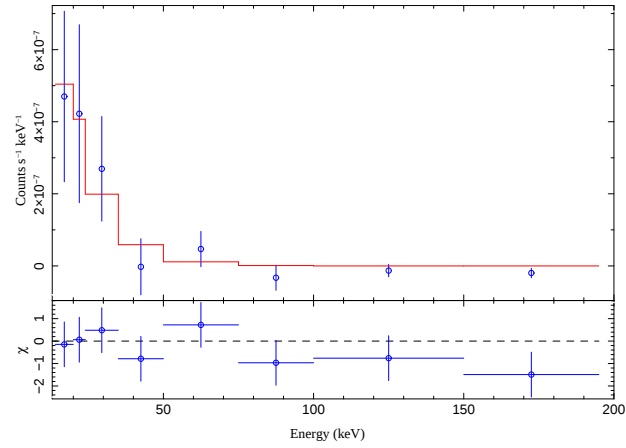
MASER125559.86-0804, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.2041$ $\Gamma_1 = 1.45$ $\Gamma_2 = 5.0$ $E_{\text{break}} = 26.6241$ keV



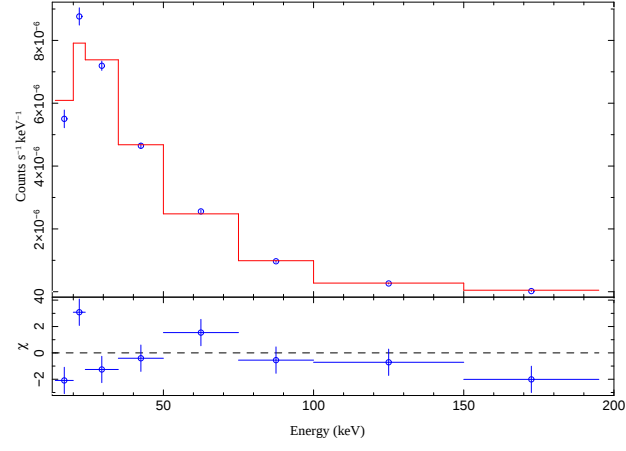
MASER125559.86-0804, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9419$ $\Gamma = 3.1041$



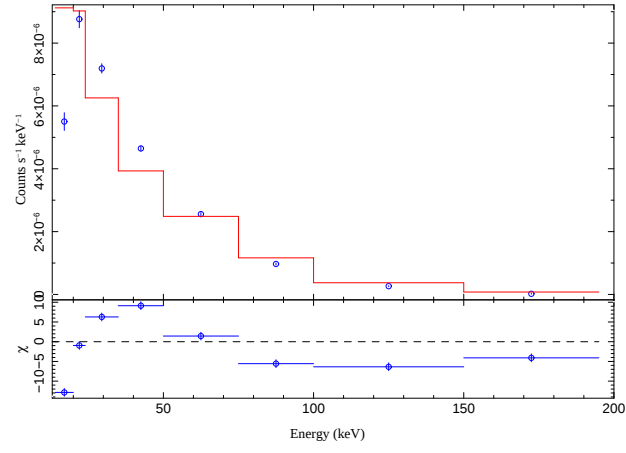
MASER125559.86-0804, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.029$ $\Gamma = 0.9465$ $E_{\text{cut}} = 14.0$ keV



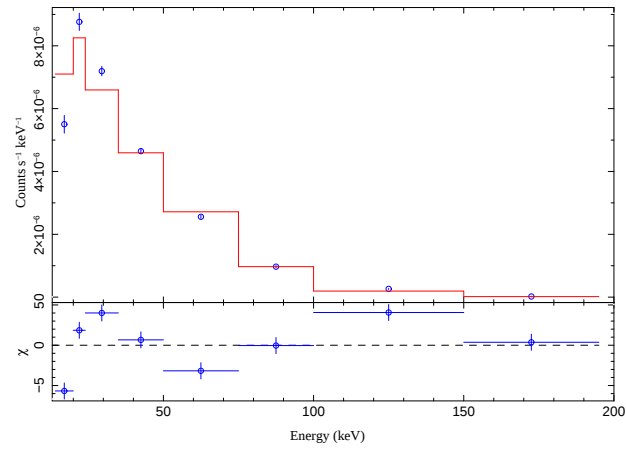
MASER130527.5-4928, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=5.7038$ $\Gamma_1 = 0.1459$ $\Gamma_2 = 1.9261$ $E_{\text{break}} = 31.7202$ keV



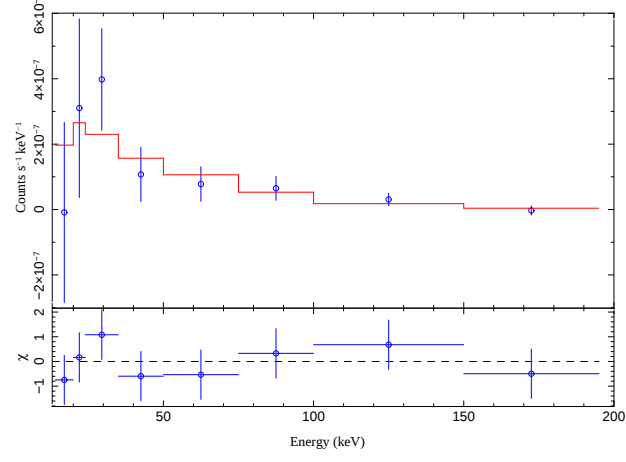
MASER130527.5-4928, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=63.1416$ $\Gamma = 1.4764$



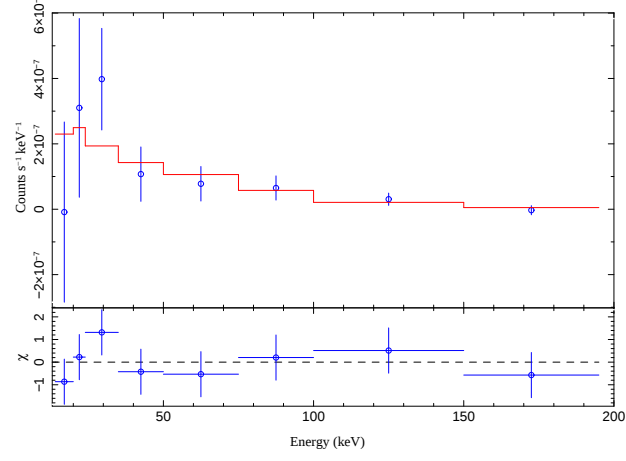
MASER130527.5-4928, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=15.7775$ $\Gamma = 0.2171$ $E_{\text{cut}} = 38.1863$ keV



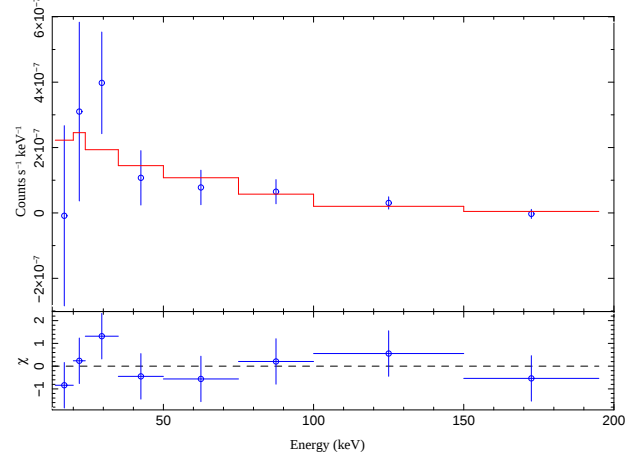
MASER130705.98-2340, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.8011$ $\Gamma_1 = 0.0021$ $\Gamma_2 = 1.3028$ $E_{\text{break}} = 26.0139$ keV



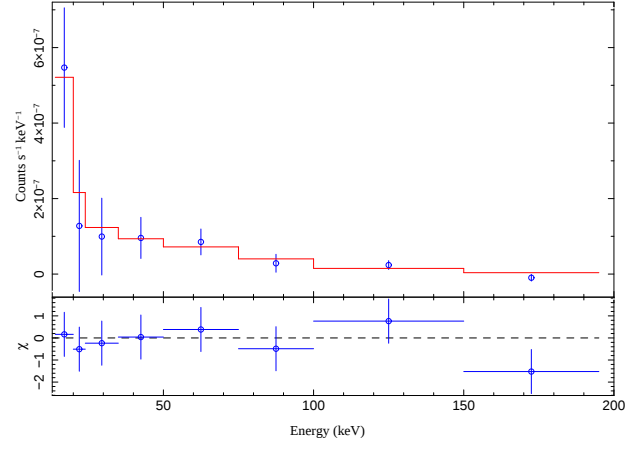
MASER130705.98-2340, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.6043$ $\Gamma = 1.0612$



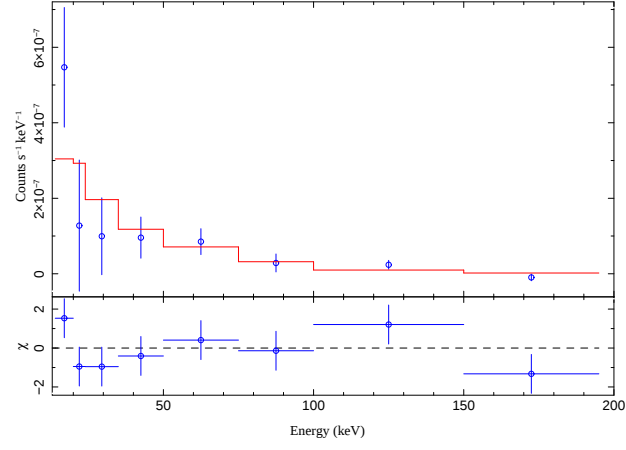
MASER130705.98-2340, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.7293$ $\Gamma = 0.9471$ $E_{\text{cut}} = 500.0$ keV



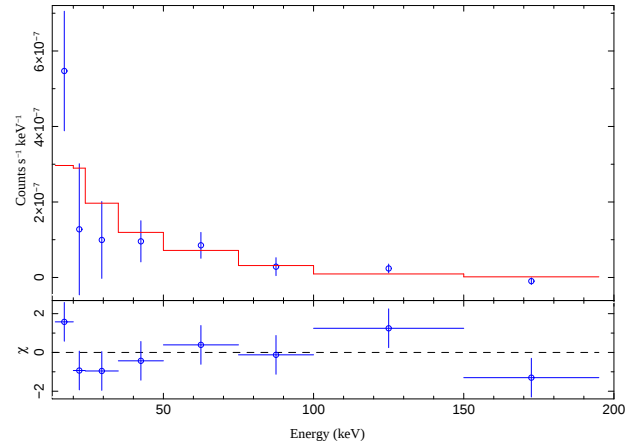
MASER132952.7+4711, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9062$ $\Gamma_1=5.0$ $\Gamma_2=0.9736$ $E_{\text{break}}=23.6932$ keV



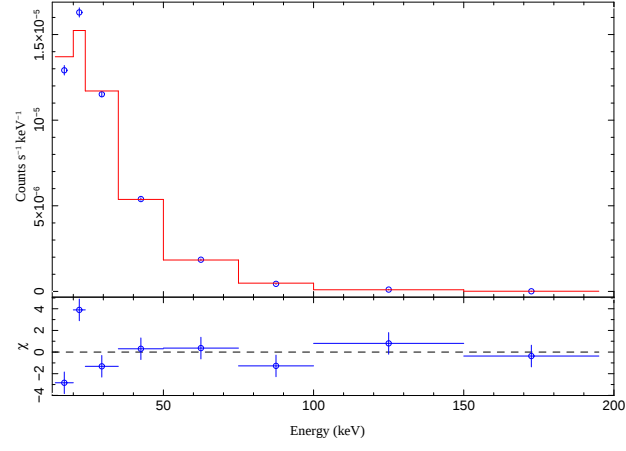
MASER132952.7+4711, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.2876$ $\Gamma=1.5961$



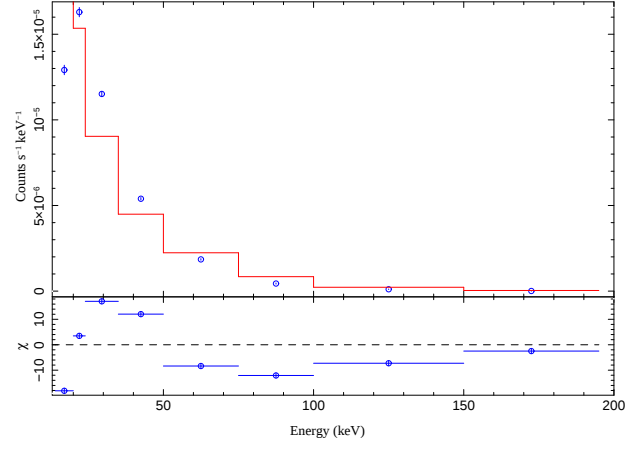
MASER132952.7+4711, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.5772$ $\Gamma=1.4943$ $E_{\text{cut}}=500.0$ keV



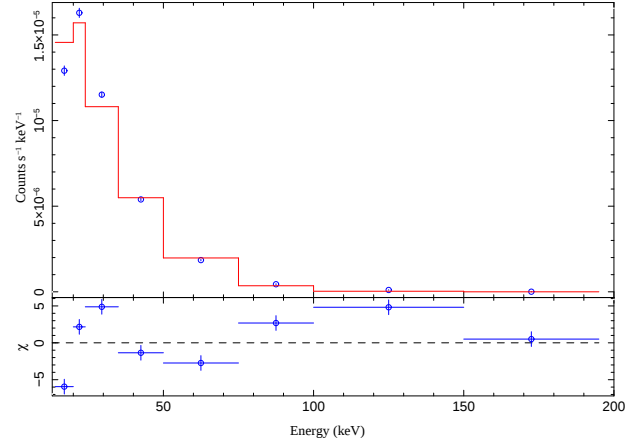
MASER141309.3-6520, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=6.9044$ $\Gamma_1 = 0.9316$ $\Gamma_2 = 3.0524$ $E_{\text{break}} = 32.638$ keV



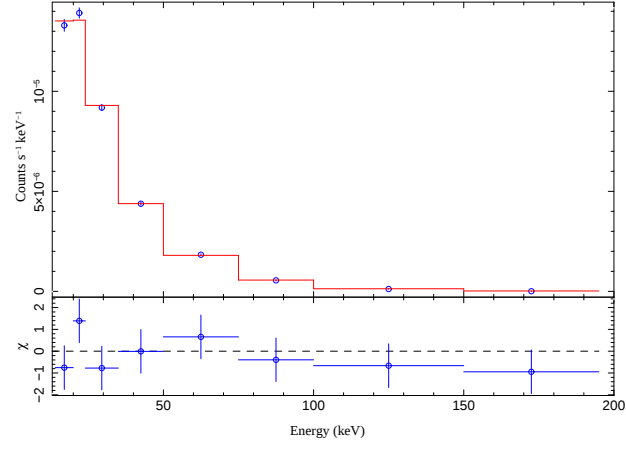
MASER141309.3-6520, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=175.3848$ $\Gamma = 2.0852$



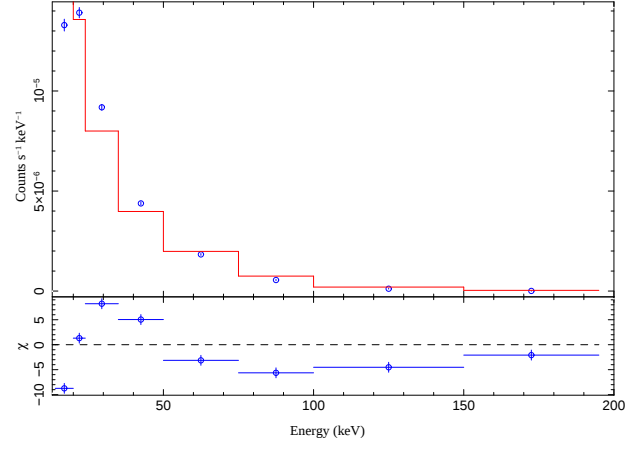
MASER141309.3-6520, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=20.7448$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{cut}} = 17.8683$ keV



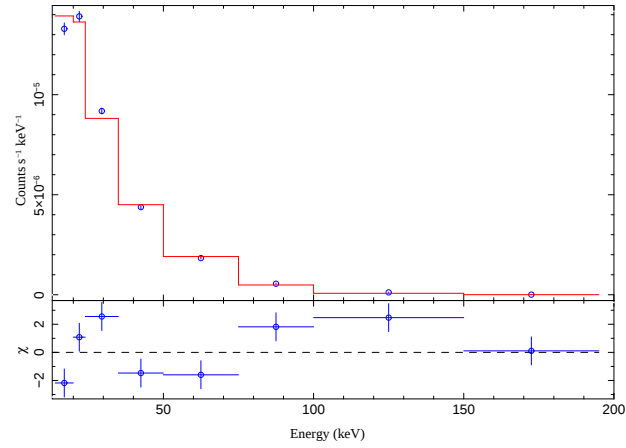
MASER141314.8-0312, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.2565$ $\Gamma_1 = 1.4023$ $\Gamma_2 = 2.5792$ $E_{\text{break}} = 31.829$ keV



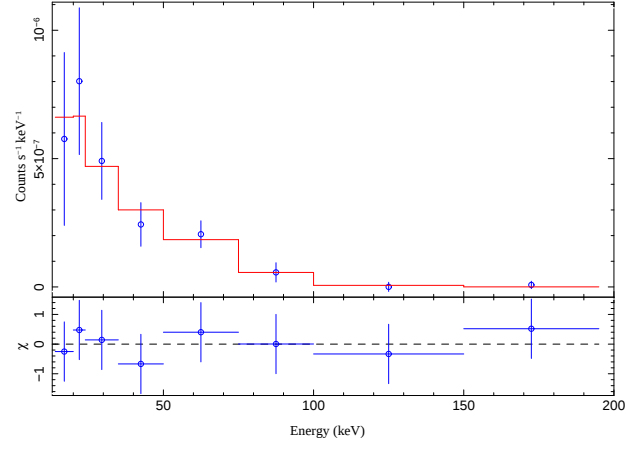
MASER141314.8-0312, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=39.4891$ $\Gamma = 2.0835$



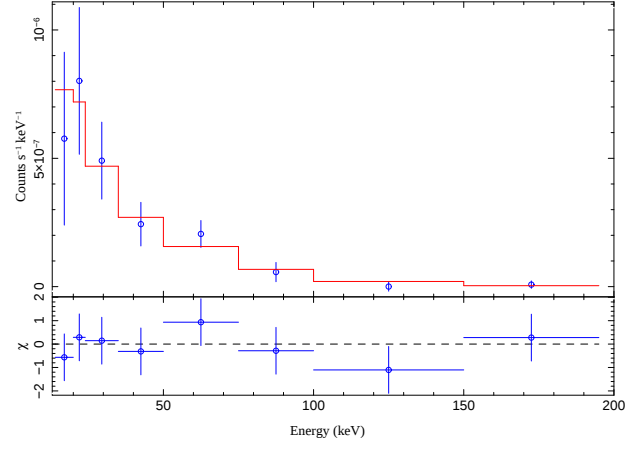
MASER141314.8-0312, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=5.3201$ $\Gamma = 0.9557$ $E_{\text{out}} = 34.4456$ keV



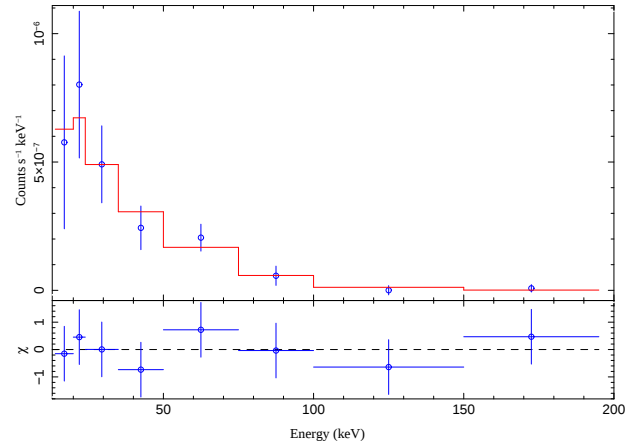
MASER143240.8-4410, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.3239$ $\Gamma_1 = 1.3989$ $\Gamma_2 = 5.0$ $E_{\text{break}} = 78.587$ keV



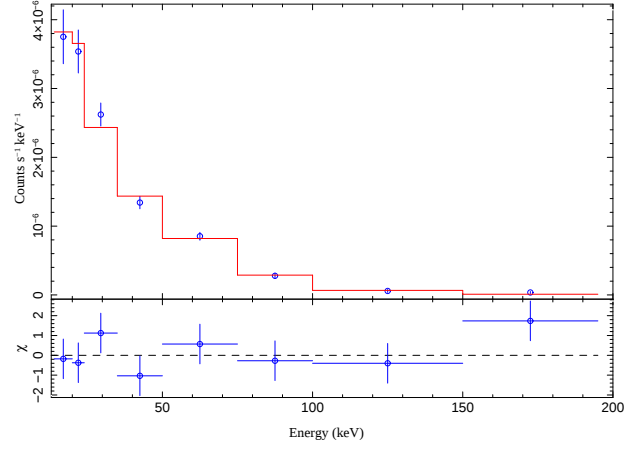
MASER143240.8-4410, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.4621$ $\Gamma = 1.7038$



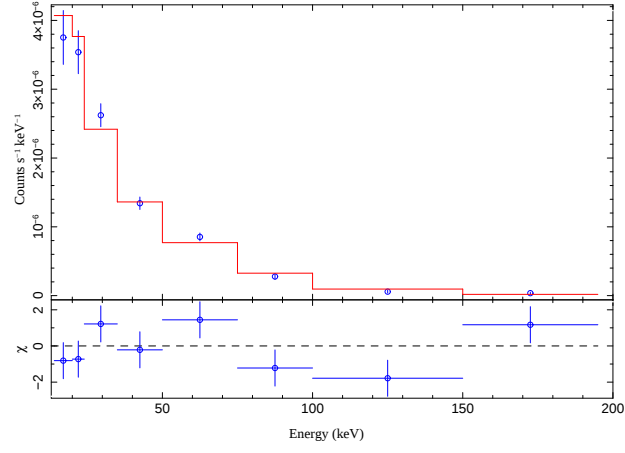
MASER143240.8-4410, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.3839$ $\Gamma = 0.7177$ $E_{\text{out}} = 48.2911$ keV



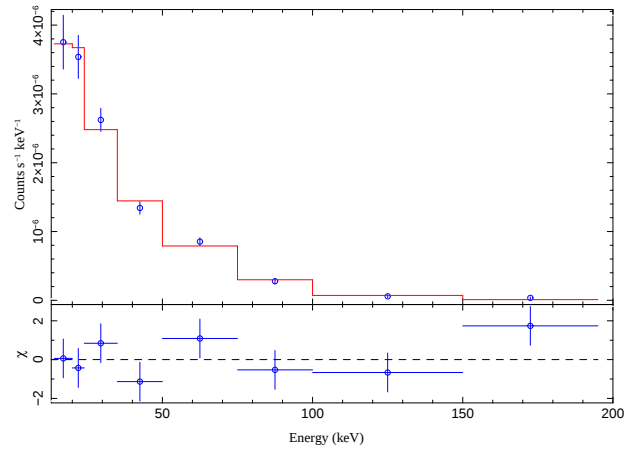
MASER144223.9-1715, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.5198$ $\Gamma_1 = 1.62$ $\Gamma_2 = 2.5446$ $E_{\text{break}} = 67.5424$ keV



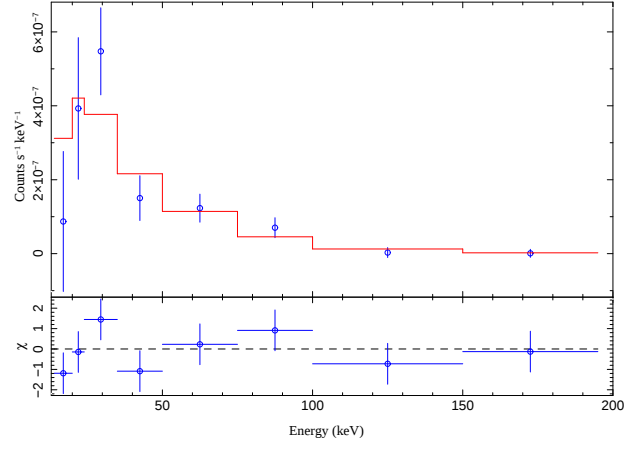
MASER144223.9-1715, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.81$ $\Gamma = 1.7613$



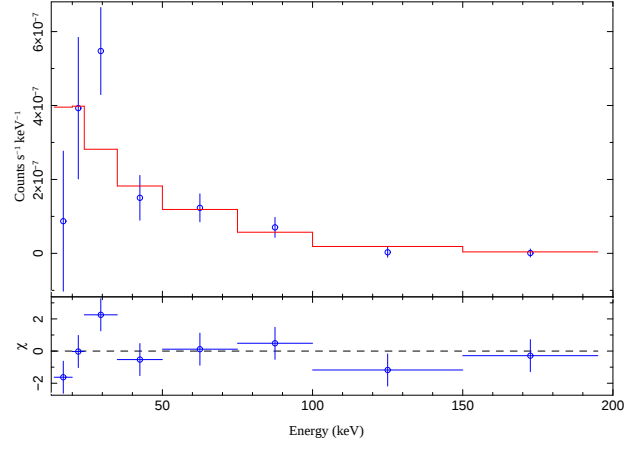
MASER144223.9-1715, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.425$ $\Gamma = 1.2958$ $E_{\text{out}} = 99.018$ keV



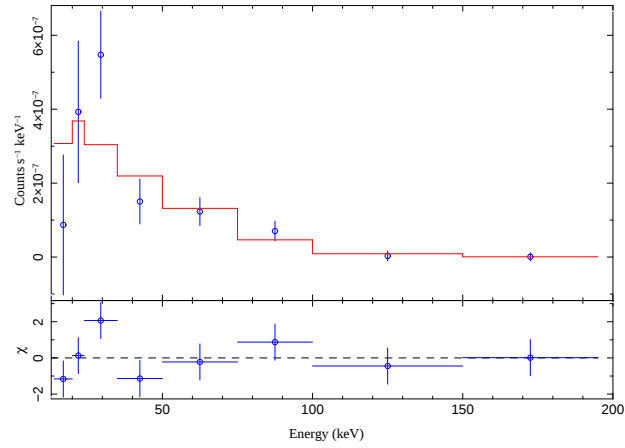
MASER144536.8+2702, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.5346$ $\Gamma_1 = 0.0005$ $\Gamma_2 = 1.9304$ $E_{\text{break}} = 28.5438$ keV



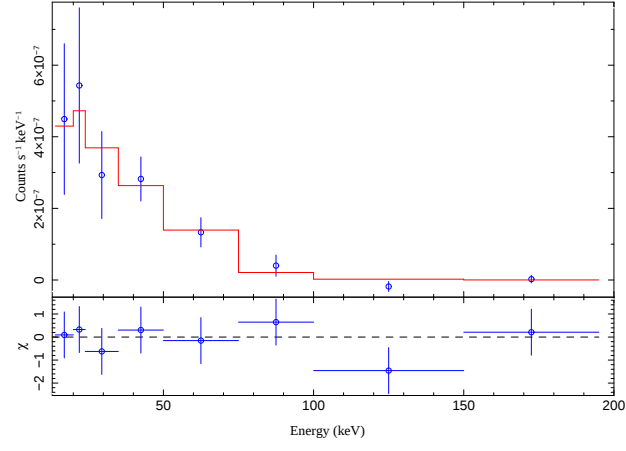
MASER144536.8+2702, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.6221$ $\Gamma = 1.4008$



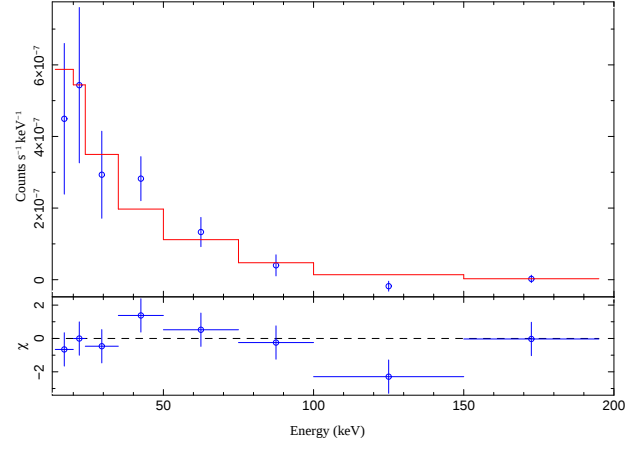
MASER144536.8+2702, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.59$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{cut}} = 33.9786$ keV



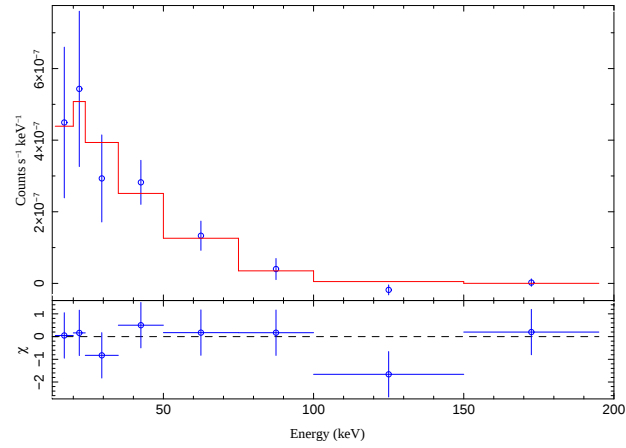
MASER163032.6+3923, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.8018$ $\Gamma_1 = 0.991$ $\Gamma_2 = 5.0$ $E_{\text{break}} = 58.7244$ keV



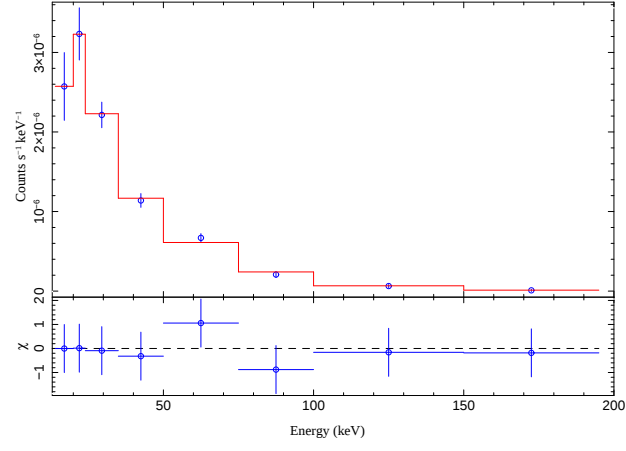
MASER163032.6+3923, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.3541$ $\Gamma = 1.7568$



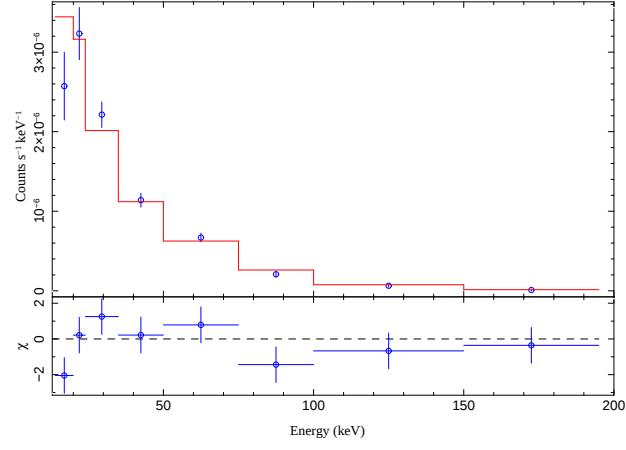
MASER163032.6+3923, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.7637$ $\Gamma = 0.0$ $E_{\text{cut}} = 25.9547$ keV



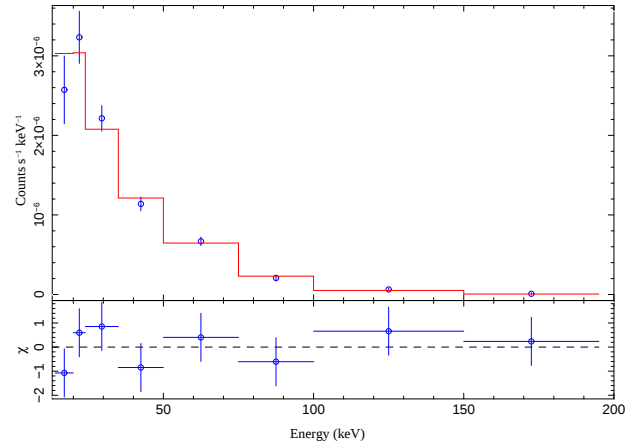
MASER165258.9+0224, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5159$ $\Gamma_1 = 0.3549$ $\Gamma_2 = 1.9578$ $E_{\text{break}} = 23.7784$ keV



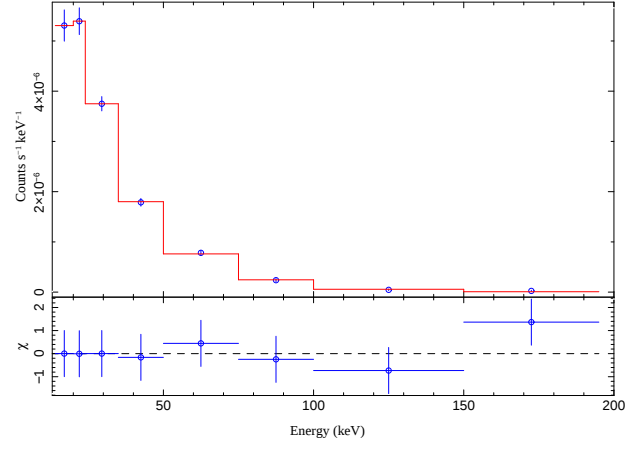
MASER165258.9+0224, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.5177$ $\Gamma = 1.7926$



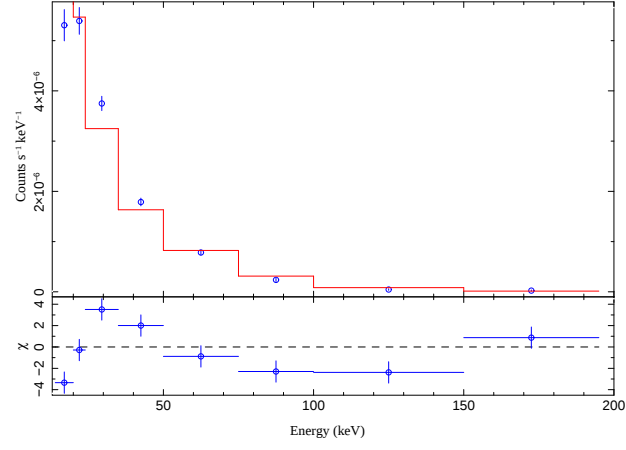
MASER165258.9+0224, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.7943$ $\Gamma = 1.137$ $E_{\text{cut}} = 70.2067$ keV



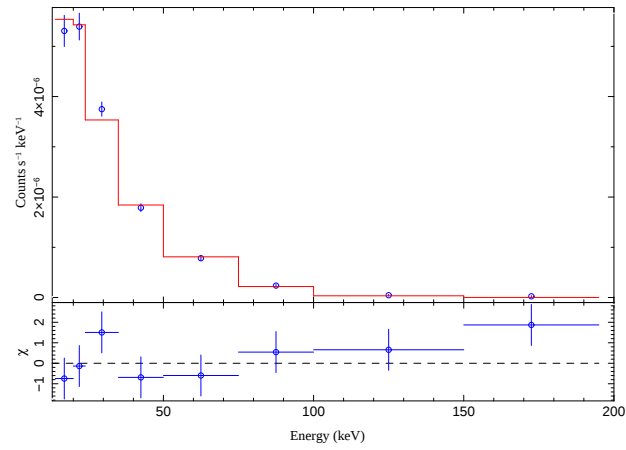
MASER171659.5-6249, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.672$ $\Gamma_1 = 1.3429$ $\Gamma_2 = 2.5047$ $E_{\text{break}} = 31.5558$ keV



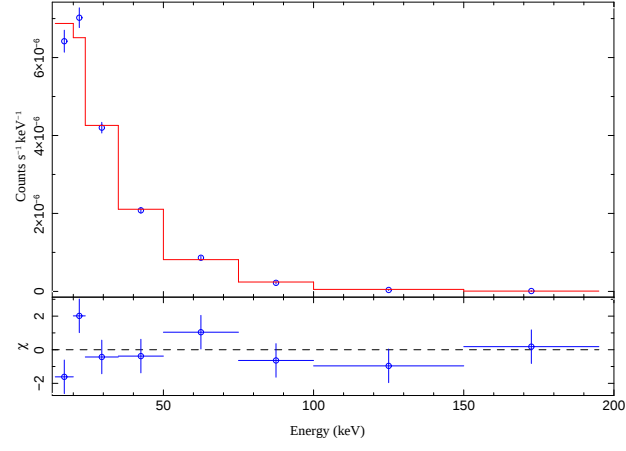
MASER171659.5-6249, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=6.6823$ $\Gamma = 2.0536$



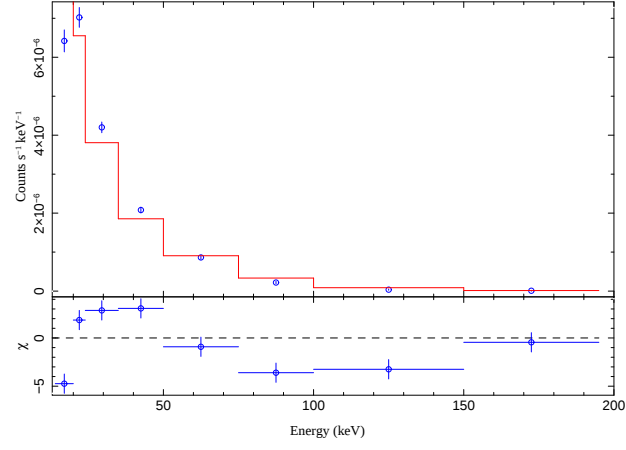
MASER171659.5-6249, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.5771$ $\Gamma = 1.0008$ $E_{\text{out}} = 38.0387$ keV



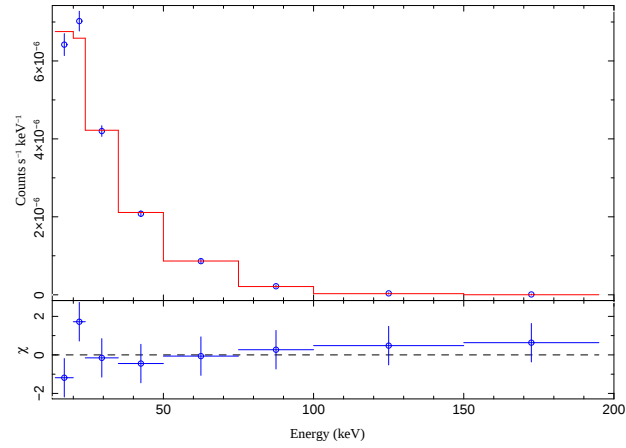
MASER183820.3-6525, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.3616$ $\Gamma_1 = 1.6417$ $\Gamma_2 = 2.7515$ $E_{\text{break}} = 36.3068$ keV



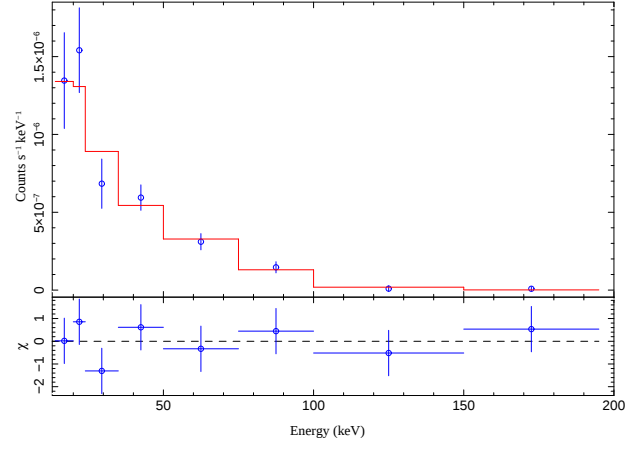
MASER183820.3-6525, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=11.3217$ $\Gamma = 2.1353$



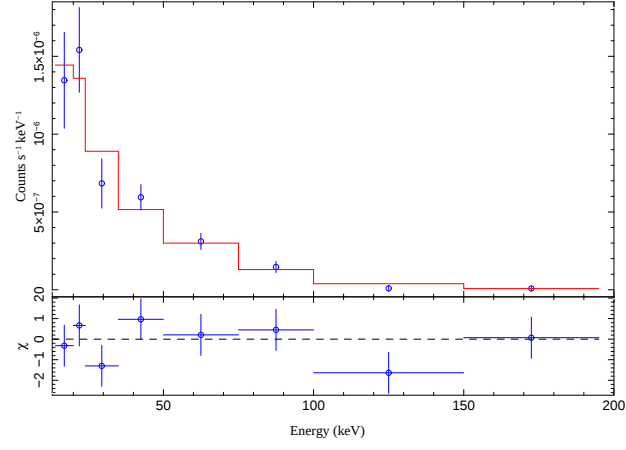
MASER183820.3-6525, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.0604$ $\Gamma = 0.928$ $E_{\text{cut}} = 31.9713$ keV



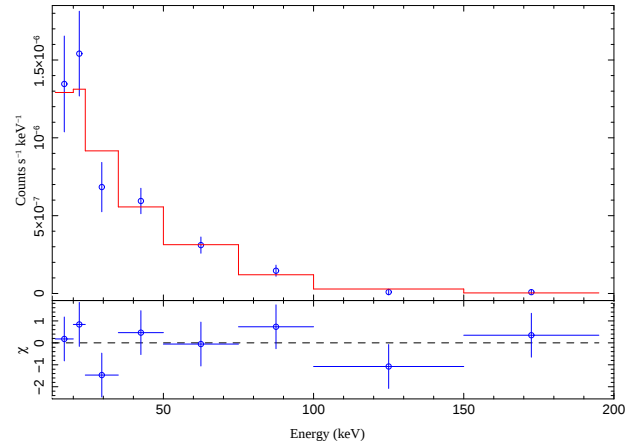
MASER195215.8+0230, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9207$ $\Gamma_1 = 1.5367$ $\Gamma_2 = 5.0$ $E_{\text{break}} = 93.0533$ keV



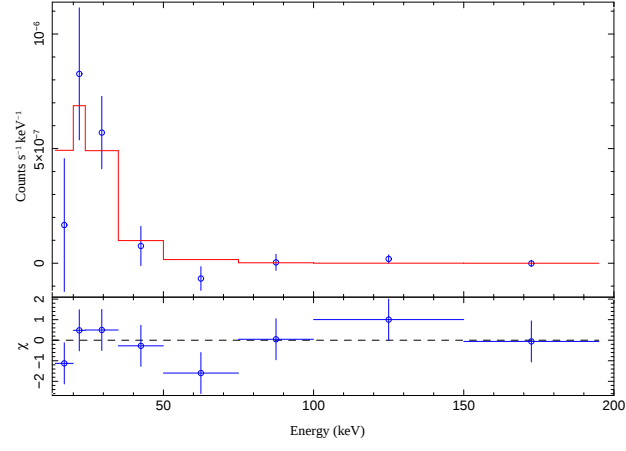
MASER195215.8+0230, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.0158$ $\Gamma = 1.6883$



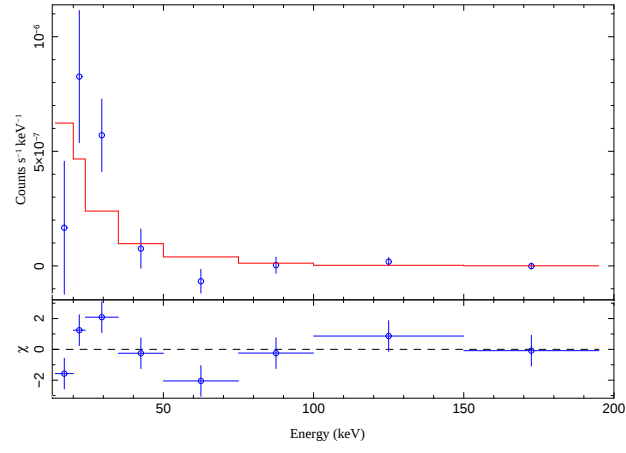
MASER195215.8+0230, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.9851$ $\Gamma = 1.1274$ $E_{\text{cut}} = 85.3772$ keV



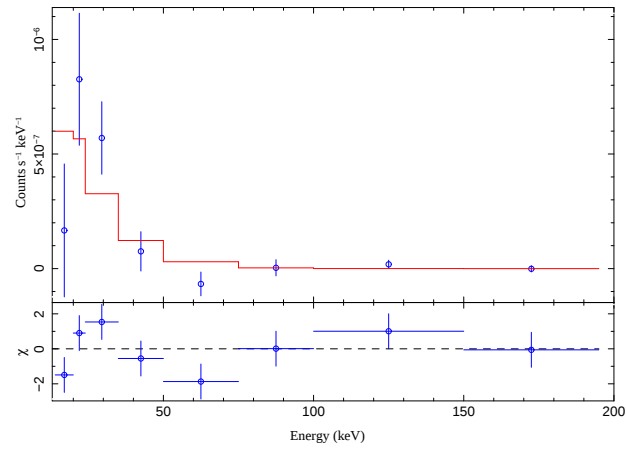
MASER203306.1-0201, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.3458$ $\Gamma_1 = 0.0001$ $\Gamma_2 = 5.0$ $E_{\text{break}} = 27.5989$ keV



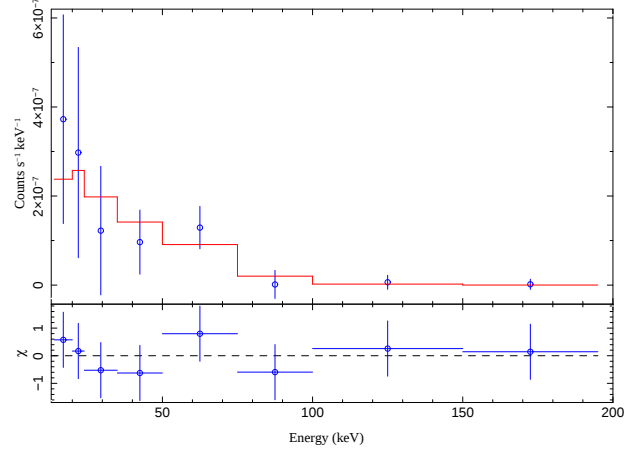
MASER203306.1-0201, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.2474$ $\Gamma = 2.6126$



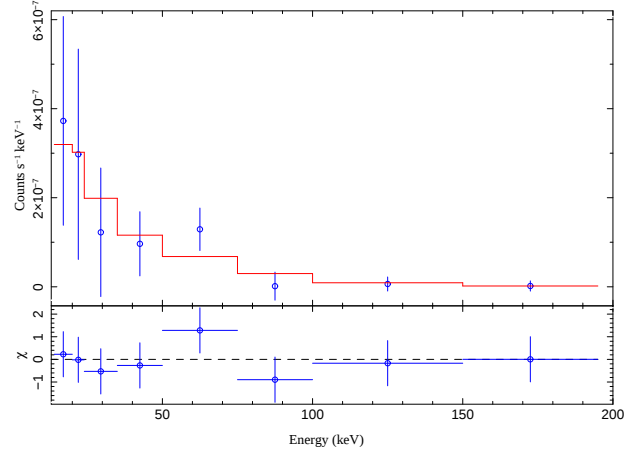
MASER203306.1-0201, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=2.0433$ $\Gamma = 0.2906$ $E_{\text{cut}} = 14.0$ keV



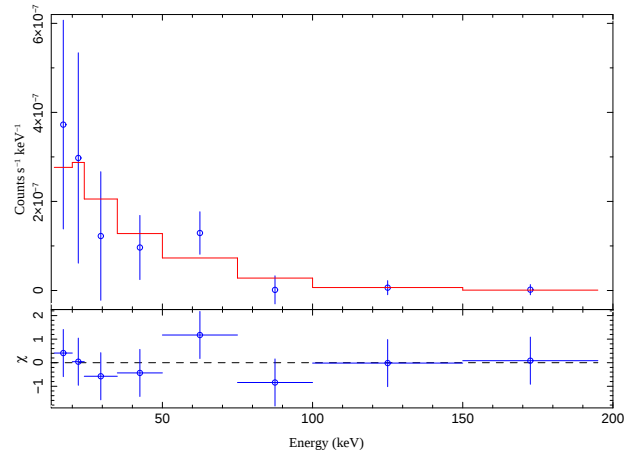
MASER214457.29+1534, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5252$ $\Gamma_1 = 1.0673$ $\Gamma_2 = 5.0$ $E_{\text{break}} = 69.006$ keV



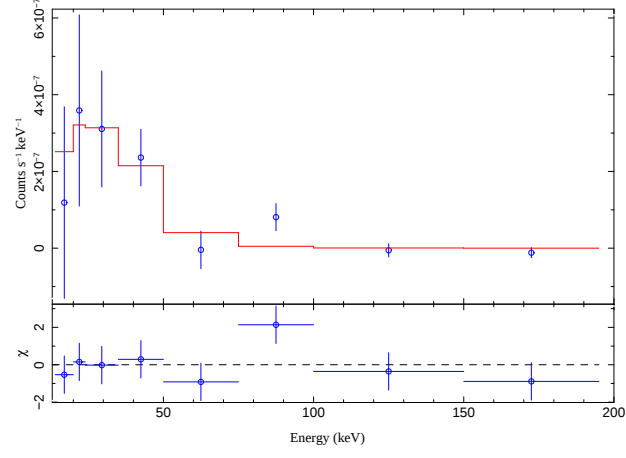
MASER214457.29+1534, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.4801$ $\Gamma = 1.6699$



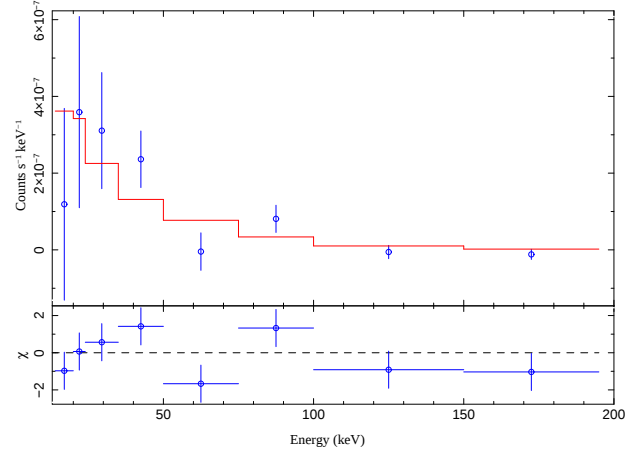
MASER214457.29+1534, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5566$ $\Gamma = 0.9856$ $E_{\text{cut}} = 72.823$ keV



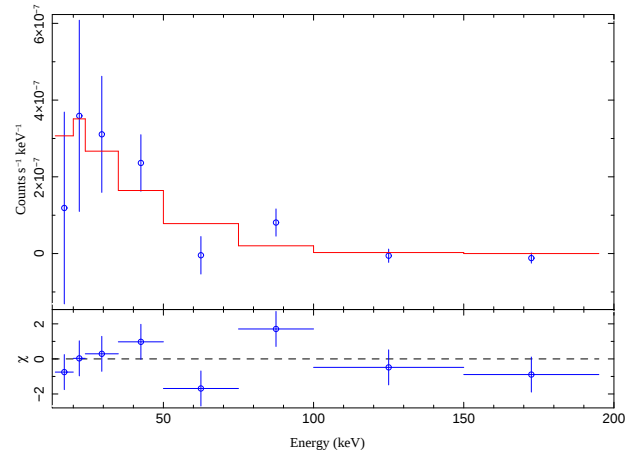
MASER220117.1-3746, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.6774$ $\Gamma_1=0.0$ $\Gamma_2=5.0$ $E_{\text{break}}=39.3031$ keV



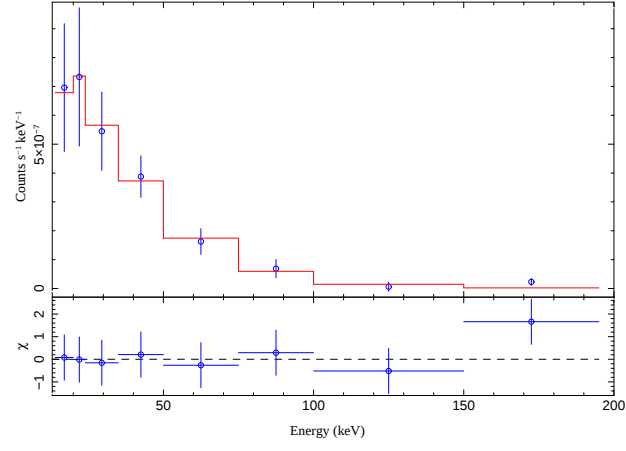
MASER220117.1-3746, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.6221$ $\Gamma=1.6675$



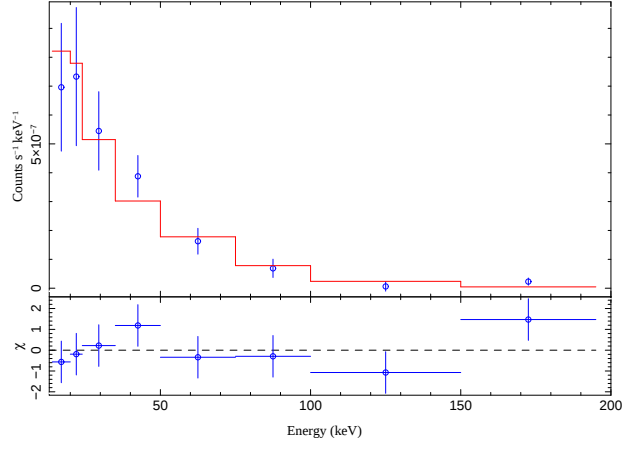
MASER220117.1-3746, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=1.6793$ $\Gamma=0.0$ $E_{\text{cut}}=24.229$ keV



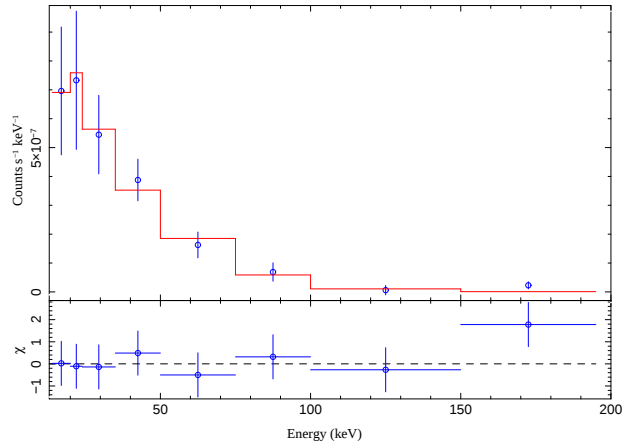
MASER230456.7+1219, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.8141$ $\Gamma_1 = 1.0188$ $\Gamma_2 = 2.3484$ $E_{\text{break}} = 40.2594$ keV



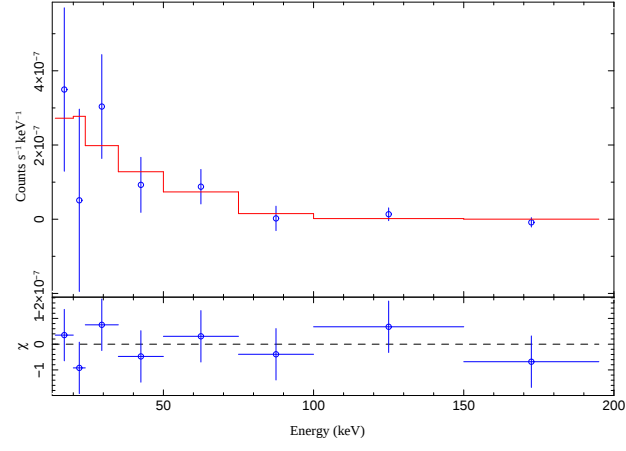
MASER230456.7+1219, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.889$ $\Gamma = 1.6551$



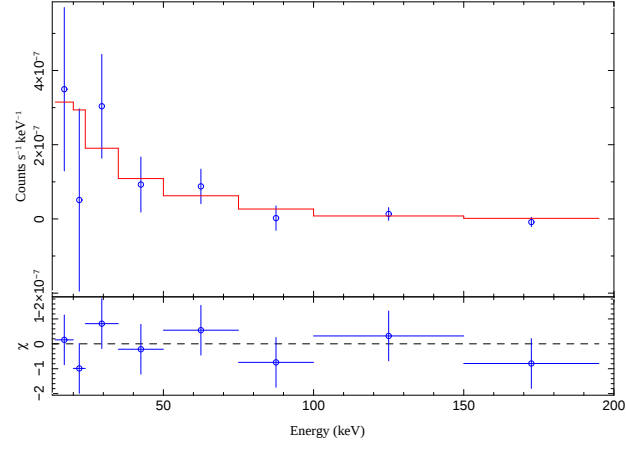
MASER230456.7+1219, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.7718$ $\Gamma = 0.4655$ $E_{\text{cut}} = 36.446$ keV



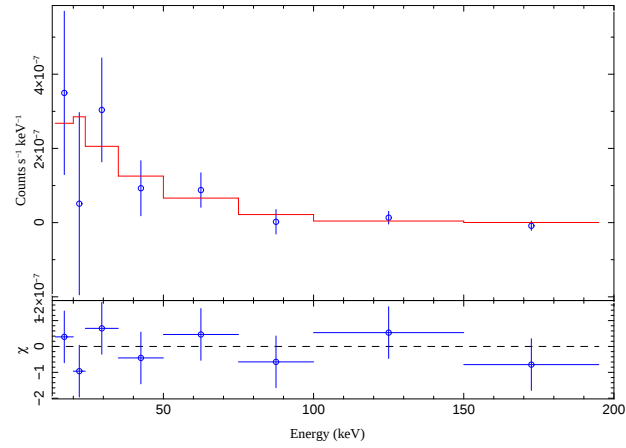
MASER231925.1+0554, Broken Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.7333$ $\Gamma_1 = 1.3414$ $\Gamma_2 = 4.8147$ $E_{\text{break}} = 66.8929$ keV



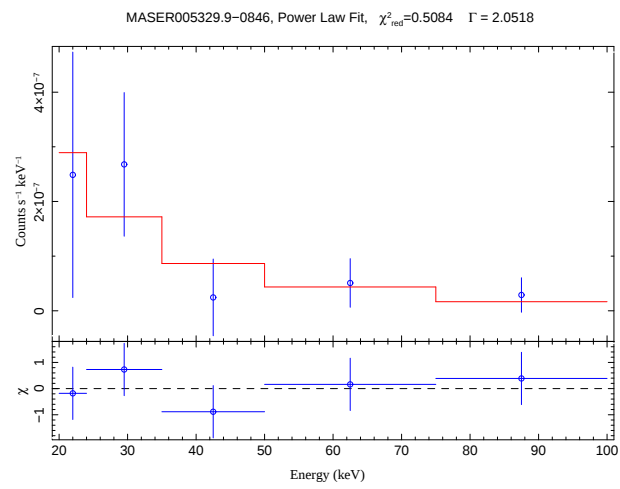
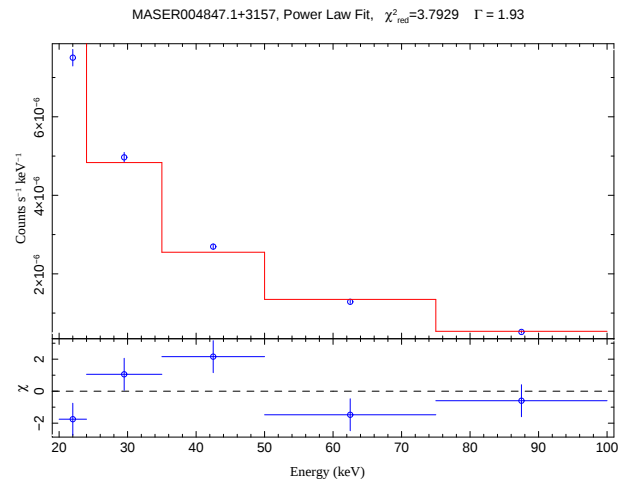
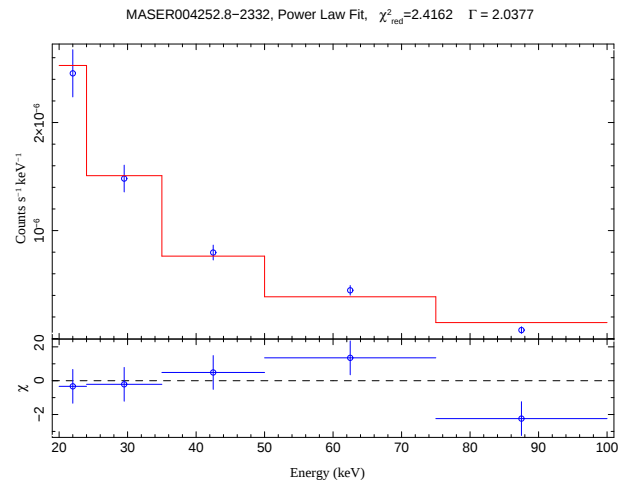
MASER231925.1+0554, Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.5469$ $\Gamma = 1.7252$

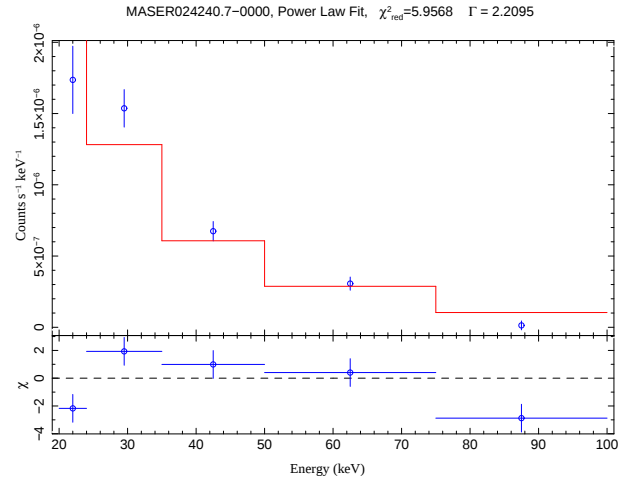
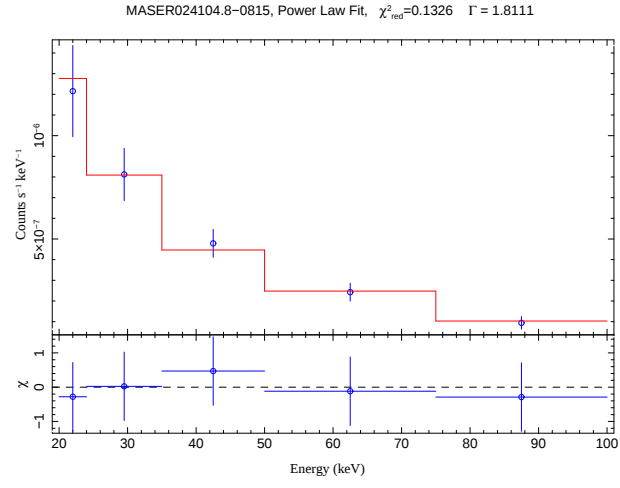
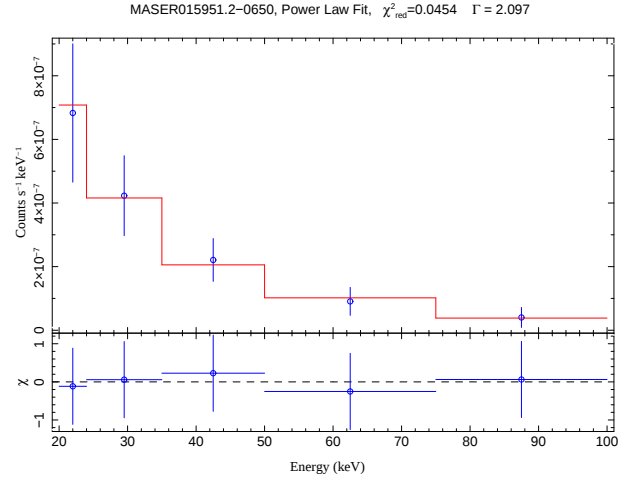


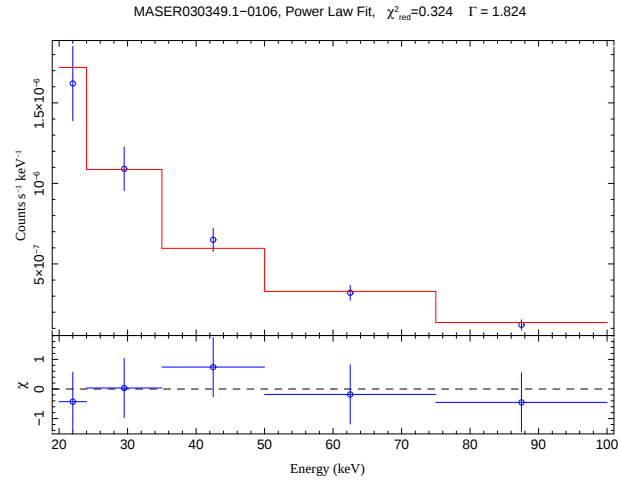
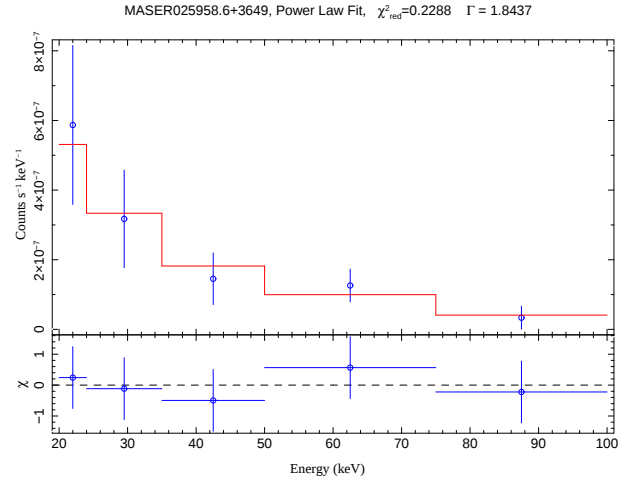
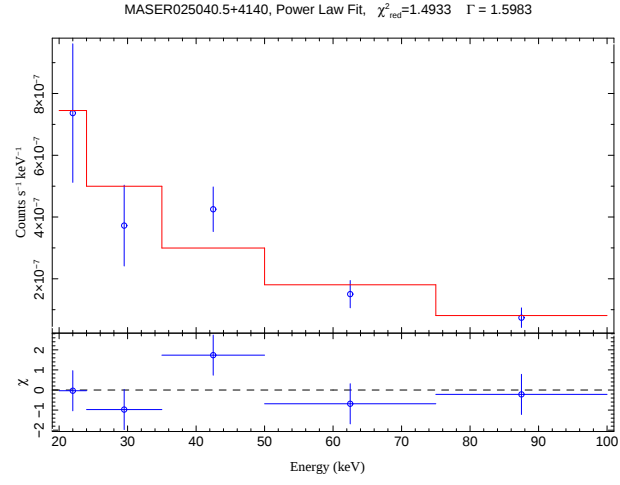
MASER231925.1+0554, Cutoff Power Law Fit, $\chi^2_{\text{red}}=0.6155$ $\Gamma = 0.6983$ $E_{\text{cut}} = 43.5974$ keV

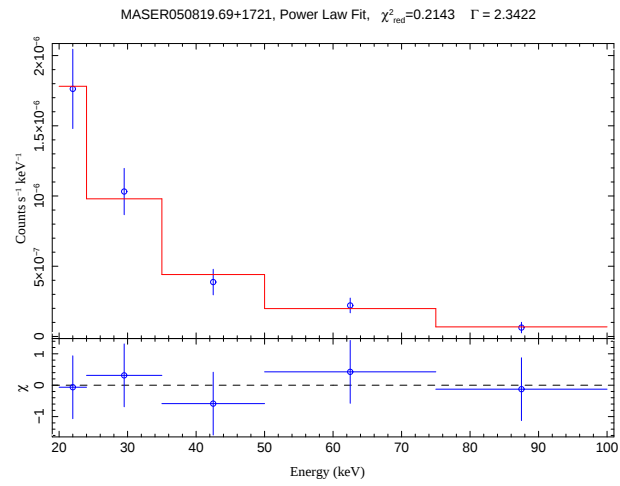
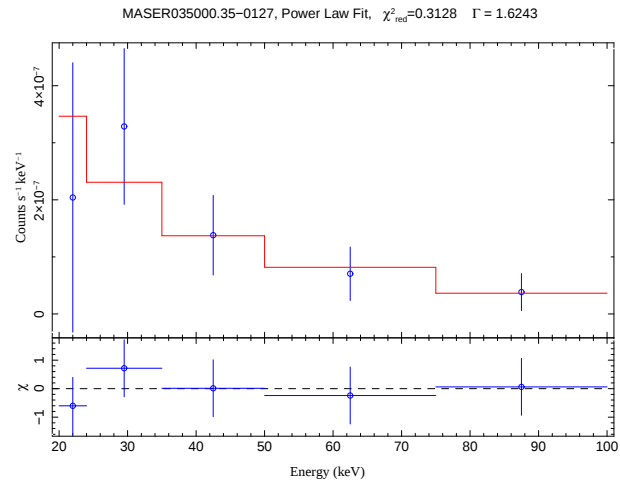
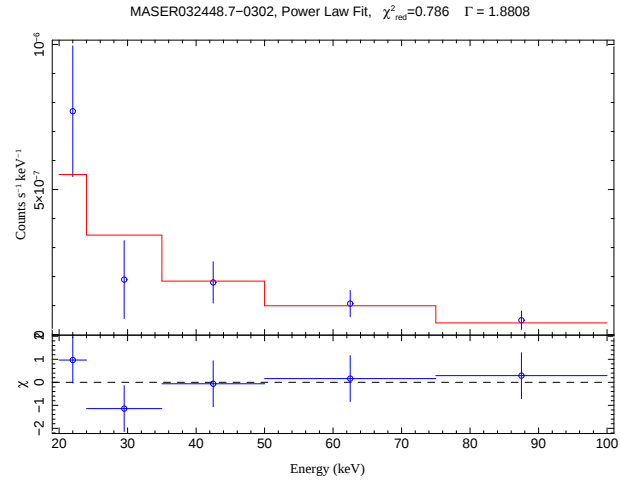


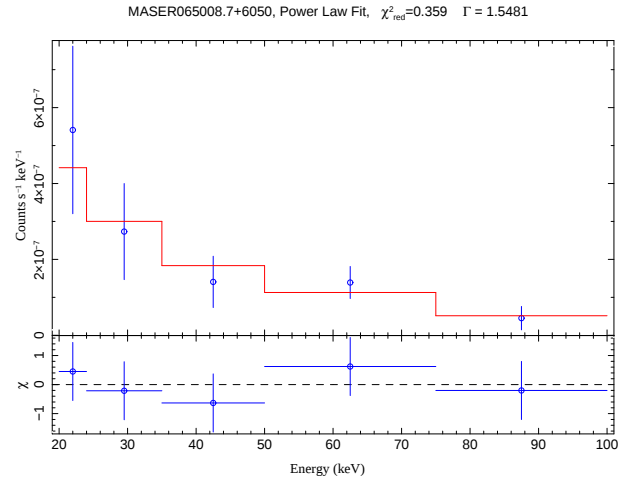
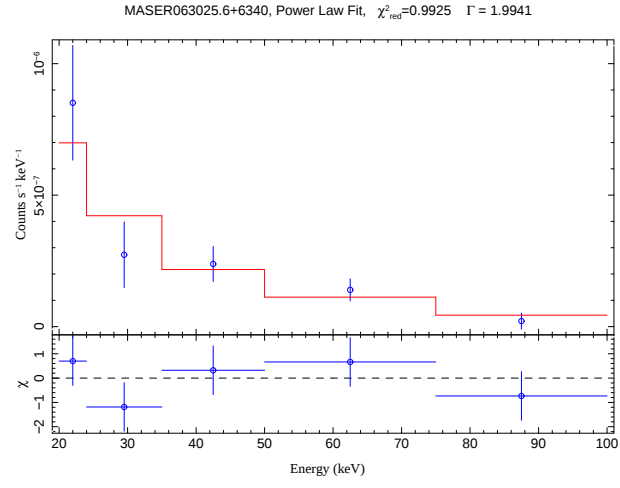
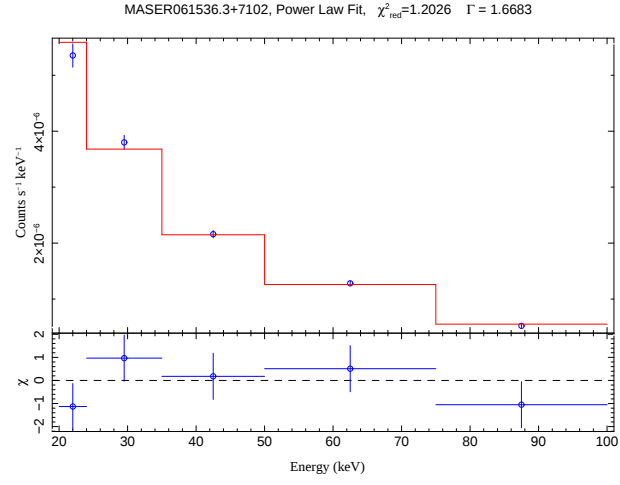
7.2 Spektren bei eingeschränktem Energiebereich

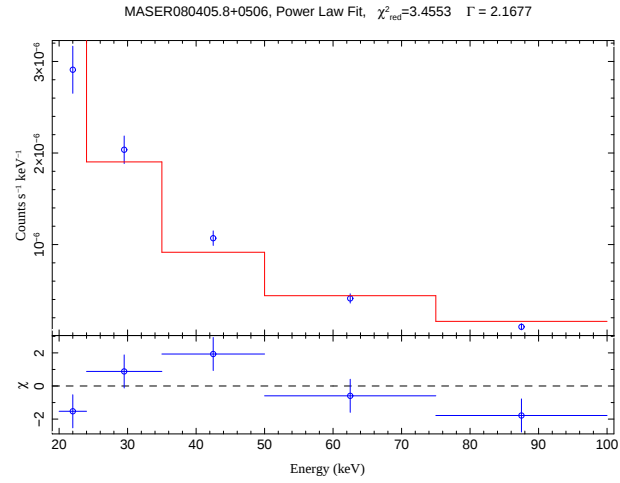
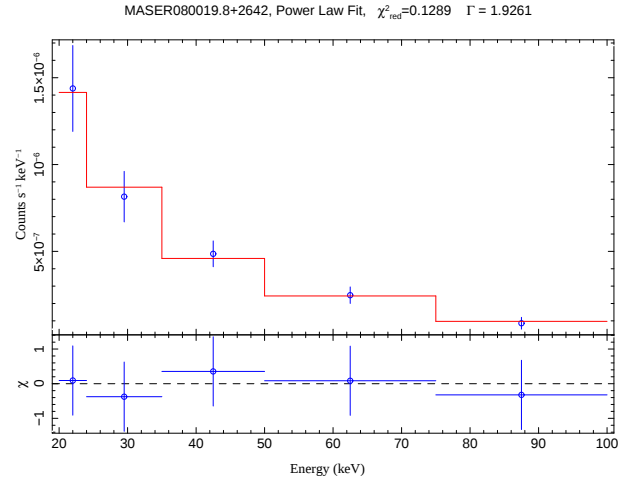
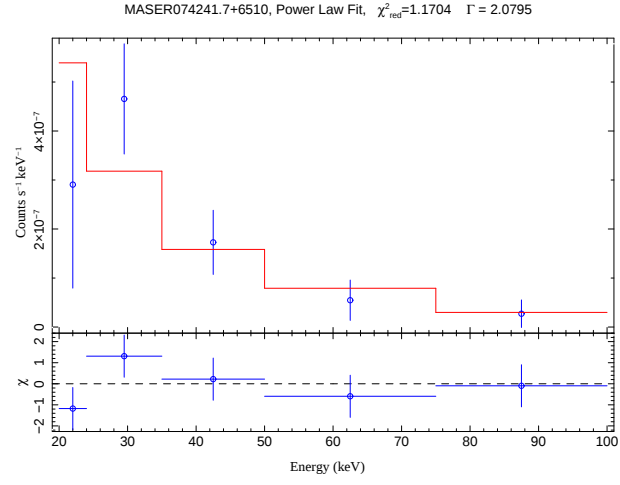


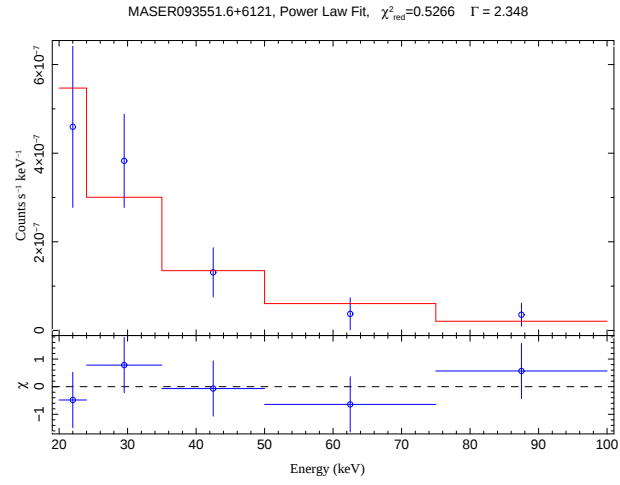
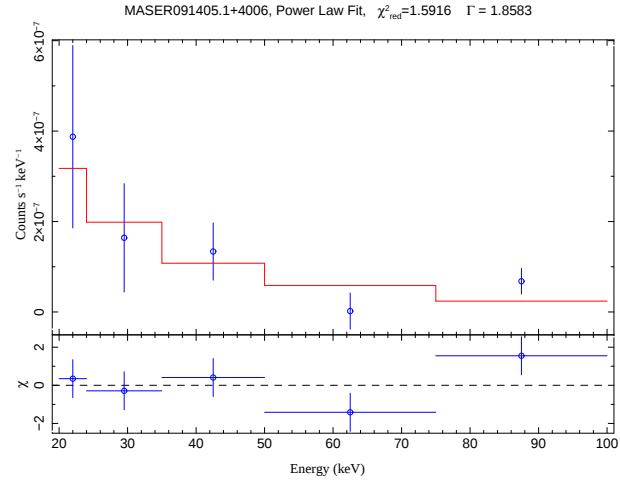
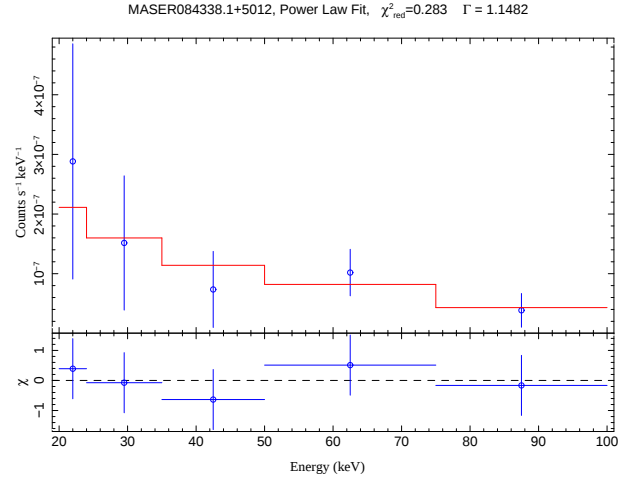


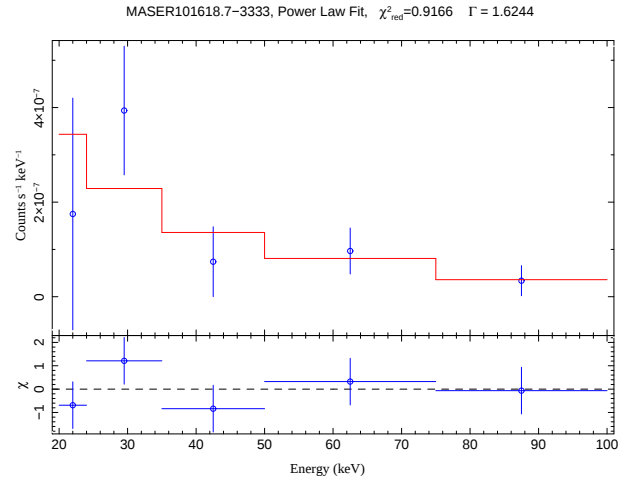
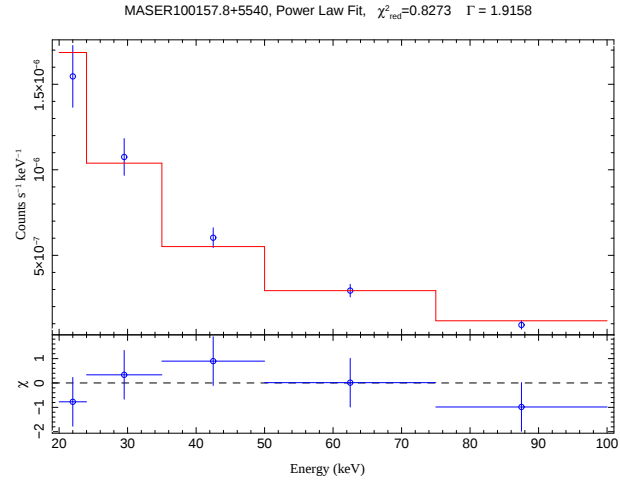
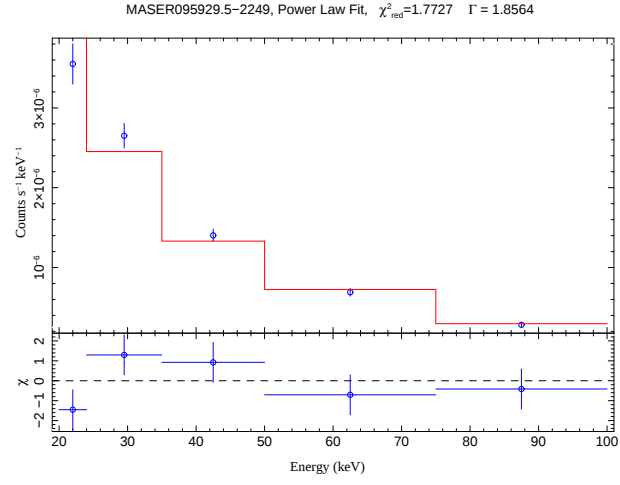


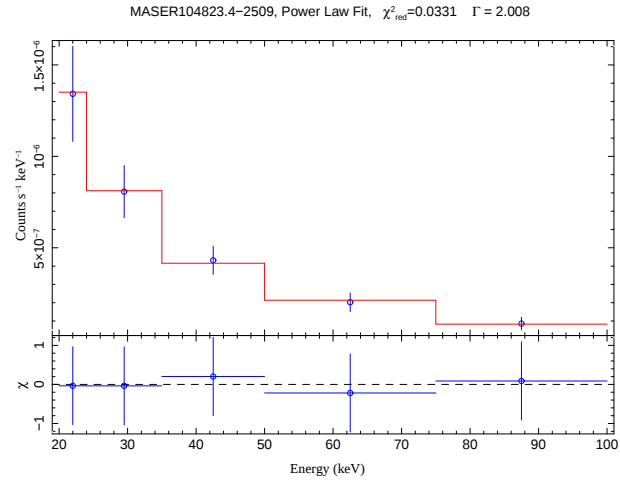
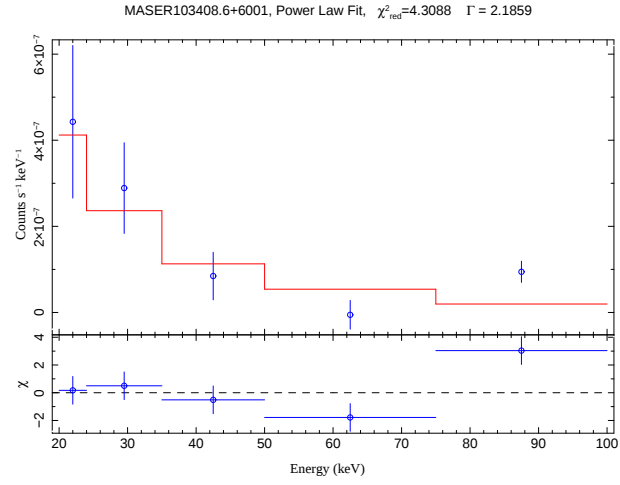
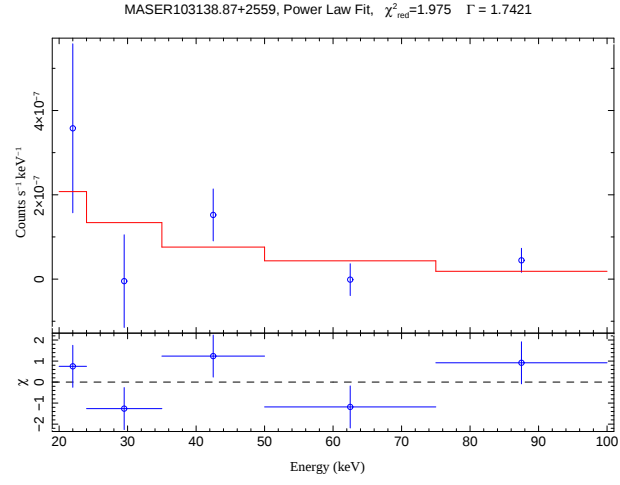


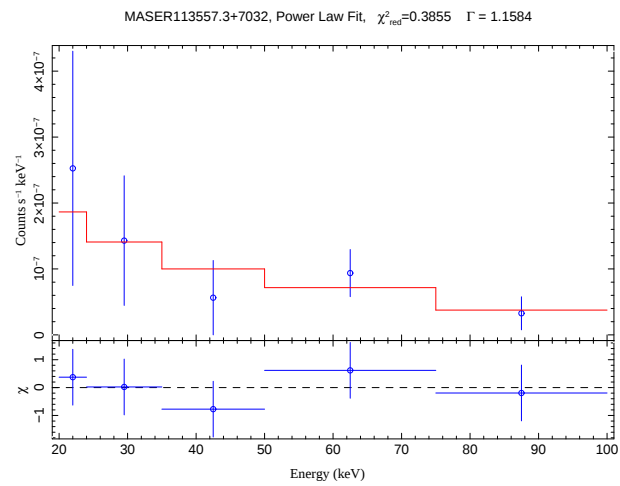
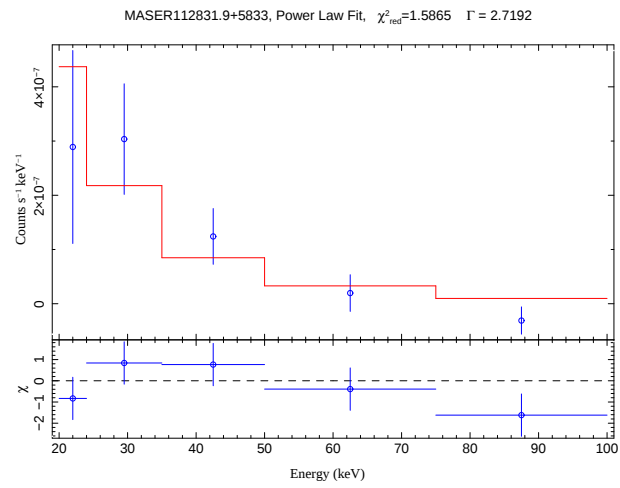
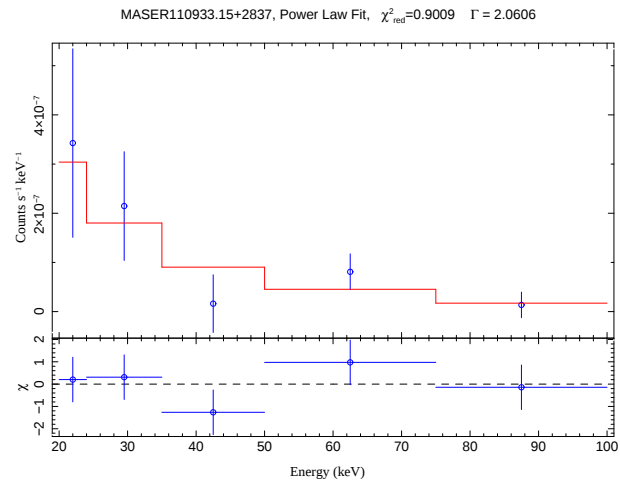


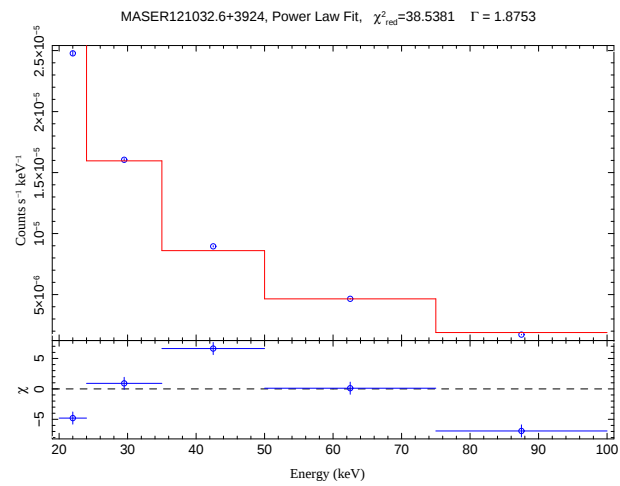
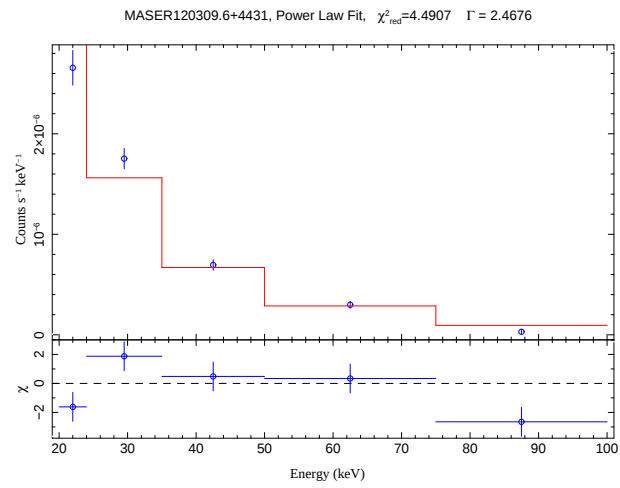
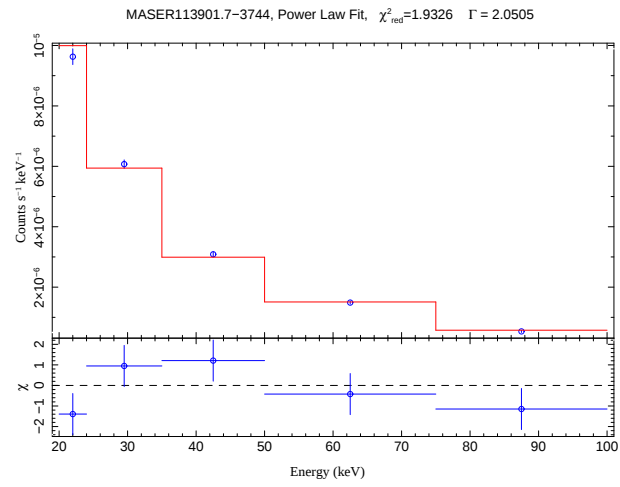


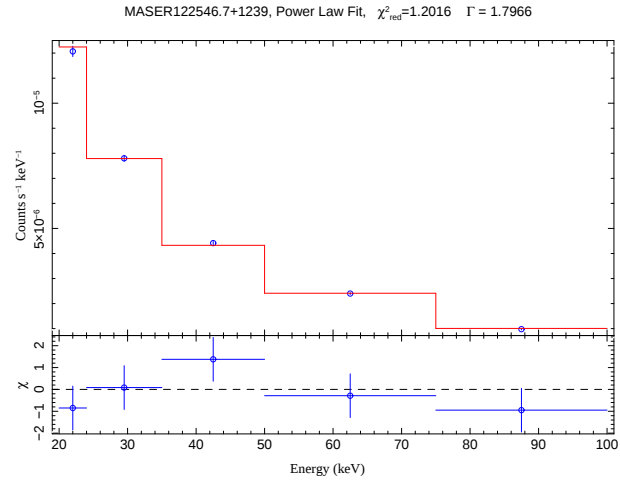
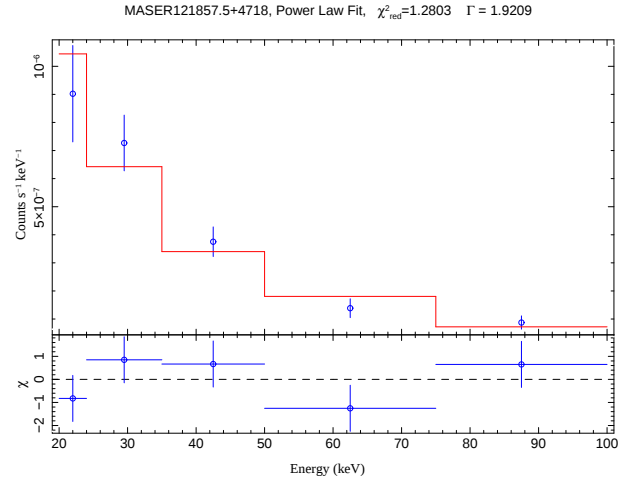
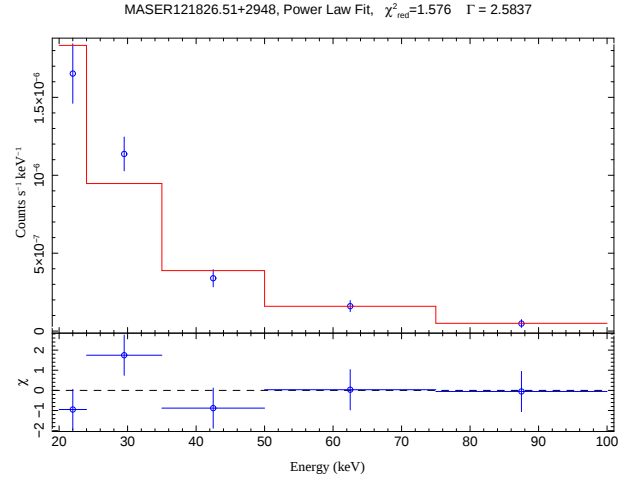


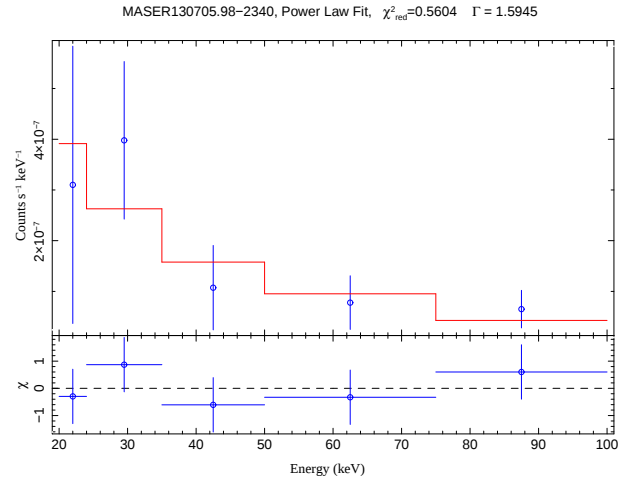
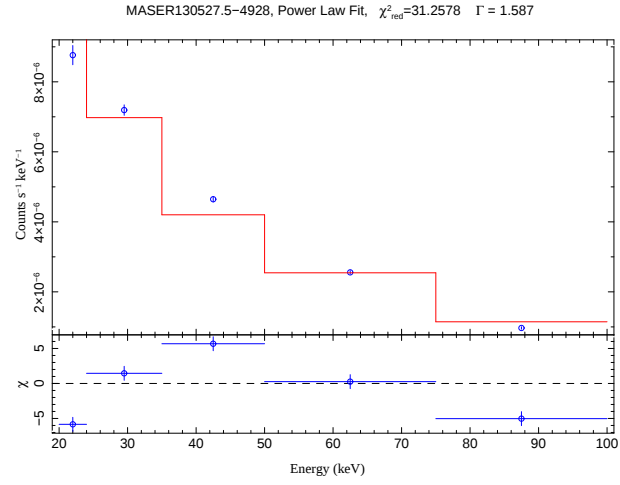
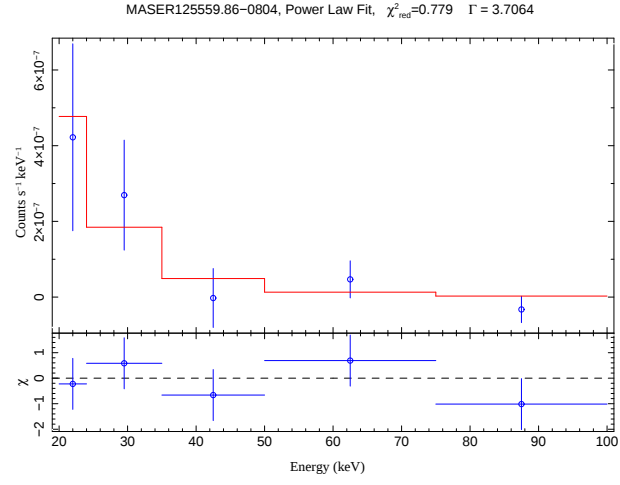


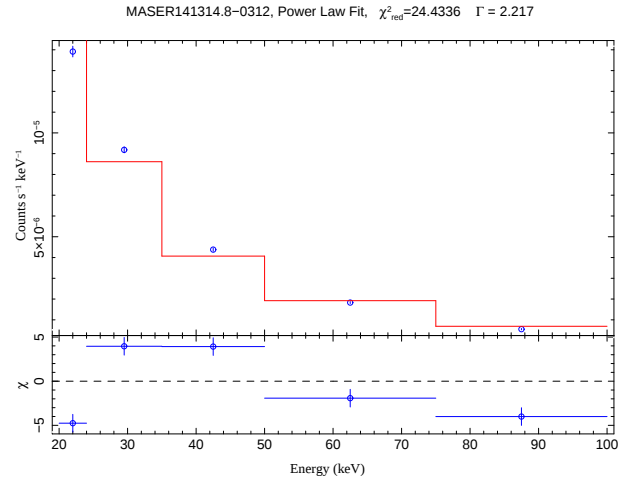
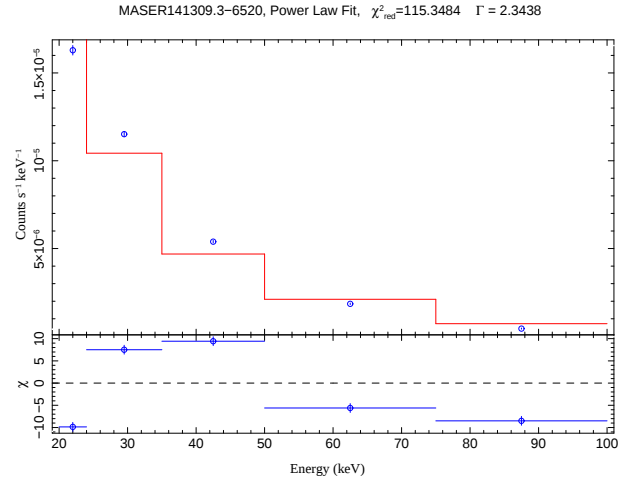
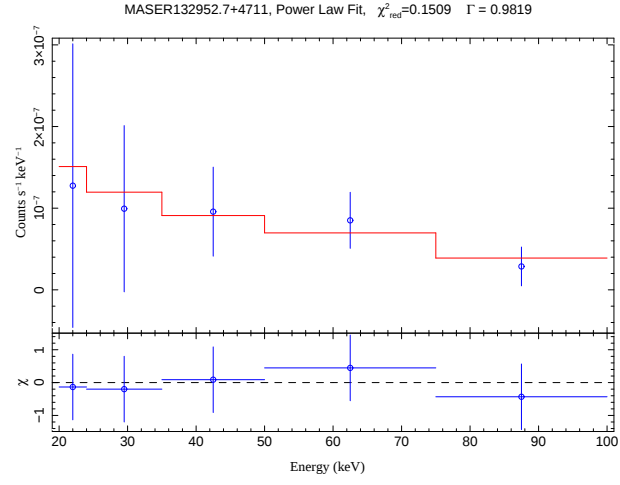


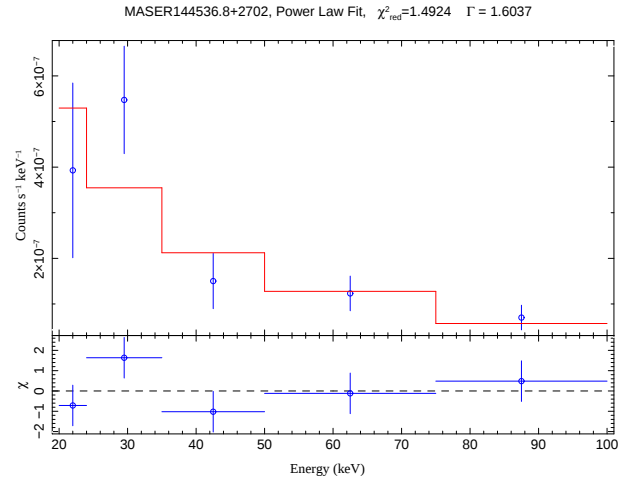
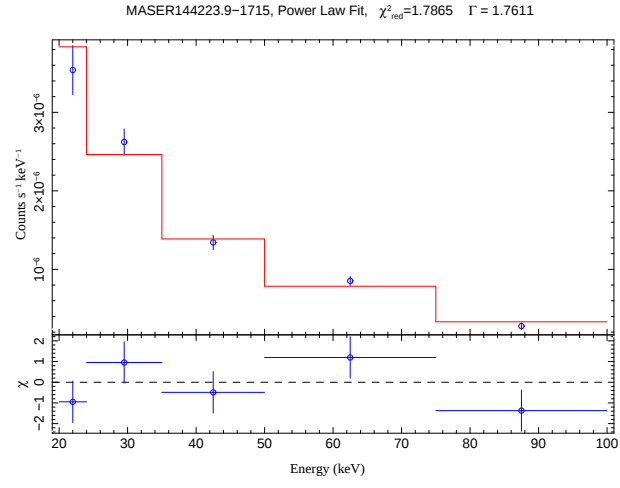
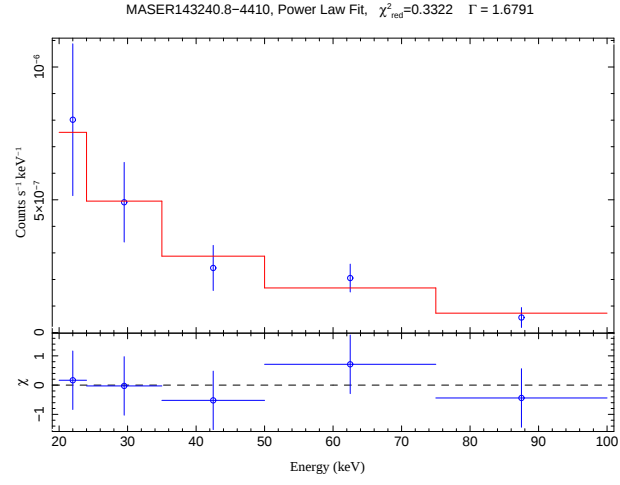


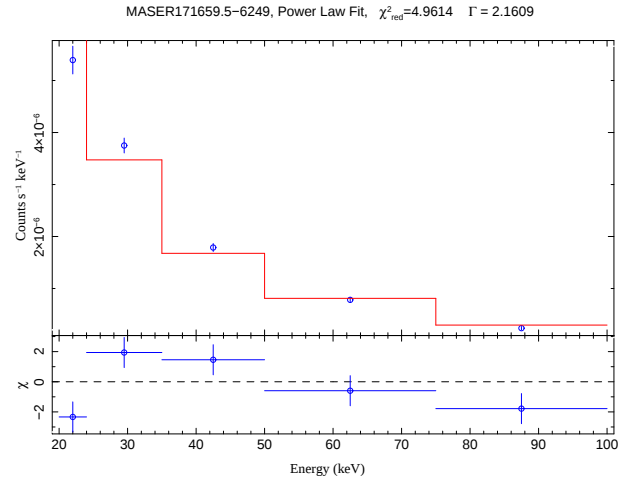
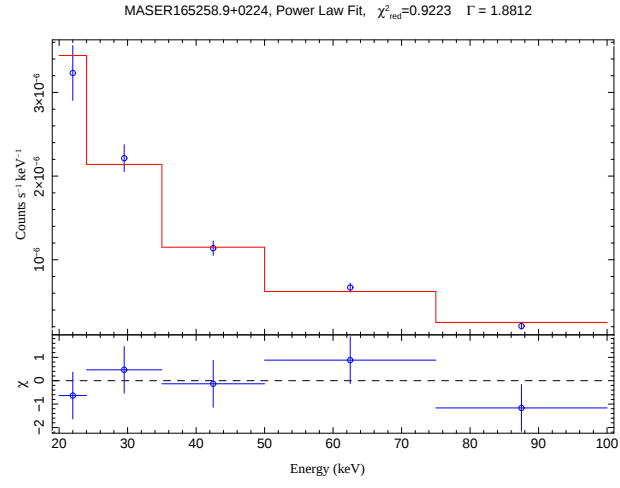
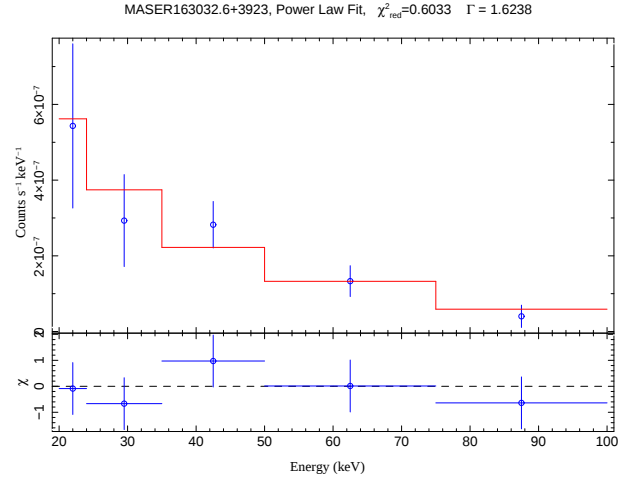


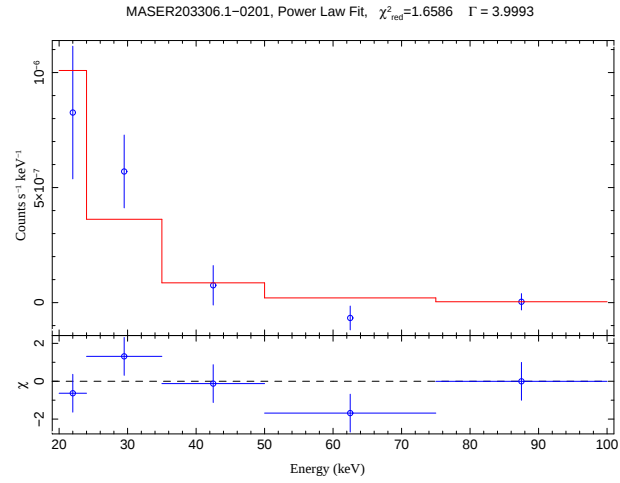
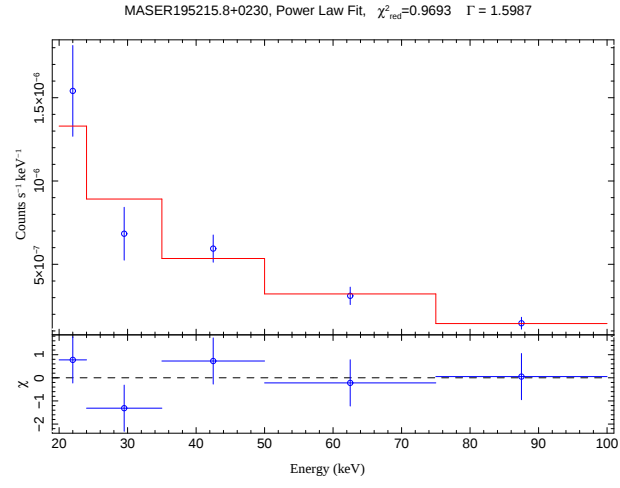
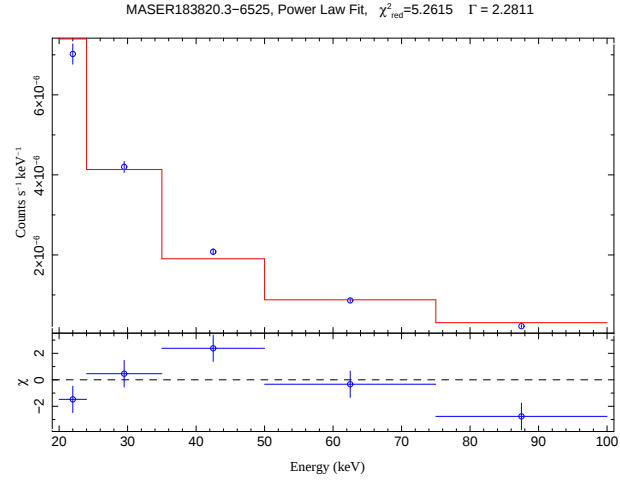


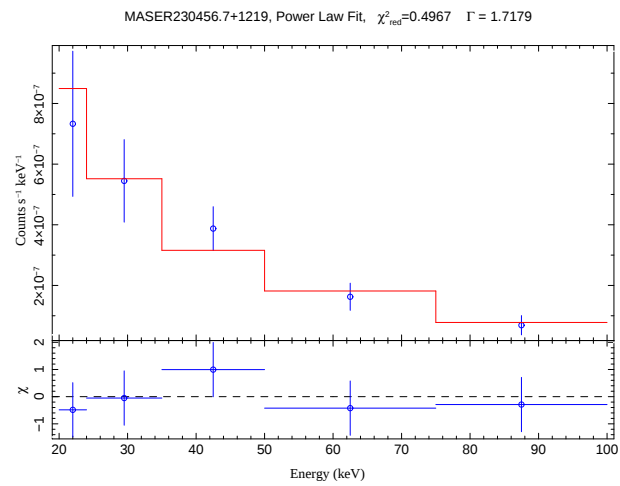
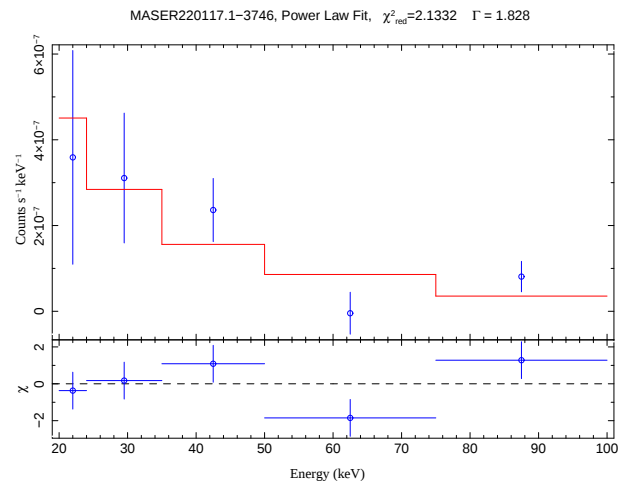
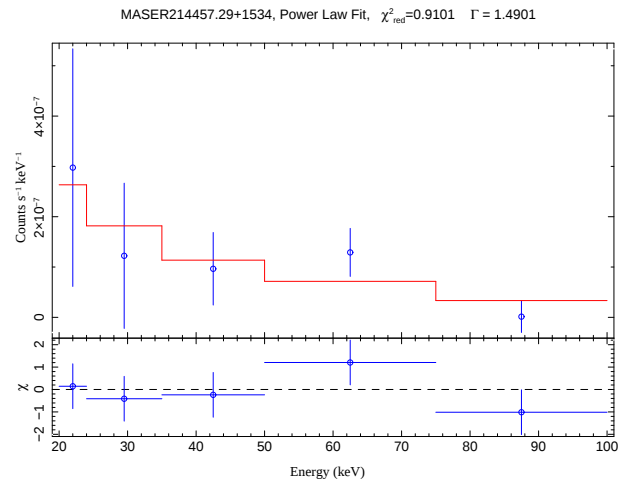


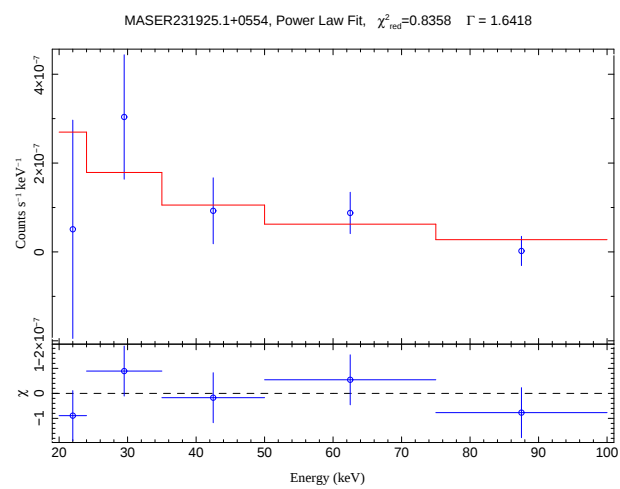












Literatur

- Balzano, V. A. (1983). Star-burst galactic nuclei. *Astrophysical Journal*, 268:602–627.
- Barrett, A. H. and Rogers, A. E. E. (1966). Observations of Circularly Polarized OH Emission and Narrow Spectral Features. *Nature*, 210:188–190.
- Barthelmy, S. D., Barbier, L. M., Cummings, J. R., Fenimore, E. E., Gehrels, N., Hullinger, D., Krimm, H. A., Markwardt, C. B., Palmer, D. M., Parsons, A., Sato, G., Suzuki, M., Takahashi, T., Tashiro, M., and Tueller, J. (2005). The Burst Alert Telescope (BAT) on the SWIFT Midex Mission. *Space Science Reviews*, 120:143–164.
- Barvainis, R. and Antonucci, R. (2005). Extremely Luminous Water Vapor Emission from a Type 2 Quasar at Redshift $z = 0.66$. *The Astrophysical Journal*, 628:L89–L91.
- Baumgartner, W. H., Tueller, J., Markwardt, C., and Skinner, G. (2010). The Swift-BAT 58 Month Survey. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 41, page 675. American Astronomical Society.
- Bordalo, V., Plana, H., and Telles, E. (2009). The Internal Kinematics of the H II Galaxy II Zw 40. *The Astrophysical Journal*, 696:1668–1682.
- Braatz, J. (2012). The Megamaser Cosmology Project. IV. Discoveries of 56 H₂O Megamasers in AGN. in preparation.
- Braatz, J. A., Condon, J. J., Henkel, C., Lo, K.-Y., and Reid, M. J. (2009a). Cosmology with Water-vapor Megamasers. *Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, Science White Papers*, 23.
- Braatz, J. A., Reid, M. J., Greenhill, L. J., Kuo, C.-Y., Condon, J. J., Lo, K.-Y., and Henkel, C. (2009b). Water Masers in AGN Accretion Disks. In *Astrophysics and Technologies ASP Conference Series*, volume 402, page 274.
- Braatz, J. A., Reid, M. J., Humphreys, E. M. L., Henkel, C., Condon, J. J., and Lo, K. Y. (2010). The Megamaser Cosmology Project. II. The Angular-diameter Distance to UGC 3789. *Astronomy and Astrophysics*, 718:657–665.
- Castangia, P., Tilak, A., Kadler, M., Henkel, C., Greenhill, L., and Tueller, J. (2010). X-ray vs. H₂O maser emission in AGN. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1248, pages 347–350.
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., Yin, Q. F., Perley, R. A., Taylor, G. B., and Broderick, J. J. (1998). The NRAO VLA Sky Survey. *The Astronomical Journal*, 115:1693–1716.
- Condon, J. J., Helou, G., Sanders, D. B., and Soifer, B. T. (1990). A 1.49 GHz atlas of the IRAS Bright Galaxy Sample. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 73:359–400.

- Contini, T., Considere, S., and Davoust, E. (1998). Starbursts in barred spiral galaxies III. Definition of a homogeneous sample of starburst nucleus galaxies. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 130:285–298.
- Fabian, A. C. (1998). X-ray studies of black holes in AGN. In *Highlights in x-ray astronomy: international symposium in honour of Joachim Trümper's 65th birthday*.
- Fabian, A. C. (2005). X-ray reflections on AGN. published in arxiv.
- Gilli, R., Comastri, A., and Hasinger, G. (2007). The synthesis of the cosmic X-ray background in the Chandra and XMM-Newton era. *Astronomy and Astrophysics*, 463:79–96.
- Gordon, J. P., Zeiger, H. J., and Townes, C. H. (1954). Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH_3 . *Phys. Review*, 95:282–284.
- Greenhill, L. J., Kondratko, P. T., Moran, J. M., and Tilak, A. (2009). Discovery of Candidate H_2O Disk Masers in AGN and Estimations of Centripetal Accelerations. *The Astrophysical Journal*, 707.
- Greenhill, L. J., Tilak, A., and Madejski, G. (2008). Prevalence of High X-Ray Obscuring Columns among AGNs that Host H_2O Masers. *The Astrophysical Journal*, 686:L13–L16.
- Herrnstein, J. R., Moran, J. M., Greenhill, L. J., Diamond, P. J., Inoue, M., Nakai, N., Miyoshi, M., Henkel, C., and Riess, A. (1999). A geometric distance to the galaxy NGC4258 from orbital motions in a nuclear gas disk. *Nature*, 400:539–541.
- Houck, J. C. and Denicola, L. A. (2000). ISIS: An Interactive Spectral Interpretation System for High Resolution X-Ray Spectroscopy. In Manset, N., Veillet, C., and Crabtree, D., editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IX*, volume 216 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 591.
- Impellizzeri, C. M. V., McKean, J. P., Castangia, P., Roy, A. L., Henkel, C., Brunthaler, A., and Wucknitz, O. (2008). A gravitationally lensed water maser in the early Universe. *Nature*, 456:927–929.
- Kadler, M. (2002). NGC1052 - A study of the parsec-scale twin jet. Master's thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.
- Kandalyan, R. A. and Al-Zyout, M. M. (2010). Extragalactic H_2O maser sources and their properties. *Astrophysics*, 53:329–341.
- Kewley, L. J., Groves, B., Kauffmann, G., and Heckman, T. (2006). The host galaxies and classification of active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 273:961–976.
- Kitchin, C. (2007). *Galaxie in Turmoil - The active and starburst galaxies and the black holes that derive them*. Springer Verlag.

- Kondratko, P. T., Greenhill, L. J., and Moran, J. M. (2006). Discovery of Water Maser Emission in Five AGN and a Possible Correlation Between Water Maser and Nuclear 2-10 keV Luminosities. *The Astrophysical Journal*, 652:136–145.
- Kuo, C. Y., Braatz, J. A., Condon, J. J., Impellizzeri, C. M. V., Lo, K. Y., Zaw, I., Schenker, M., Henkel, C., Reid, M. J., and Greene, J. E. (2011). The Megamaser Cosmology Project. III. Accurate Masses of Seven Supermassive Black Holes in Active Galaxies with Circumnuclear Megamaser Disks. *The Astrophysical Journal*, 727.
- Levine, A. M., Lang, F. L., Lewin, W. H. G., Primini, F. A., Dobson, C. A., Doty, J. P., Hoffman, J. A., Howe, S. K., Scheepmaker, A., Wheaton, W. A., Matteson, J. L., Baity, W. A., Gruber, D. E., Knight, F. K., Nolan, P. L., Pelling, R. M., Rothschild, R. E., and Peterson, L. E. (1984). The HEAO 1 A-4 catalog of high-energy X-ray sources. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 54:581–617.
- Lo, K. (2005). MEGA-MASERS AND GALAXIES. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43:625–676.
- Markwardt, C. B., Tueller, J., Skinner, G. K., Gehrels, N., Barthelmy, S. D., and Mushotzky, R. F. (2005). The Swift/BAT High-Latitude Survey: First Results. *The Astrophysical Journal*, 633:L77–L80.
- Müller, A. (2007). Röntgenlinien – Sendboten von Loch und Scheibe. entnommen aus: <http://www.wissenschaft-online.de/astrowissen>.
- Neufeld, D. A., Maloney, P. R., and Conger, S. (1994). Water maser emission from X-ray-heated circumnuclear gas in active galaxies. *Astrophysical Journal*, 436:127–130.
- Oosterloo, T. A., Morganti, R., Sadler, E. M., van der Hulst, T., and Serra, P. (2007). Extended, regular HI structures around early-type galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 465:787–798.
- Rees, M. J. (1984). Black Hole Models for Active Galactic Nuclei. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 22:471–506.
- Risaliti, G. and Elvis, M. (2004). *Supermassive Black Holes in the Distant Universe*. Kluwer Academic Publishers.
- Tueller, J., Mushotzky, R. F., Barthelmy, S., Cannizzo, J. K., Gehrels, N., Markwardt, C. B., Skinner, G. K., and Winter, L. M. (2008). Swift BAT Survey of AGNs. *The Astrophysical Journal*, 681:113–127.
- Urry, C. M. and Padovani, P. (1995). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:803.
- Véron-Cetty, M.-P. and Véron, P. (2006). A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition. *Astronomy and Astrophysics*, 455:773–777.

- White, R. L. and Becker, R. H. (1992). A new catalog of 30,239 1.4 GHz sources. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 79:331–467.
- White, R. L., Becker, R. H., Helfand, D. J., and Gregg, M. D. (1997). A Catalog of 1.4 GHz Radio Sources from the FIRST Survey. *Astrophysical Journal*, 475:479.
- Wilms, J. (2010). Vorlesungsskript Active Galactic Nuclei, SS 10.
- Wright, A. and Otrupcek, R. (1990). Parkes Catalog, 1990, Australia telescope national facility. *PKS Catalog (1990)*.
- Zhang, J. S., Henkel, C., Guo, Q., Wang, H. G., and Fan, J. H. (2010). On The Nuclear Obscuration of H₂O Maser Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 708:1528–1536.
- Zhang, J. S., Henkel, C., Guo, Q., and Wang, J. (2012). Radio properties of H₂O maser host galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 538.
- Zhang, J. S., Henkel, C., Kadler, M., Greenhill, L. J., Nagar, N., Wilson, A. S., and Braatz, J. A. (2006). Extragalactic H₂O masers and X-ray absorbing column densities. *Astronomy and Astrophysics*, 450:933–944.

Danksagung

Ich bedanke mich herzlich bei Prof. Dr. Matthias Kadler für die umfassende und rücksichtsvolle Betreuung dieser Arbeit. Ich danke Jack Tueller, der mir die Daten vom *Swift*/BAT zur Auswertung überlassen hat. Ein herzliches Dankeschön geht auch an Jim Braatz, der mir den Entwurf seines unveröffentlichten Papers zur Verfügung gestellt hat. Prof. Dr. Jörn Wilms stand jederzeit hilfsbereit für Fragen bereit. Weiterhin danke ich Moritz Boeck und Eugenia Litzinger, die mir den Einstieg in die Programmiersprache ISIS erleichtert haben. Außerdem bedanke ich mich bei Maximilian Günther und Markus Langejahn für die fruchtbare Zusammenarbeit. Zu guter Letzt danke ich all den Personen, die diese Arbeit zur Korrektur gelesen haben.

Selbstständigkeitserklärung

Ich bestätigte, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die Arbeit bisher oder gleichzeitig keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt habe.

Jürgen Walther
Würzburg, den 12.07.2012