# Linien und Strukturen im niederenergetischen Röntgenspektrum von Aktiven Galaxienkernen

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von

Alexander Robert Weiß

EBERHARD-KARLS-UNIVERSITÄT TÜBINGEN
INSTITUT FÜR ASTRONOMIE UND ASTROPHYSIK TÜBINGEN
ABTEILUNG ASTRONOMIE
März 1999

# Inhaltsverzeichnis


**1 Einleitung** **7**
1.1 Aktive Galaxien und aktive Galaxienkerne . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 7
1.1.1 Seyfert-Galaxien . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 8
1.1.2 Radiogalaxien . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 9
1.1.3 Quasare und Quasi-stellare Objekte (QSOs) . . . . . . . . . . . . . . . . . 9
1.1.4 Blazare . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 10
1.2 Das Unifying Model . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 11
1.2.1 Akkretion auf ein schwarzes Loch . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 12
1.2.2 Die Kontinuumsemission . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 13
1.2.3 Die Broad Line Region . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 14
1.2.4 Die Narrow Line Region . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 15
1.2.5 Das vollständige Bild . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 16
1.3 Aufgabenstellung . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 17

**2 Röntgenstrahlung von AGN** **19**
2.1 Historisches . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 19
2.2 Das Röntgenspektrum von AGN . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 20
2.2.1 Potenzgesetz und mittlerer Photonenindex . . . . . . . . . . . . . . . . 21
2.2.2 Strukturen im Röntgenspektrum . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 22
2.3 Der warme Absorber . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 22
2.3.1 Entdeckung . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 23
2.3.2 Definition eines warmen Absorbers . . . . . . . . . . . . . . . . . . 23
2.3.3 Ergebnisse der Beobachtungen warmer Absorber . . . . . . . . . . . . . 23
2.3.4 Offene Fragen . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 25

**3 Theoretische Grundlagen** **27**
3.1 Das Ionisationsgleichgewicht . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 28
3.1.1 Die Photoionisation . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 28
3.1.2 Die Stoßionisation . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 29
3.1.3 Die Autoionisation (Auger-Effekt) . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 30
3.1.4 Der Ladungstransfer . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 32
3.1.5 Die Strahlungsrekombination . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 32
3.1.6 Strahlungslose Rekombination . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 34

3.1.7 Gleichungen des Ionisationsgleichgewichts . . . . . . . . . . . . . . . . 34
3.2 Das thermische Gleichgewicht . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 36
3.2.1 Energieeintrag durch Photoionisation . . . . . . . . . . . . . . . . . . 36
3.2.2 Energieeintrag und -verlust durch Compton-Streuung . . . . . . . . . . . 37
3.2.3 Energieverlust durch Rekombination . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 37
3.2.4 Energieverlust durch Bremsstrahlung . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 37
3.2.5 Energieverlust durch stoßangeregte Emissionslinien . . . . . . . . . . . . 38
3.2.6 Gleichung des Temperaturgleichgewichts . . . . . . . . . . . . . . . . . 39
3.3 Strahlungstransport und Linienemission . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 39
3.3.1 Die Strahlungstransportgleichung . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 39
3.3.2 Linienemission . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 40
3.4 Berechnung des Modells . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 41
3.5 Der Photoionisationscode CLOUDY . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 42

**4 Simulation der warmen Absorption 45**
4.1 Bisherige Modellrechnungen . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 45
4.2 Das Eingangsspektrum . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 46
4.3 Feste Parameter . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 48
4.3.1 Gasdichte . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 48
4.3.2 Elementhäufigkeit . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 49
4.3.3 Bedeckungsfaktor . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 49
4.3.4 Die “UV-to-X-Ratio” $\alpha_{ox}$ . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 49
4.4 Freie Parameter . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 50
4.4.1 Ionisationsparameter . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 50
4.4.2 Säulendichte . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 50
4.4.3 Photonenindex im Röntgenbereich . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 51
4.4.4 Temperatur des “soft excess” . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 51
4.5 Das Simulationsgitter . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 51
4.5.1 Das Strahlungsgitter . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 53
4.5.2 Das Ionisationsgitter . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 54

**5 Ergebnisse 55**
5.1 Allgemeine Struktur des warmen Absorbers . . . . . . . . . . . . . . . . . . 55
5.1.1 Temperatur . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 55
5.1.2 Ionisationsstruktur . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 57
5.1.3 Existenzbereich des warmen Absorbers . . . . . . . . . . . . . . . . . . 59
5.2 Das Kontinuum . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 64
5.2.1 Übersicht . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 65
5.2.2 Absorptionskanten . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 66
5.3 Das Linienspektrum . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 73
5.3.1 Übersicht . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 74
5.3.2 Emissionslinien . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 76
5.4 Sichtbarkeit mit XMM . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 79

**6 Zusammenfassung und Ausblick** **81**

**A Übersicht der Modellspektren** **83**

**B Die CLOUDY-Inputfiles** **91**

**C Quellcode für die Erzeugung des Eingangsspektrums** **93**

# Kapitel 1

# Einleitung

Aktive Galaxien gehören zu den leuchtkräftigsten Objekten im Universum. Nach ihrer Entdeckung gerieten sie zunächst in Vergessenheit, bis in den fünfziger Jahren aufgrund neuer Beobachtungen das Interesse von neuem erwachte. Obwohl mittlerweile ein generelles Modell für die Natur dieser Objekte exisitiert, geben sie auch heute noch viele Rätsel auf.
Die folgende Einleitung orientiert sich an den Büchern von Peterson (1997) und Blandford et al. (1990), sowie in Teilen an Camenzind (1997).

## 1.1 Aktive Galaxien und aktive Galaxienkerne

Als Aktive Galaxien bezeichnet man eine Gruppe von Objekten, die sich von normalen Galaxien durch ihre ungewöhnliche Helligkeit, durch unübliche Spektren und oft auch starke Variabilität unterscheiden. So kann ihr Spektrum zum Beispiel nicht durch die Überlagerung derer der in ihnen enthaltenen Sterne erklärt werden. Etwa zwei bis drei Prozent der bisher beobachteten Galaxien sind aktiv. Nach wie vor ist unklar, ob dies darauf hindeutet, daß jede Galaxie während ihrer Lebensdauer aktive Phasen durchläuft, oder ob die beobachteten Aktiven Galaxien tatsächlich eine eigene Klasse darstellen.
Eine erste Unterscheidung *innerhalb* der Klasse der Aktiven Galaxien läßt sich anhand des Ursprungsorts der ungewöhnlichen Emission treffen. Während bei den sogenannten *Starburst-Galaxien* die Strahlung aus einem auflösbaren Bereich um den Kern stammt und ihr Spektrum dem galaktischer HII-Regionen ähnelt, erscheint die Quelle bei den Aktiven Galaxienkernen (Active Galactic Nuclei, AGN) punktförmig im Kern konzentriert, das optische Spektrum zudem ähnlich denen planetarischer Nebel. Die Spektralverteilung der Starburst-Galaxien läßt sich zwanglos durch die Überlagerung der Strahlung sehr vieler junger massereicher Sterne vom OB-Typ und der von ihnen angeregten Emission in den umgebenden Wasserstoffwolken erklären. Starburst-Galaxien sind nicht Gegenstand dieser Arbeit; das Modell für die Emissionsmechanismen in AGN ist weitaus komplizierter und soll erst weiter unten dargestellt werden.
Blandford et al. (1990) klassifizieren Galaxien als AGN, wenn sie mindestens einem der folgenden Kriterien genügen:

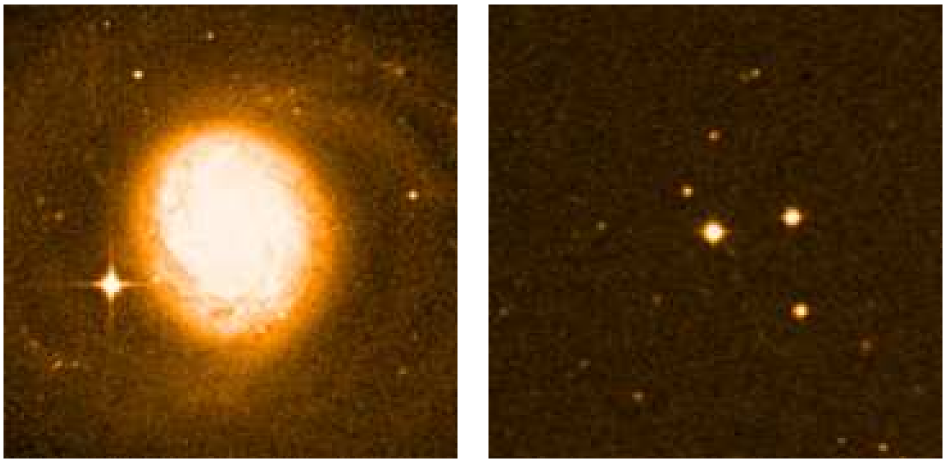

Abbildung 1.1: Die Seyfert 1-Galaxie NGC 1068 (links), der Quasar 3C273 (rechts). Quelle: ESO Digital Sky Survey

- Kompakte Kernregion, deren Leuchtkraft höher ist als die in Kernen vergleichbarer Galaxien
- Nichtstellare Kontinuumsemission aus dem Kern
- Emissionslinien aus der Zentralregion, die durch ein nichtstellares Kontinuum angeregt werden
- Kontinuums- und/oder Linienvariabilität

Im folgenden werden die verschiedenen Klassen von AGN vorgestellt. Die Unterscheidungen sind weitgehend historisch bedingt und werden in der Reihenfolge ihrer Entdeckung aufgeführt. Abbildung 1.3 stellt die (rotverschiebungskorrigierten) optischen Spektren der unten besprochenen AGNs und einiger anderer Typen zusammen.

### 1.1.1 Seyfert-Galaxien

Als Seyfert-Galaxien bezeichnet man nach ihrem Entdecker C. G. Seyfert (Seyfert, 1943) relativ leuchtschwache AGN mit Kerngrößenklassen von $M_B > -21.5 + 5 \log h_0$ (Peterson, 1997). Der Grund für die frühe Entdeckung der Seyfert-Galaxien trotz ihrer relativen Leuchtschwäche verglichen mit anderen Typen von AGN liegt in ihrer relativen räumlichen Nähe. Ein besonders prominenter Verteter ist die Galaxie NGC1068 (Abb. 1.1). Die Muttergalaxie ist deutlich zu erkennen und meist spiralförming. Seyfert-Galxien können anhand der Form und Anzahl ihrer optischen Spektrallinen in zwei Typen unterschieden werden (Khachikian & Weedman, 1974).

- **Seyfert 1-Galaxien:**
  Man kann zwei verschiedene Klassen von Linien unterscheiden, schmale mit Halbwertsbreiten von einigen $10^2 \mathrm{kms}^{-1}$, die sowohl erlaubten als auch verbotenen Übergängen ent-

sprechen, sowie breite mit einer FWHM (Halbwertsbreite, Full Width Half Maximum) von einigen $10^3 \mathrm{kms}^{-1}$, die nur erlaubten Übergängen zugeordnet werden können.

- **Seyfert 2-Galaxien:**
  Das Spektrum entspricht bis auf die fehlenden breiten Linien weitgehend dem des ersten Typs. Auffallend sind allerdings die stärker ausgeprägten Absorptionslinien im zugrundeliegenden Kontinuum. Auch sind Seyferts vom Typ 2 im allgemeinen leuchtschwächer als die vom Typ 1.

Die Existenz der beiden verschiedenen Liniensysteme legt den Gedanken an verschiedene Entstehungsregionen nahe, die die Namen *Broad Line Region* (BLR) und *Narrow Line Region* (NLR) erhalten haben. Bei diesen Namensgebungen handelt es sich um rein phänomenologische Benennungen, die ihre Erklärung erst im *Unifying Model* finden (siehe Kapitel 1.2).

### 1.1.2 Radiogalaxien

Die rasante Entwicklung der Radioastronomie nach dem zweiten Weltkrieg führte zur Entdeckung der Radiogalaxien (Baade & Minkowski, 1954), deren Emissionslinienspektren große Ähnlichkeiten mit denen von Seyfert-Galaxien aufwiesen. Auch bei den Radiogalaxien lassen sich anhand der Spektrallinien zwei Typen unterscheiden, die BLRGs (Broad Line Radio Galaxies, entspricht Seyfert Typ 1) und die NLRGs (Narrow Line Radio Galaxies, entspricht Seyfert Typ 2).
Radiogalaxien unterscheiden sich von Seyferts durch ihre starke Radioemission und darin, daß ihre Muttergalaxien meist vom elliptischen Typ sind.

### 1.1.3 Quasare und Quasi-stellare Objekte (QSOs)

Quasare wurden ebenfalls zunächst durch radioastronomische Beobachtungen entdeckt. Im Gegensatz zu Seyfert-Galaxien und Radiogalaxien konnten sie aber nicht mit bekannten und auflösbaren Galaxien identifiziert werden; in optischen Aufnahmen erschienen sie sternähnlich, ohne jedoch die für Sterne typischen Absorptionslinien aufzuweisen. Diese Eigenschaft führte zu der Namensgebung *Quasare* für “Quasi-stellar radio sources”. Die Natur dieser Objekte blieb lange Zeit rätselhaft, bis Maarten Schmidt (Schmidt, 1968) einige Emissionlinien als stark rotverschobene Balmer-Linien von Wasserstoff identifizieren konnte. Mit dieser Information sind die Quasare Seyfertgalaxien vom Typ 1 sehr ähnlich, wenn auch wesentlich leuchtkräftiger. Zudem sind sie starke Radioemitter.
In die gleiche Zeit fällt auch die Entdeckung ebenfalls sternähnlich erscheinender Objekte, deren optische Spektren denen der Quasare ähnlich sind, wenn sie auch nicht deren starke Radioemissionen zeigten. Diese Objekte wurden als Quasi-stellare Galaxien oder Quasi-stellare Objekte (QSO) bezeichnet und es war relativ schnell klar, daß es sich bei ihnen um weit entfernte, sehr leuchtkräftige Seyfertgalaxien handelte. Heute werden Quasare und QSOs meist zusammenfassend als Quasare bezeichnet, eventuell versehen mit dem Zusatz “radiolaut” bzw. “radioleise” um eine Unterscheidung hinsichtlich ihrer Radioemission zu treffen; die Grenze zwischen radiolauten und radioleisen Quasaren liegt bei $P_{1.4\mathrm{GHz}} = 5 \times 10^{25} \mathrm{W/Hz}$ (Camenzind, 1997).

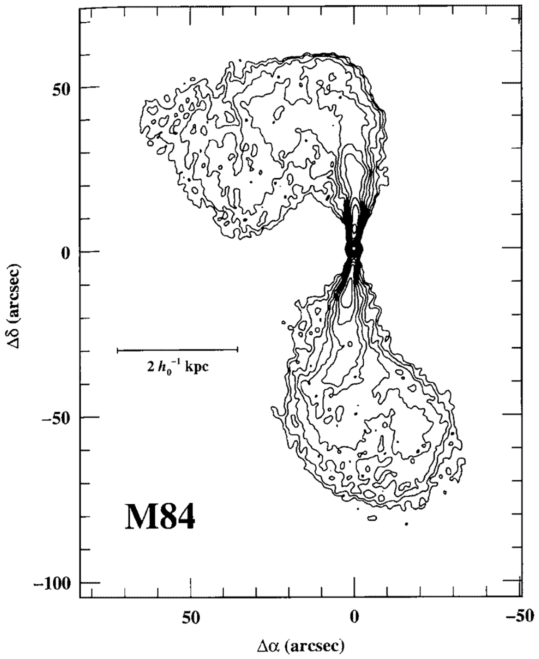


Abbildung 1.2: Vom Zentrum der Radiogalaxie M84 ausgehende Jets; Radioaufnahme bei 1.4 GHz.

Im Gegensatz zu Seyfertgalaxien zeigen Quasare immer sowohl breite als auch schmale Emissionslinien, stellare Absorptionsspektren sind sehr viel schwächer ausgeprägt. Mittlerweile wurden Quasare mit Rotverschiebungen $\Delta\lambda/\lambda = z > 5$ entdeckt; es handelt sich daher bei ihnen um die am weitesten entfernten beobachtbaren Objekte im Universum. Auf der anderen Seite konnten, vor allem durch das Hubble Space Telescope (HST), bei den nächsten Quasaren Muttergalaxien identifiziert werden ("Quasar fuzz") (Peterson, 1997), die denen der entferntesten Seyfertgalaxien sehr ähnlich sind. Diese Entdeckung rechtfertigt die Identifikation der Quasare mit weit entfernten Seyferts und macht die im wesentlichen historische Bedeutung der hier getroffenen Klassifizierung besonders deutlich.

Radiolaute Quasare besitzen oft sogenannte "Jets", das sind vom Zentrum in eine oder zwei (entgegengesetzte) Richtungen ausgehende Materieströme, die sich durch ihre Radioemission bemerkbar machen (siehe Abb. 1.2). Die Quelle der Strahlung ist wahrscheinlich Synchrotonstrahlung von Elektronen, die sich in Magnetfeldern der ausströmenden Materie bewegen. Die Untersuchung der Entstehung von Jets ist ein wichtiger Gegenstand aktueller Forschung.

### 1.1.4 Blazare

Unter dem Begriff "Blazare" faßt man heute Objekte zusammen, die ungewöhnlich starke Variabilität auf sehr kurzen Zeitskalen zeigen, deren optische Spektren aber bei hohem Signal-Rausch-Verhältnis wiederum Ähnlichkeiten mit denen anderer AGN aufweisen. Diese Klasse beinhaltet

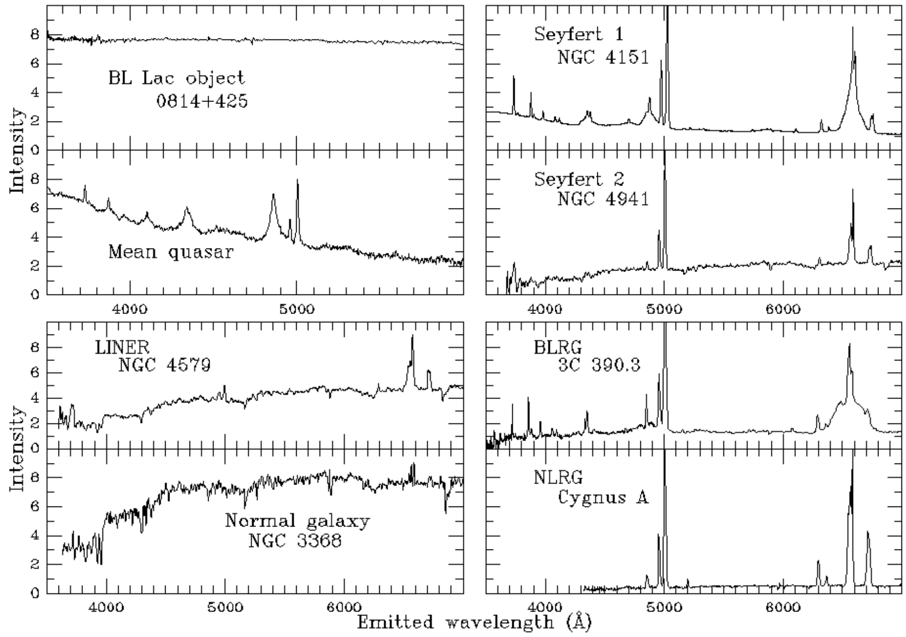


Abbildung 1.3: Optische Spektren verschiedener Typen von AGN (W.C. Keel, University of Alabama), alle Spektren sind auf ihre Rotverschiebung korrigiert.

die früher als Optically-violent-variables (OVVs) und BL Lac bekannten Objekte.
Die gängige Interpretation von Blazaren ist, daß es sich bei ihnen um radiolaute Quasare handelt, bei denen der Beobachter direkt in den Öffnungswinkel eines Jets hinenblickt. Da die Jets relativistische Geschwindigkeiten erreichen, ist das beobachtete Spektrum stark blauverschoben und die Intensität sehr stark in Richtung des Beobachters gebündelt.

## 1.2 Das Unifying Model

Die Ähnlichkeiten zwischen den eben beschriebenen Objekten lassen auf eine gemeinsame Phänomenologie schließen. Verfeinerungen der Beobachtungen sowie eine Ausdehnung der beobachteten Energiebereiche führte zu einer immer größeren Menge von Informationen über AGN. Ende der siebziger und Anfang der achtziger Jahre entstand aufgrund dieser Informationen ein Modell zur einheitlichen Beschreibung der AGN (Antonucci, 1993). Obwohl es sicherlich nicht alle Unterschiede zwischen den bekannten Objektklassen erklären kann, sind auf seiner Grundlage weitere, gezieltere Beobachtungen möglich, die zur Aufklärung der physikalischen Vorgänge in AGN beitragen werden. Dieses Modell wird im weiteren entwickelt.

### 1.2.1 Akkretion auf ein schwarzes Loch

Der Verdacht, ein schwarzes Loch sei für die Emission von AGN verantwortlich, wurde schon recht früh geäußert (Zel'dovich & Novikov, 1964). Dieser Verdacht gründet auf der enormen Leuchtkraft der AGN und der hohen Energieeffizienz der Umsetzung von Gravitationsenergie in Strahlung.

Eine einfache Abschätzung der freigesetzten Energie in Abhängigkeit von der Masse des Zentralobjekts erhält man unter der Annahme sphärischer Akkretion von Materie. Während die Gravitationskraft hauptsächlich auf die Kerne wirkt, ist die Wechselwirkung mit der Strahlung hauptsächlich auf die Elektronen beschränkt. Die Bedingung des Kräftegleichgewichts ergibt dann die *Eddington-Leuchtkraft* (Osterbrock, 1989)

$$L_{\mathrm{Edd.}} = \frac{4\pi G c m_{\mathrm{p}}}{\sigma_{\mathrm{T}}} M \approx 1.26 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \mathrm{erg/s},$$

mit der Gravitationskonstanten $G$, der Lichtgeschwindigkeit $c$, der Protonenmasse $m_{\mathrm{p}}$, dem Thomsonstreuquerschnitt $\sigma_{\mathrm{T}}$, der Masse des Zentralobjekts $M$ und der Sonnenmasse $M_{\odot}$. Aus dieser Beziehung ergibt sich für eine typische Quasarleuchtkraft von $L_{\mathrm{QSO}} \approx 10^{46}\mathrm{erg/s}$ eine Zentralmasse von $\sim 10^{8} M_{\odot}$.

Die Ausdehnung der Zentralquelle läßt sich durch Beobachtungen der Variabilität in der Kontinuumsemission abschätzen, da eine typische Zeitskala $\tau$ für Variationen eine minimale Ausdehnung $r = c\tau$ impliziert; Ergebnisse reichen herab bis zu einer Lichtwoche (optische Variabilität, (Peterson, 1997)) bzw. einer Lichtstunde (Röntgenvariabilität ).

Die abgestrahlte Energie hängt ab von der Massenakkretionsrate $\dot{M}$ und der Energieeffizienz $\eta$:

$$L = \eta \dot{M} c^{2}.$$

Während der effektivste kernphysikalische Prozeß, die Fusion von Wasserstoff, lediglich eine Effizienz von 0.01 aufweist, können über die Akkretion bis zu 42 % der akkretierten Masse in abgestrahlte Energie umgewandelt werden (Wilms, 1998). Selbst wenn man nur eine mittlere Effizienz von 10 % annähme, ergäbe sich für die typische Leuchtkraft eines Quasars eine notwendige Akkretionsrate von lediglich zwei Sonnenmassen pro Jahr.

Die voranstehenden Argumente lassen das Modell eines supermassiven schwarzen Loches (SMBH) als Zentralmasse eines AGN plausibel erscheinen, obwohl der direkte Nachweis bisher nicht gelungen ist. Die Plausibilität des SMBH-Modells liegt unter anderem auch an einem Mangel an Alternativen; das einzige heute noch diskutierte Alternativmodell ist das von Terlevich et al. (1992), das die Kontinuumsemission durch einen sehr dichten nuklearen Sternhaufen junger Sterne erklärt und die Variabilität auf häufige Supernovae zurückführt.

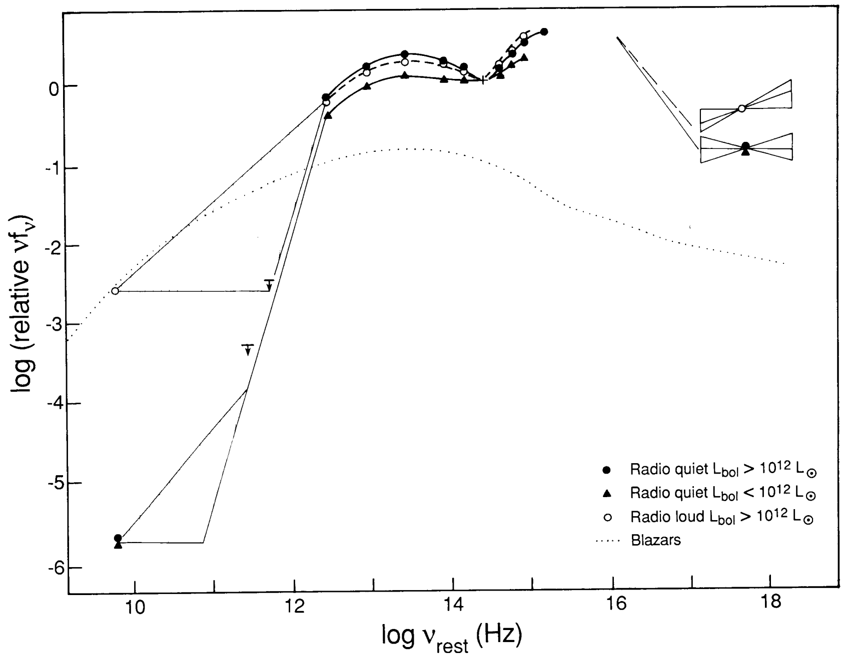


Abbildung 1.4: Kontinuumsemission verschiedener Typen von AGN (nach Bregman (1990)).

### 1.2.2 Die Kontinuumsemission

Abbildung 1.4 zeigt das mittlere Breitbandkontinuumsspektrum von radioleisen und radiolauten AGN. Die Emission erstreckt sich vom Radiobereich bis hin zur $\gamma$-Strahlung.

- **Radiostrahlung:**
  Selbstabsorbierte Synchrotonstrahlung; der Unterschied zwischen radiolauten und radiolauten AGN erklärt sich aus dem Vorhandensein mehr oder weniger starker Jets, der wesentlichen Quelle dieser Art von Strahlung.

- **Infrarot:**
  Im Infraroten beobachtet man eine erhöhte Emission mit einem Minimum bei etwa 1 $\mu$m. Diese Spektralverteilung läßt sich als thermische Emission von Staub deuten, der durch höherenergetische Strahlung auf 2000 K aufgeheizt wurde.

- **Optische und Ultraviolette Emission:**
  Oberhalb von etwa 400 nm beobachtet man ein starkes Ansteigen der Emission, ein Phänomen, das als “Big Blue Bump” bezeichnet wird. Oberhalb der Lyman-Kante von 13.6 eV bis in den weichen Röntgenbereich ist aufgrund der interstellaren Absorption keine Beobachtung möglich; es wird jedoch angenommen, daß sich der Big Blue Bump im fernen UV fortsetzt und dort auch sein Maximum erreicht. Im allgemeinen wird diese Strahlung als thermische Emission der Akkretionsscheibe interpretiert und angenähert durch die Strahlungsverteilung eines schwarzen Körpers der Temperatur $10^{5\pm1}$ K.

- **Röntgen und Gammastrahlung:**
  Im weichen Röntgenbereich unterhalb von 0.5 keV ist häufig eine erhöhte Emission sichtbar, die als "soft excess" bezeichnet und als hochenergetischer Teil des Big Blue Bump betrachtet wird (siehe auch Kapitel 2). Oberhalb von 0.5 keV läßt sich das Spektrum gut durch ein Potenzgesetz mit exponentiellen Abbruch um 100 keV beschreiben.

### 1.2.3 Die Broad Line Region

Durch genaue Vermessungen und Untersuchungen der Form, Intensität und Variabilität der breiten Emissionslinien lassen sich eine Reihe von Informationen über die Materie in der BLR gewinnen. Die Linienverbreiterung von einigen tausend km/s ist viel zu hoch, um thermisch bedingt zu sein; die andere mögliche Ursache ist die Keplerbewegung der linienemittierenden Materie um das zentrale schwarze Loch. Mit einer Zentralmasse von $10^8 M_\odot$ und einer Verbreiterung von etwa $10^3 \mathrm{kms}^{-1}$ ergibt sich ein mittlerer Abstand der Materie vom Zentrum von einigen wenigen Lichttagen. Diese Entfernung ist viel zu klein um selbst in den relativ nahen Seyfert-Galaxien aufgelöst zu werden und kann daher nicht durch direkte Beobachtung überprüft werden. Eine andere Möglichkeit bietet sich allerdings durch Untersuchungen von Korrelationen zwischen der Variabilität des Kontinuums und der Variabilität der breiten Emissionslinien. Unter der Voraussetzung, daß die Emissionslinien in einem durch das primäre Kontinuum photoionisierten Medium entstehen (Osterbrock, 1989), ist die zeitliche Verzögerung zwischen Änderungen im Kontinuums- und Linienfluß ein direktes Maß für die Entfernung zwischen zentraler Quelle und BLR. Diese Technik wird als *Reverberation Mapping* bezeichnet. Die Anwendung dieser Technik ergibt Zeitverzögerungen von einigen Tagen, die aber von Linie zu Linie stark variieren können. Im Falle von NGC5548 egibt sich eine Verzögerung von 10 Tagen für CIV$\lambda 1549$ und von 22 Tagen für CIII]$\lambda 1909$ (Peterson, 1997). Obwohl damit die Ergebnisse der einfachen Keplerschen Betrachtung im wesentlichen bestätigt werden, zeigt sich, daß die Struktur der BLR komplizierter sein muß als zunächst angenommen. Die unterschiedlichen Verzögerungen für verschiedene Emissionslinien weisen auf unterschiedliche Entstehungsregionen hin, so daß die üblichen diagnostischen Verfahren für photoionisierte Plasmen, die sich auf Intensitätsverhältnisse unterschiedlicher Linien verlassen, mit Vorsicht angewandt werden müssen. Dennoch lassen sich zumindest grobe Abschätzungen der relevanten Parameter gewinnen (für Details zu Liniendiagnostik siehe Osterbrock (1989)):

- Verbotene Linien sind aufgrund hoher Gasdichten unterdrückt; das Fehlen von [OIII]-Linien und gleichzeitige Vorhandenssein der halbverbotenen CIII]$\lambda 1909$-Linie weisen auf eine Gasdichte[1] von $\approx 10^9 \mathrm{cm}^{-3}$ hin.

- Die relativen Linienintensitäten der erlaubten Übergänge sind auf eine Elektronentemperatur von $\approx 10^4$ Kelvin zurückzuführen.

- Aus der Gesamtinitensität der Emissionslinien folgt eine emittierende Masse von $\approx 10^{-3} M_\odot$, die nur etwa 10 % des gesamten von der Quelle aus gesehenen Raumwinkels überdeckt.

[1] Strengenommen wird hier die Elektronendichte vermessen; da aber Wasserstoff dominiert und fast vollständig ionisiert ist, kann man Elektronen- und Gasdichte etwa gleichsetzen (Osterbrock, 1989).

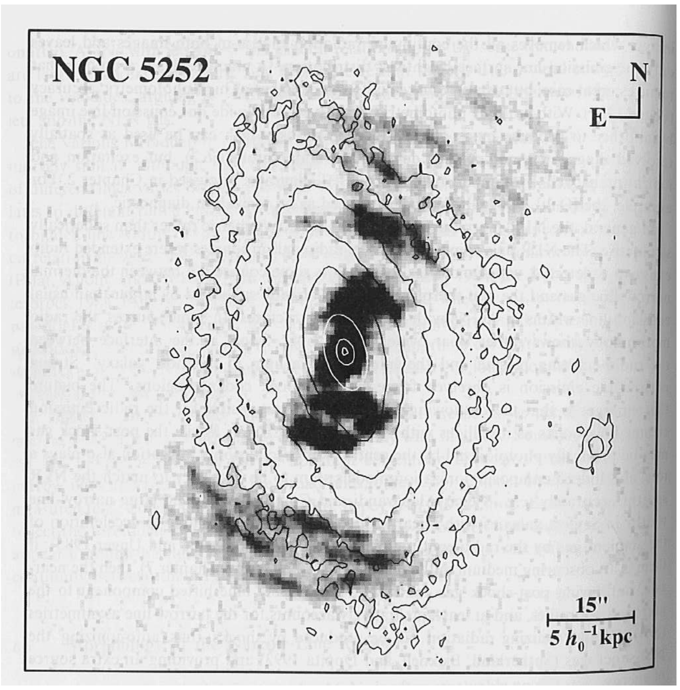


Abbildung 1.5: Aufnahme der Seyfert 2-Galaxie NGC5252 mit einem [OIII]$\lambda5007$-Filter (Peterson (1997)).

Breite Emissionslinien sind ein Kennzeichen für AGN vom Typ 1. Allerdings lassen sie sich auch im polarisierten Licht von als Typ 2 klassifizierten AGN nachweisen - ein Hinweis auf Streuung. Zudem sind Fälle bekannt, in denen Seyfert-Galaxien ihren Typ von eins nach zwei änderten (Peterson, 1997). All dies deutet darauf hin, daß die BLR eine immer vorhandene Komponente von AGN ist, die aufgrund geometrischer Effekte nicht immer beobachtet werden kann.

### 1.2.4 Die Narrow Line Region

Das Spektrum der NLR setzt sich aus erlaubten und verbotenen Linien vieler verschiedener Ionenspezies zusammen. Prominente Vertreter sind dabei Ly$\alpha$, CIV$\lambda1549$ und [OIII]$\lambda5007$. Analog zur BLR lassen sich mit liniendiagnostischen Mitteln Informationen über die physikalischen Verhältnisse in der NLR gewinnen:

- Das Verhältnis [SII]$\lambda6716/$[SII]$\lambda6371$ läßt sich zur Messung der Gasdichte in der NLR nutzen und ergibt Dichten um $10^3 \mathrm{cm}^{-3}$.
- Die Intensitätsverhältnisse verschiedener verbotener Übergänge von OIII lassen Rückschlüsse auf die Elektronentemperatur zu, die in typischen NLR bei 15000 K liegt (Osterbrock, 1989).

Insgesamt ähnelt die NLR in ihren Eigenschaften galaktischen HII-Regionen; dieses Bild wird auch durch Aufnahmen der NLR bestätigt (Abb. 1.5); ein weiterer interessanter Aspekt dieser

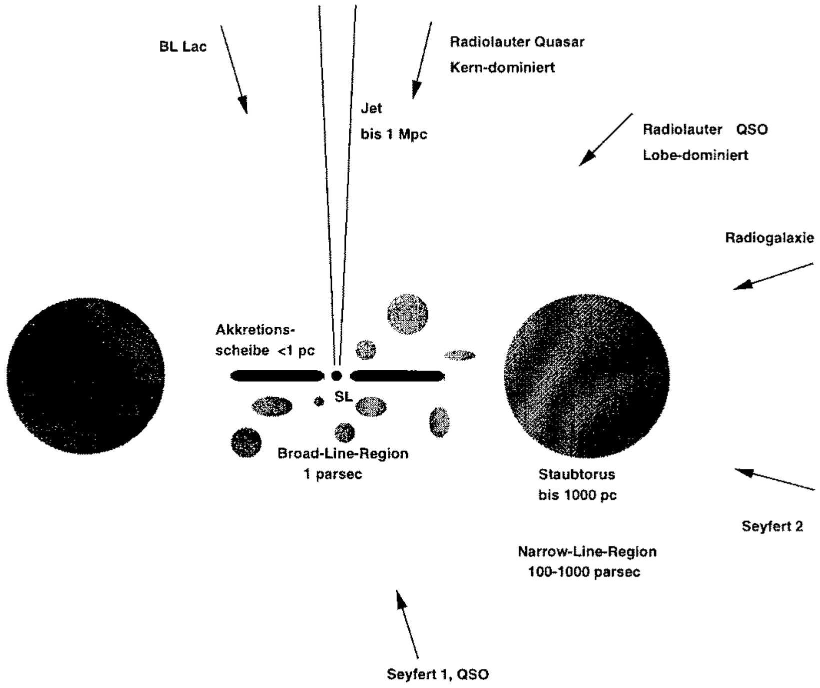


Abbildung 1.6: Das Unifying Model der AGN.

Aufnahmen ist auch der Hinweis auf eine anisotrope Emission der zentralen Quelle.

### 1.2.5 Das vollständige Bild

Eine Zusammenfassung der vorangehenden Diskussionen führt zu folgendem Bild: Das Zentrum eines AGN bildet ein supermassives schwarzes Loch von $\sim 10^8 M_\odot$, zusammen mit einer Akkretionsscheibe und der Akkretionsscheibenkorona, die die Kontinuumsquelle des Systems darstellen (bei radiolauten AGN tragen auch die Jets zum Kontinuum bei). In der unmittelbaren Umgebung der Quelle befinden sich photoionisierte Gaswolken, die BLR. Von diesem Zentrum gehen im Fall von radiolauten AGN Jets aus, die bei radioleisen AGN fehlen oder nur sehr schwach vorhanden sind. Dieses Zentrum wird von einem Torus aus Staub und molekularem Gas umgeben, der die Sicht auf die Quelle und die BLR verdecken kann. Im Abstand von einigen Parsec bis Kiloparsec werden Gaswolken, die in ihrer Zusammensetzung galaktischen HII-Regionen ähneln, ebenfalls von der zentralen Quelle photoionisiert; die schmalen Emissionslinien haben dort ihren Ursprung. Abbildung 1.6 stellt die Verhältnisse graphisch dar.
Die verschiedenen Klassen von AGN ergeben sich aus diesem Bild zwanglos; ein Beobachter, dessen Blick auf das Zentrum durch den molekularen Torus verperrt wird, sieht das Spektrum einer Seyfert 2-Galaxie mit fehlenden breiten Emissionslinen und der Rötung des Kontinuums. Ein Blick in das Zentrum würde zur Klassifikation als Typ 1 führen. Der Blick in den Jet eines radiolauten AGN ergibt das Spektrum eines Blazars. Viele mögliche Zwischentypen sind denkbar

und in Abb. 1.6 durch Pfeile angedeutet.

## 1.3 Aufgabenstellung

Das Thema der vorliegenden Arbeit sind Simulationsrechnungen zur Untersuchung des weichen Röntgenspektrums von AGN. Die in diesem Spektralbereich sichtbaren Strukturen, der "soft excess" und der "warme Absorber" werden in Kapitel 2 genauer besprochen. Kapitel 3 stellt die zur Simulation des warmen Absorbers mittels eines Photoionisationsmodells notwendigen theoretischen Grundlagen zusammen. In Kapitel 4 wird das verwendete Modell vorgestellt und begründet.
Ziel dieser Arbeit ist es, den Zusammenhang zwischen soft excess und warmer Absorption über einen weiten Parameterbereich zu untersuchen, sowie insbesondere - in Anlehnung an die Liniendiagnostik im optischen und UV - diagnostische Methoden zur Bestimmung der physikalischen Parameter des warmen Absorbers und seiner Trennung vom soft excess zu finden.
Die gefundenen Zusammenhänge sollen abschließend auf ihre Beobachtbarkeit durch den in Kürze verfügbaren Röntgensatelliten XMM überprüft werden.

# Kapitel 2

# Röntgenstrahlung von AGN

Die Beobachtung astronomischer Objekte im Röntgenlicht wurde erst mit der Entwicklung von tauglichen Höhenballons und ballistischen Raketen in den 60er Jahren möglich, da die Erdatmosphäre Röntgenstrahlung stark absorbiert. Dabei kam die Entdeckung extrasolarer Röntgenquellen recht überraschend, da kaum jemand die zur Produktion von intensiver Röntgenstrahlung notwendigen hochenergetischen Prozesse in stellaren Umgebungen erwartet hatte - noch weniger wurde Meßbarkeit über intergalaktische Entfernungen vermutet. Mit der Entdeckung des außerordentlich hellen Röntgendoppelsterns Sco X-1 durch Giaconni und Rossi, 1962, begann die extrasolare Röntgenastronomie.
Von Anfang an konnten auch AGN im Röntgenlicht beobachtet werden, wobei mit zunehmender Empfindlichkeit der Instrumente, sowie dem Einsatz von Röntgensatelliten die Qualität und Menge der verfügbaren Daten stetig erweitert wurde. Heute stellt die Röntgenbeobachtung zusammen mit radioastronomischen Messungen eine der Grundstützen der Erforschung der inneren Struktur von AGN dar, da typischerweise etwa 10 % der bolometrischen Leuchtkraft im Röntgenlicht ausgestrahlt werden (Peterson, 1997) und die Röntgenvariabilität auf kurzen Zeitskalen auf einen Ursprung nahe des Zentrums hindeutet.

## 2.1 Historisches

Bereits in den 60er Jahren konnte der hellste Quasar 3C273 durch ein Ballonexperiment beobachtet werden (Bowyer et al., 1970), die systematische Erforschung der Röntgenemissionen von AGN begann jedoch erst mit der Verfügbarkeit von Röntgensatelliten. Die amerikanischen Satelliten UHURU und Ariel-V etablierten dabei AGN als starke Röntgenquellen und gaben erste Hinweise auf die Form des Spektrums (Mushotzky, 1982) und die starke Variabilität auf kurzen Zeitskalen.
Durch HEAO-1 wurde erstmals ein größeres Sample von AGN vermessen, wobei die vorherigen Resultate bestätigt wurden und weitere Ergebnisse zur Variabilität gewonnen wurden.
Einer der erfolgreichsten frühen Satelliten war HEAO-2 (*Einstein Observatory (Einstein)*), der wegen seiner erhöhten Empfindlichkeit weitaus mehr AGN der Röntgenbeobachtung zugänglich machte, wodurch die aus vorigen Beobachtungen bekannten Eigenheiten der Röntgenspektren

endgültig kanonisiert wurden. Allerdings ergaben Messungen mit dem *Solid State Spectrometer* (SSS) und dem *Imaging Proportional Counter* (IPC) im weichen Röntgenband systematische Abweichungen, die auf eine kompliziertere Struktur in diesem Spektralbereich hinwiesen (Wilkes & Elvis, 1987). Aufgrund von Beobachtungen mit *Einstein* postulierte Halpern (1984) erstmals die Existenz eines intrinsischen warmen Absorbers.

Der europäische Satellit EXOSAT ermöglichte durch seine exzentrische Umlaufbahn Langzeitbeobachtungen der Variabilität von AGN und etablierte die Existenz eines *soft excess* in etwa 50 % der beobachteten Seyfert-Galaxien (Turner & Pounds, 1989).

Einen weiteren Fortschritt in der Empfindlichkeit brachte der japanische Satellit GINGA, der die ersten Messungen der Eisenlinie bei 6.4 keV ermöglichte (Nandra et al., 1991) und erstmals ein größeres Sample von Quasaren beobachtete (Williams et al., 1992), was die Ähnlichkeit zwischen Seyfert-Galaxien und Quasaren zusätzlich bestätigte.

Unzweifelhaft die erfolgreichste bisherige Röntgenmission war der deutsch-amerikanische Satellit ROSAT (Trümper, 1990), der im Juni 1990 gestartet wurde und noch bis Mitte 1998 Messungen durchführte. Durch den ROSAT All-Sky Survey (RASS) wurden $\sim 30000$ AGN als Röntgenquellen erfaßt; Beobachtungen einzelner Objekte mit dem *Position Sensitive Proportional Counter* machten genauere Untersuchungen der komplexen Strukturen im weichen Röntgenbereich möglich und bestätigten die Existenz warmer Absorber und des soft excess (z.B. Komossa (1997), Krull (1997)).

Eine relativ hohe spektrale Auflösung zeichnet den japanisch-amerikanischen Röntgensatelliten ASCA aus, der seit 1993 operiert. Trotz Problemen mit der Response-Matrix des *Solid-State Imaging Spectrometer* (SIS) im niederenergetischen Röntgenbereich wurde durch ASCA wesentlich genauere Messungen der (durch den warmen Absorber verursachten) Sauerstoffabsorptionskanten möglich.

Die Kenntnisse über die Röntgenvariabilität auf kurzen Zeitskalen wurden und werden durch den amerikanischen Satelliten Rossi X-Ray Timing Explorer wesentlich erweitert.

Große Erwartungen werden in das amerikanische Chandra X-Ray Laboratory (vormals AXAF) und die europäische X-Ray Multi-Mirror Mission gesetzt, deren hohe spektrale Empfindlichkeit erstmals Linien- und Kantendiagnostik im Röntgenlicht ermöglichen soll.

## 2.2 Das Röntgenspektrum von AGN

Im folgenden sollen nun die Ergebnisse vorheriger Beobachtungen zusammengestellt werden. Ausgehend von der vereinfachenden Gesamtstruktur des Röntgenspektrums von AGN werden einzelne sichtbare Details eingehender beschrieben, wobei der warme Absorber aufgrund seiner Wichtigkeit für die vorliegende Arbeit zunächst ausgespart bleibt; er wird im folgenden Abschnitt genauer behandelt. Zudem sollen die vermuteten Entstehungsmechanismen für die verschiedenen Komponenten des Spektrums vorgestellt werden. Da AGN vom Typ 2 nicht Gegenstand dieser Arbeit sind, werden sie unten nicht behandelt.

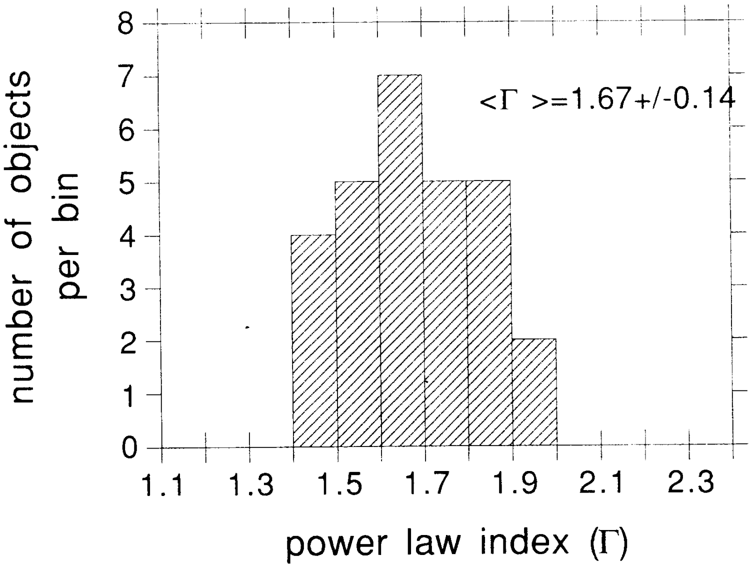


Abbildung 2.1: Verteilung der Photonenindizes für 28 aktive Galaxien (Nandra et al., 1991).

### 2.2.1 Potenzgesetz und mittlerer Photonenindex

Der Fluß im Röntgenbereich zwischen 2 und 20 keV läßt sich in erster Näherung gut durch ein Potenzgesetz der Form $F(E) \sim E^{-\Gamma}$ mit dem Photonenindex $\Gamma$ beschreiben[1].

Bereits die Messungen mit HEAO-1 zeigten eine erstaunlich geringe Variation des Photonenindex in den beobachteten AGN. Diese Beobachtung wurde durch Messungen mit späteren Satelliten weitgehend bestätigt. Dabei ergibt sich für Seyfert-Galaxien vom Typ 1 und leuchtschwache Quasare ein mittlerer Photonenindex mit $\Gamma \approx 1.67$ (Mushotzky et al., 1993) mit der sehr geringen Standardabweichung von $\sigma \approx 0.14$ (siehe Abb. 2.1).

Dieser Wert wird als kanonisch betrachtet. Unklar ist nach wie vor, ob dieser Wert das intrinsische, d.h. von der zentralen Quelle ausgehende Spektrum wiedergibt, oder ob sich hier bereits reprozessierte Strahlung zeigt (Mushotzky et al., 1993).

Der vermutete Ursprung der Strahlung ist innerhalb des Unifying Model die Korona der Akkretionsscheibe, wobei hier verschiedene Modelle diskutiert werden (Wilms (1996), Poutanen & Svensson (1996)). Unstrittig ist jedoch, daß die Röntgen- und Gammaphotonen durch inverse Comptonstreuung niederenergetischer Photonen aus der Akkretionsscheibe in der heißen Korona entstehen. Die Potenzgesetzform wird hierdurch erklärt.

[1]Für die Beschreibung von Potenzgesetzen im hochenergetischen Bereich wird häufig der Photonenindex $\Gamma$ des Photonenflusses verwendet, da er die tatsächlich gemessene Größe (cts/sec) besser wiedergibt. Dabei gilt $\Gamma = \alpha + 1$, mit dem Spektralindex $\alpha$ des Flusses.

### 2.2.2 Strukturen im Röntgenspektrum

Die zunehmende spektrale Empfindlichkeit der Röntgensatelliten führte zur Entdeckung von Emissions- und Absorptionsstrukturen im Röntgenspektrum von AGN. Da diese Strukturen höchstwahrscheinlich nicht Eigenschaften der Quelle sind, sondern durch Reprozessierung des primären Kontinuums in der Umgebung des AGN entstehen, eröffnen sie die Möglichkeit zur genaueren Untersuchung dieses Gebietes. Insbesondere relativistische Effekte und Variabilität sind dabei von Interesse. Für die erfolgreiche Ausnutzung dieser Linien und Strukturen ist aber ein tiefergehendes Verständnis ihres Ursprungs nötig.

#### Die 6.4 keV Eisenlinie

Vor allem durch Beobachtungen mit GINGA wurde offenbar, daß ein großer Teil der Seyfertgalaxien eine Eisenemissionslinie bei 6.4 keV aufweist. Diese Beobachtungen wurden später mit höherer Genauigkeit von ASCA bestätigt. Die Linie entsteht durch Reflexion an kalter Materie, wobei als Kandidaten für den Reflektor der molekulare Torus sowie der kalte Rand der Akkretionsscheibe in Frage kommen. Neuere Untersuchungen der genauen Gestalt der Linie deuten auf relativistische Effekte hin, was eine Entstehung nicht zu weit entfernt vom zentralen schwarzen Loch wahrscheinlich macht (Iwasawa et al., 1996).

#### Der soft excess

Als soft excess wird eine Zunahme des emittierten Flusses gegenüber dem einfachen Potenzgesetz unterhalb von 1 keV bezeichnet, der bei mindestens 30 % aller Seyfert 1-Galaxien beobachtet wird (Mushotzky et al., 1993). Dieses Phänomen war schon in den Spektren des Einstein Observatory sichtbar, jedoch führten erst die Beobachtungen mit EXOSAT zur Akzeptanz des soft excess. Als Ursache wird die thermische Emission vom inneren Rand der Akkretionsscheibe betrachtet, was zunächst zu Schwierigkeiten mit deren Standardmodell führte. Diese Schwierigkeiten konnten aber durch eine genauere Untersuchung der Vertikalstruktur von Akkretionsscheiben gelöst werden ("Tübinger Akkretionsscheibenmodell", Dörrer (1995)).

## 2.3 Der warme Absorber

Die Entdeckung des warmen Absorbers legte eine andere Erklärung des soft excess nahe, da unerkannte Absorptionskanten von hochionisiertem Sauerstoff ein Steilerwerden des Spektrums vorgaukeln konnten. Vergleichsweise gut aufgelöste Messungen mit ROSAT und ASCA erbrachten jedoch den Nachweis, daß beide Phänome in AGN auftreten (Krull, 1997). In manchen Fällen führen Fits eines warmen Absorbers mit zusätzlicher soft excess-Komponente zu besseren Ergebnissen (Komossa & Fink, 1997).

### 2.3.1 Entdeckung

Erstmals vermutete Halpern (1984) aufgrund von zeitlich weit auseinanderliegenden Beobachtungen des QSO MR 2251-178, die eine starke Veränderung des Flusses unterhalb von 1 keV ergaben, daß hochionisierte Materie innerhalb der Sichtlinie das Spektrum modifizieren mußte. Dasselbe Objekt wurde von Pan et al. (1990) mit Hilfe von EXOSAT untersucht, wobei sie drei verschiedene Modelle miteinander verglichen:

- **Complex Spectrum Model:**
  Veränderung des niederenergetischen Spektrums durch eine starke Emissionskomponente (soft excess und Emissionslinien)

- **Leaky Cold Absorber:**
  Die Variabilität des Spektrums wird durch den Durchgang von kalt absorbierenden Wolken durch die Sichtlinie verursacht.

- **Warm Absorber:**
  Die Veränderung der Leuchtkraft der zentralen Quelle führt zu einer variablen Ionisationsstruktur von Materie innerhalb der Sichtlinie.

Pan et al. (1990) stellten fest, daß die spektralen Variationen durch das Modell des warmen Absorbers am besten beschrieben wurden. Der notwendige geringe Abstand des warmen Absorbers von der zentralen Quelle macht diesen zu einem interessanten Mittel zur Untersuchung der inneren Region von AGN. Mit dem Start von ROSAT wurden empfindliche Messungen im weichen Röntgenbereich von AGN möglich, was zusammen mit der zunehmenden Akzeptanz des Modells zu einer Flut von Veröffentlichungen führte. Allerdings bestand das Problem der Unterscheidung zwischen einem soft excess und der Modifikation der Spektren durch warme Absorption weiterhin, bis die Messung der Ionisationskante von O VII durch ASCA einen direkten Nachweis des warmen Absorbers erbrachte. Heute geht man von einer Mischung beider Effekte aus; daher war es ein Ziel der vorliegenden Arbeit, den Zusammenhang zwischen soft excess und warmer Absorption näher zu untersuchen.

### 2.3.2 Definition eines warmen Absorbers

Als warmer Absorber wird im Gegensatz zu einem kalten Absorber eine ionisierte Gaswolke mit Elektronentemperaturen um $10^5$ Kelvin bezeichnet, in der Wasserstoff und Helium vollständig ionisiert vorliegen und deren Absorptions- und Ionisationsstruktur durch hochionisierte Metalle dominiert wird. Insbesondere wasserstoff- und heliumähnliche Ionen von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff prägen dem transmittierten Spektrum ihre Signaturen auf.

### 2.3.3 Ergebnisse der Beobachtungen warmer Absorber

Die erste Beobachtung eines warmen Absorbers mit ROSAT wurde von Nandra & Pounds (1992) an MCG-6-30-15 vorgenommen. Abb. 2.2 zeigt die gewonnen Spektren mit der klar sichtbaren

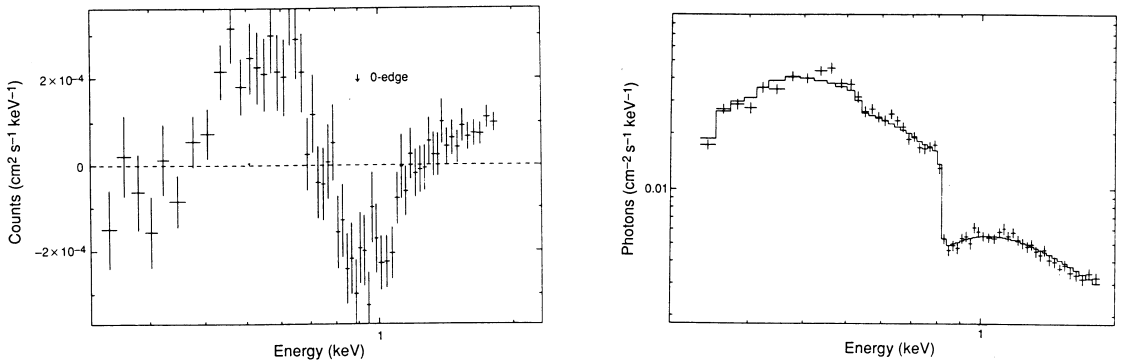


Abbildung 2.2: Weiches Röntgenspektrum des AGN MCG-6-30-15. Links: ROSAT Messung, rechts: entfaltetes Photonen-Spektrum (aus: Nandra & Pounds (1992)).

Absorptionskante bei $\sim 0.8$ keV. Dabei geben Nandra & Pounds (1992) als obere Grenze für die Entfernung von der zentralen Quelle 2 pc an.
Die folgende Tabelle stellt exemplarisch Ergebnisse zusammen, die aus der Anpassung von Modellrechnungen warmer Absorber an Meßdaten gewonnen wurden.

| Objekt | Datum | Ionisations-parameter $\log U$ | Säulendichte $\log n_H$ | Photonenindex $\Gamma_x$ | Quelle |
|---|---|---|---|---|---|
| NGC 4051 | Nov. 1991 | 0.2 | 22.5 | 2.2 | Komossa & Fink (1997) |
| | Nov. 1993 | 0.4 | 22.7 | 2.3 | Komossa & Fink (1997) |
| | N/A | N/A | 21.0 | 1.9 | Reynolds (1996) |
| Mrk 1298 | June 1992 | -0.3 | 22.2 | 1.9 | Komossa & Fink (1997) |
| NGC 3227 | May 1993 | -1.0 | 21.5 | 1.9 | Komossa & Fink (1997) |
| | N/A | N/A | 21.6 | 1.5 | Reynolds (1996) |
| IC4329A | Aug. 1993 | N/A | 21.5 | 1.9 | Cappi et al. (1996) |
| | N/A | N/A | 21.4 | 1.8 | Reynolds (1996) |
| 3C 351 | Oct. 1991 | 0.8 | 22.1 | 1.9 | Nicastro et al. (1999b) |
| | Aug. 1993 | 0.5 | 21.9 | 1.9 | Nicastro et al. (1999b) |
| PG1404 | High State | 0.6 | 23.1 | 1.9 | Komossa & Fink (1998) |
| | Low State | 0.4 | 23.1 | 1.9 | Komossa & Fink (1998) |
| Mrk 290 | June 1994 | N/A | 21.9 | 1.9 | Turner et al. (1996) |
| | N/A | N/A | 21.9 | 1.8 | Reynolds (1996) |

Ein näherer Blick auf die Tabelle enthüllt die Verschiedenartigkeit der beobachteten warmen Absorber (die aufgeführten Größen werden in Kapitel 4 definiert). Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit, bei einer theoretischen Untersuchung die Parameter über weite Bereiche zu variieren.

Komossa (1997) und Reynolds (1996) untersuchten in ihren Dissertationen eine Auswahl von AGN auf die mögliche Anwesenheit von warmen Absorbern, wobei sie Messungen des ROSAT-PSPC (Komossa) beziehungsweise ASCA-SIS (Reynolds) verwendeten. Beide kamen zu dem Schluß, daß etwa 50 % der untersuchten AGN (fast ausschließlich Seyfert 1-Galaxien) die Signaturen eines warmen Absorbers zeigen.

### 2.3.4 Offene Fragen

Trotz der vorhanden Menge an Beobachtungsdaten konnten einige Fragen bisher nicht geklärt werden

- Die Herkunft der warm absorbierenden Materie liegt nach wie vor im Dunkeln. Vorgeschlagen wurden zum Beispiel ein Akkretionsscheibenwind oder auch ein Zusammenhang mit der BLR.

- In einigen Fällen legen Betrachtungen der Variabilität ein Mehrzonenmodell für den warmen Absorber nahe (Reynolds, 1996), das aus einem inneren, möglicherweise mit der BLR zusammenhängenden Absorber und einem mit dem molekularen Torus verbundenen Absorber besteht. Solche Modelle lassen sich möglicherweise an Übergangstypen zwischen Seyfert 1 und Seyfert 2- Galaxien untersuchen.

- Bisherige Untersuchungen von warmen Absorbern beschränkten sich im wesentlichen auf die Anpassung eines durch die Responsematrix des jeweiligen Instruments gefalteten Modellspektrums an die Messungen. Im Hinblick auf die kommenden Röntgenmissionen XMM und AXAF mit ihrer hohen spektralen Auflösung ist die Untersuchung möglicher Zusammenhänge zwischen Linien- und Kantenflüssen mit den Parametern eines warmen Absorbers sehr interessant.

# Kapitel 3

# Theoretische Grundlagen

Will man die Wechselwirkungen zwischen einem Strahlungsfeld und einer Gaswolke im Computermodell simulieren, so müssen zunächst die zugrundeliegenden physikalischen Prozeße verstanden sein. Hier sollen daher die wichtigsten Wechselwirkungen und ihre mathematische Darstellung zusammengefaßt werden. Die Darstellung orientiert sich dabei im wesentlichen an Osterbrock (1989), d.h. die relevanten Gleichungen werden in folgender Reihenfolge behandelt:

1. **Gleichungen des Ionisationsgleichgewichts:**
   Bestimmung der Häufigkeit jeder Ionensorte an jedem Punkt des Nebels in Abhängigkeit von Gasdichte, Temperatur und Strahlungsfeld,

2. **Gleichungen des Temperaturgleichgewichts:**
   Gleichgewicht des Energieeintrags und der Energieabstrahlung in jedem Punkt des Nebels in Abhängigkeit von Ionisationsstruktur und Strahlungsfeld,

3. **Strahlungstransport und Linienemission:**
   Berechnung des Strahlungstransports des primären Kontinuums und des diffusen Kontinuums sowie der Emission und des Transports von Linienstrahlung.

Die komplizierte und rechenintensive Simulation ist notwendig, da sich Gasnebel nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Erstens findet Strahlungstransport von der beleuchteten zur unbeleuchteten Oberfläche des Nebels statt, und zweitens sind die Zeiträume der Wechselwirkungen zwischen Ionen sehr viel größer als die Zerfallszeiten angeregter Zustände, auch wenn diese nur über höhere Wechselwirkungen wie magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolübergänge zerfallen können. Daher wird die Ionisatiosstruktur im allgemeinen nicht der durch die im thermodynamischen Gleichgewicht gültigen *Saha-Gleichung* folgen, sowie die Besetzung der Niveaus nicht durch die *Boltzmann-Verteilung* bestimmt sein.
Anders ist dies für freie Elektronen: da die beteiligten Wirkungsquerschnitte um mehrere Größenordnungen höher als die für Ionen sind, kann man die Energieverteilung der Elektronen durch eine *Maxwell-Verteilung* annähern. Daher bezieht sich im folgenden die Temperatur $T$ immer auf die lokale Elektronentemperatur.
Die Größe $n_{ij}$ steht ab sofort für die Volumendichte des $j$-fach ionisierten Ions des Elements mit der Kernladungszahl $i$.

Eine Besonderheit bei der Berechnung von Photoionisationsmodellen in AGN ist die hohe Zahl von hochenergetischen Photonen. Daher müssen auch physikalische Effekte, die in Sternatmosphären, HII-Regionen und planetarischen Nebeln keine oder nur eine geringe Rolle spielen, in die Simulation miteinbezogen werden; das sind insbesondere der Auger-Effekt und die Comptonstreuung.

## 3.1 Das Ionisationsgleichgewicht

Soll sich die Gaswolke bezüglich Ionisationen im Gleichgewicht befinden, so muß in jeder Zeit- und Volumeneinheit die Zahl der Ionisationen für jede Ionensorte durch eine entsprechende Zahl von Rekombinationen ausgeglichen werden. Die wichtigsten Ionisationsprozesse sind die Photoionisation, die Stoßionisation, der Ladungstransfer und die Autoionisation mittels *Auger-Effekt*. Zur Rekombination tragen die Strahlungsrekombination, die strahlungslose bzw. dielektronische Rekombination sowie ebenfalls der Ladungstransfer bei. Diese physikalischen Effekte sollen im folgenden besprochen werden.

### 3.1.1 Die Photoionisation

Photoionisation ist die Ionisation eines Atoms oder Elektrons durch Wechselwirkung mit einem Photon des Strahlungsfelds,

$$X^{+i} + h\nu \longrightarrow X^{+i+1} + \mathrm{e}^-.$$

Wegen der schon oben erwähnten langen Zeitabstände zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wechselwirkungen müssen in erster Näherung nur Ionisationen aus dem Grundzustand betrachtet werden.
Für die Zahl der Photoionisationen pro Volumen- und Zeiteinheit gilt

$$\begin{aligned} P_{ij,ph} &= n_{ij} \int_{\nu_{ij}}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} \sigma_{ij,\mathrm{pho}} \mathrm{d}\nu && (3.1) \\ &= \alpha_{ij,\mathrm{ph}} n_{ij}, && (3.2) \end{aligned}$$

mit dem Ionisationspotential $h\nu_{ij}$, der spezifischen Intensität der Quelle $J_\nu$ im Frequenzbereich $\nu$ bis $\nu + \mathrm{d}\nu$ und dem Photoionisationsquerschnitt $\sigma_{ij,\mathrm{pho}}$.
Die größte Schwierigkeit bei der Behandlung dieser Gleichungen liegt im Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ij,\mathrm{pho}}$, der nur für wasserstoffähnliche Ionen analytisch zugänglich ist, für alle anderen Ionen müssen entweder Näherungsrechnungen oder experimentelle Daten verwendet werden. Speziell für hochionisiert Elemente liegen aber keine oder nur unzureichende Experimente vor, da deren Darstellung in größeren Mengen unter Laborbedingungen schwierig oder gar unmöglich ist. Ein oft verwendeter Ansatz zur numerischen Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ist der *Hartree-Slater-Dirac*-Ansatz, der auch der Arbeit von Verner & Yakovlev (1995) zugrundeliegt. In diesem Artikel finden sich Näherungen des Energieverlaufs der Photoionisationsquerschnitte für alle

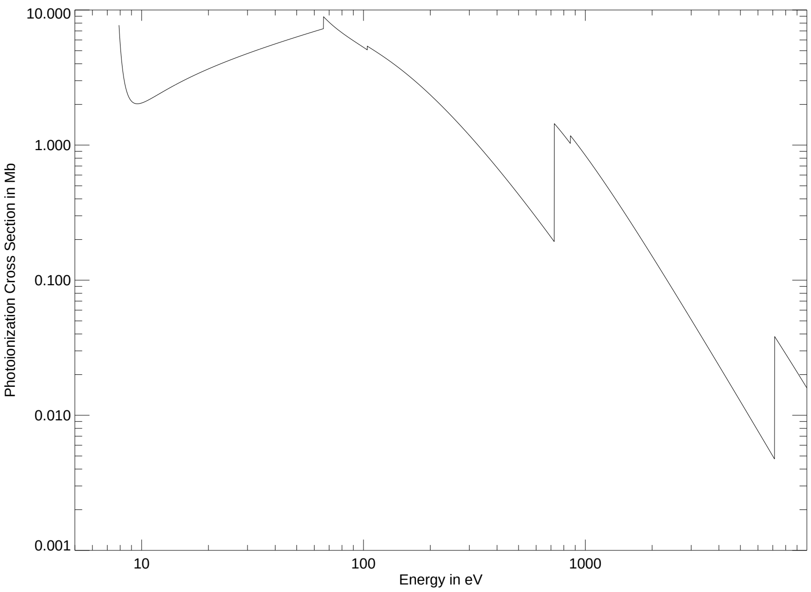


Abbildung 3.1: Totaler Photoionisationsquerschnitt für neutrales Eisen

Elemente vom Helium bis hin zum Kalzium:

$$\sigma_{ij}^{nl,\mathrm{pho}} = \sigma_0 F(E/E_0) \tag{3.3}$$

$$F(y) = \left[(y-1)^2 + y_w^2\right] y^{-Q} \left(1 + \sqrt{y/y_a}\right)^{-P}, \tag{3.4}$$

mit $E$ in eV und den tabellierten Fitparametern $\sigma_0, E_0, y_w, y_a$ sowie $Q = 5.5 + l - 0.5P$ ($l$ ist die Drehimpulsquantenzahl der betrachteten Unterschale). Der nach dieser Näherung berechnete (summierte) Photoionisationsquerschnitt für alle Unterschalen von neutralem Eisen ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Die obigen Näherungen glätten die oft komplizierte Struktur der zahlreichen Resonanzen an den Ionisationskanten auf geeignete Weise; genauere Angaben werden zum Beispiel durch das *Opacity Project* (Seaton et al., 1992) gemacht, sind jedoch bei numerischer Berechnung (bisher) nicht nötig, weil sie durch die begrenzte Auflösung des Energiegitters nicht erfaßt würden.

Ein durch Photoionisation "erzeugtes" Elektron besitzt die kinetische Energie $E_{\mathrm{kin}} = h\nu_{\mathrm{inc}} - h\nu_{ij}$, wenn $h\nu_{\mathrm{inc}}$ die Energie des einfallenden Photons war. Diese Energie trägt zur lokalen Elektronentemperatur bei, worauf im Abschnitt über das thermische Gleichgewicht noch eingegangen wird.

### 3.1.2 Die Stoßionisation

Die Stoßionisation bezeichnet die Ionisation eines Elements durch die Kollision mit einem freien Elektron:

$$X^{+i} + \mathrm{e}^- \longrightarrow X^{+i+1} + \mathrm{e}^- + \mathrm{e}^-.$$

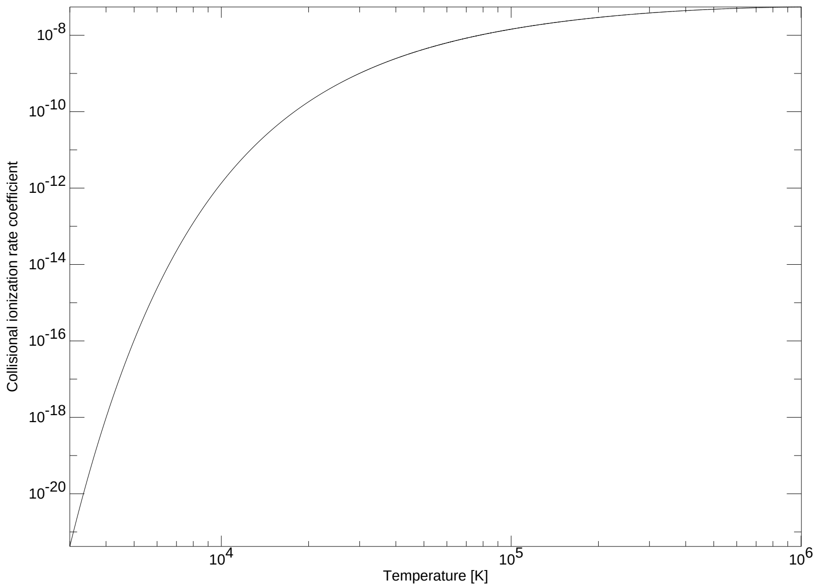


Abbildung 3.2: Ratenkoeffizient für Stoßionisation von Sauerstoff in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur, berechnet nach Voronov (1997)

Ionisationen durch Stösse zwischen Ionen sind sehr selten und daher in ausgezeichneter Näherung vernachlässigbar; allenfalls Kollisionen zwischen Wasserstoffionen bzw. -atomen und Ionen spielen eine Rolle (siehe Ladungstransfer). Für die Zahl der Stoßionisationen pro Volumen- und Zeiteinheit gilt

$$P_{ij,\mathrm{col}} = \alpha_{ij,\mathrm{col}} n_e n_{ij}, \tag{3.5}$$

mit dem Stoßionisationsquerschnitt $\alpha_{ij,\mathrm{col}}$ und der lokalen Elektronendichte $n_\mathrm{e}$. Auch hier ist der Wirkungsquerschnitt nur für wasserstoffähnliche Ionen analytisch berechenbar; Shull & Van Steenberg (1982) geben eine Näherung wie folgt an:

$$\alpha_{ij,\mathrm{col}} = A_{ij,\mathrm{col}} T^{1/2} \left(1 + 0.1 \frac{T}{T_{ij,\mathrm{col}}}\right)^{-1} \mathrm{e}^{-(T_{ij,\mathrm{col}}/T)}. \tag{3.6}$$

Dabei sind $A_{ij,\mathrm{col}}$ und $T_{ij,\mathrm{col}}$ ionenabhängige Konstanten, die von Shull & Van Steenberg (1982) tabelliert wurden.
Im Gegensatz zur Photoionisation ist die Stoßionisationsrate nicht direkt vom Strahlungsfeld abhängig, sondern nur indirekt über die lokale Elektronentemperatur. Abb. 3.2 zeigt die Temperaturabhängigkeit des Ratenkoeffizienten der Stoßionisation für Sauerstoff.

### 3.1.3 Die Autoionisation (Auger-Effekt)

Während Stoßionisationen fast ausschliesslich die äußeren Elektronen eines Elements freisetzen, sind bei der Photoionisation oft Elektronen der inneren Schalen betroffen. Die so entstandenen

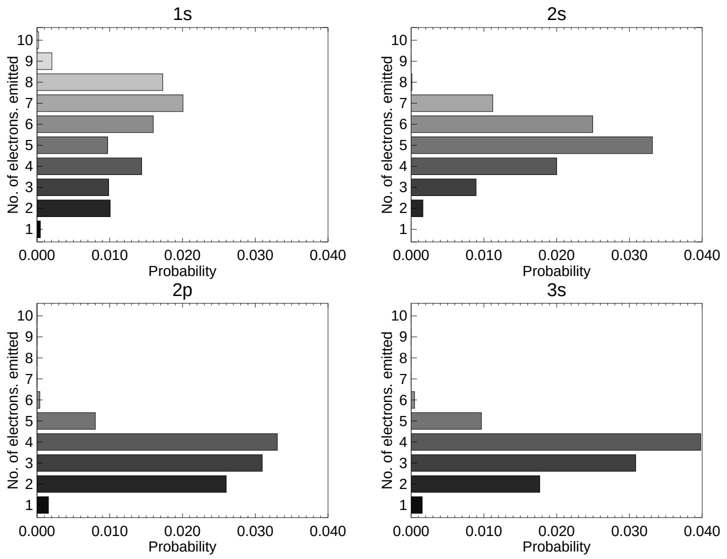


Abbildung 3.3: Elektronenausbeuten pro Photoionistationsprozeß für verschiedene Unterschalen von neutralem Eisen (nach Kaastra & Mewe (1993)). Die Diagramme geben die Wahrscheinlichkeit für die Kaskadenemission einer bestimmten Anzahl von Auger-Elektronen, abhängig von der Schale der primären Ionisation.

Ionen befinden sich daher in einem hochangeregten Zustand. Statt durch Strahlung kann die Abregung auch strahlungslos über die Emission eines zweiten Elektrons erfolgen, so daß ein Photoionisationsprozeß bereits eine zweifache Ionisation zur Folge hätte. Da das nun entstandene Ion aber wiederum hochangeregt ist, kann durch eine Kettenreaktion ein hochionisierter Zustand des Elements entstehen:

$$\begin{array}{lcl} X^{+i} + h\nu & \longrightarrow & X^{(+i+1)^*} + e^- \\ & & \downarrow \\ & & X^{(+i+2)^*} + e^- \\ & & \vdots \\ & & X^{(+i+k)} + e^-. \end{array}$$

Kaastra & Mewe (1993) geben die Wahrscheinlichkeiten für Autionisationsprozesse infolge der Ionisation einer inneren Schale für alle Ionisationsstufen der Elemente Beryllium bis Zink an. Für neutrales Eisen sind diese Wahrscheinlichkeiten nach der primär ionisierten Unterschale aufgeteilt in Abb. 3.3 dargestellt.

### 3.1.4 Der Ladungstransfer

Ladungstransferreaktionen tragen sowohl zur Rekombination als auch zur Ionisation bei, da bei diesem Prozeß ein gebundenes Elektron zwischen zwei Ionen ausgetauscht wird. Besonders wahrscheinlich ist dies dann, wenn die Ionisationspotentiale der beiden beteiligten Ionen etwa gleich sind (Unterschiede im meV-Bereich). Wegen der Dominanz von Wasserstoff und Helium in astrophysikalischen Plasmen spielen praktisch nur Reaktionen unter Beteiligung dieser beiden Elemente eine Rolle; dabei können Ladungstransferreaktionen mit Helium in erster Näherung vernachlässigt werden.
Allgemein haben die Reaktionen die Form

$$X^{+i} + H \longrightarrow X^{+(i-1)} + H^{+},$$

wobei die Reaktionsgleichung in beiden Richtungen gültig ist. In der dargestellten Form bezeichnet man sie als Ladungstransfer*rekombination*, in der umgekehrten als Ladungstransfer*ionisation*. Der Ladungstransfer beeinflusst vor allem das Ionisationsgleichgewicht für Ionen der Elemente Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Neon (Osterbrock, 1989).
Da die Reaktion in beiden Richtungen ablaufen kann, ist das lokale Verhältnis von HI und HII entscheidend für den Nettobeitrag des Ladungstransfers. Die Zahl der Ladungstransferionisationen pro Zeit- und Volumeneinheit ist gegeben durch

$$P_{ij,\mathrm{cti}} = n_{10} n_{ij} \alpha_{\mathrm{cti}}, \tag{3.7}$$

die der Ladungstransferrekombinationen durch

$$D_{ij,\mathrm{ctr}} = n_{11} n_{i(j-1)} \alpha_{\mathrm{ctr}}. \tag{3.8}$$

Die Ratenkoeffizienten $\alpha_{\mathrm{cti}}$ und $\alpha_{\mathrm{ctr}}$ wurden von Kingdon & Ferland (1996) für die 30 leichtesten Elemente tabelliert. Abb. 3.4 stellt das nach dieser Näherung berechnete Verhältnis $\alpha_{\mathrm{cti}}/\alpha_{\mathrm{ctr}}$ in Abhängingkeit von $T$ für die Reaktion $O^{+} + H \rightarrow O^{0} + H^{+}$ dar.
Seinem Wesen nach kann der Ladungstransfer nicht eindeutig den Ionisations- bzw. Rekombinationsprozessen zugeordnet werden, da hier erstens beide Reaktionen zur gleichen Zeit stattfinden und zweitens die Dominanz des einen oder anderen Prozesses empfindlich von den lokalen Ionenhäufigkeiten abhängt. Zudem ist die Integration in die Gleichungen des Ionisationsgleichgewichts problematisch, worauf an entsprechender Stelle noch eingegangen wird.

### 3.1.5 Die Strahlungsrekombination

Die Strahlungsrekombination bezeichnet den Einfang eines freien Elektrons durch ein Ion unter Abgabe von Strahlung,

$$X^{+i} + e^{-} \longrightarrow X^{+(i-1)} + h\nu.$$

Die Strahlungsrekombination ist der zur Photoionisation inverse Prozeß.

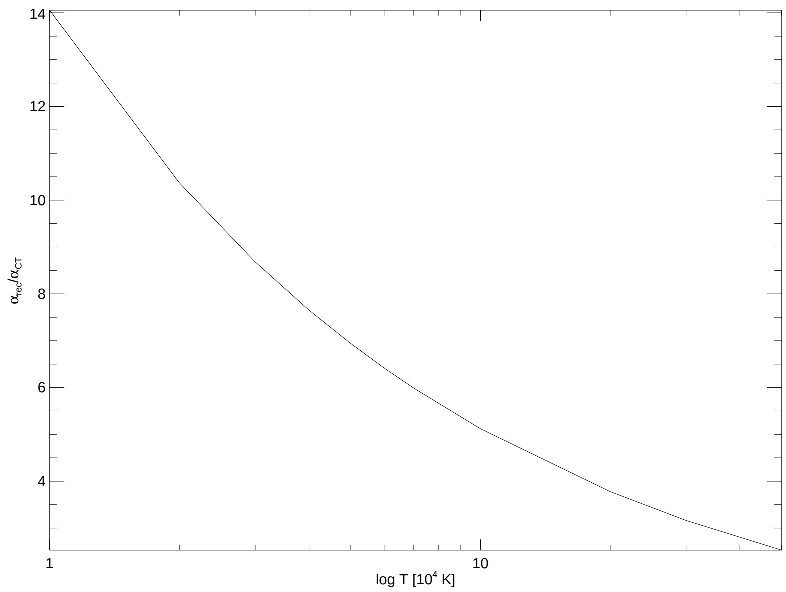


Abbildung 3.4: Verhältnis der Landungstransferionistation und -rekombinationsratenkoeffizienten für OI und OII

Für die Zahl der Rekombinationen pro Volumen- und Zeiteinheit gilt

$$D_{ij,\mathrm{rec}} = n_\mathrm{e} n_{ij} \beta_{ij,\mathrm{rec}}(T), \tag{3.9}$$

mit der Elektronendichte $n_\mathrm{e}$ und dem Rekombinationskoeffizienten $\beta_{ij,\mathrm{rec}}(T)$. Der Rekombinationskoeffizient ergibt sich als Summe der Rekombinationskoeffizienten in die einzelnen Energieniveaus

$$\beta_{ij,\mathrm{rec}} = \sum_n \sum_{l=0}^{n-1} \alpha_{ij,\mathrm{rec}}^{nl}(T),$$

mit Hauptquantenzahl $n$ und Drehimpulsquantenzahl $l$. Der Rekombinationskoeffizient läßt sich aus dem Rekombinationsquerschnitt wie folgt berechnen (Osterbrock, 1989)

$$\alpha_{ij,\mathrm{rec}}^{nl}(T) = \int_0^\infty v \sigma_{ij,\mathrm{rec}}^{nl}(v) f(v) \mathrm{d}v, \tag{3.10}$$

mit der Elektronengeschwindigkeit $v$, dem Rekombinationsquerschnitt $\sigma_{ij,\mathrm{rec}}^{nl}$ und der Verteilungsfunktion der Elektronengeschwindigkeiten $f(v)$. Im Fall einer *Maxwell-Boltzmann-Verteilung* gilt

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} v^2 \mathrm{e}^{-mv^2/2kT}, \tag{3.11}$$

mit der Temperatur $T$ des freien Elektronengases.
Die Rekombinationsquerschnitte lassen sich über die *Milne-Relationen* aus den Photoionisationsquerschnitten bestimmen

$$\sigma^{nl}_{ij,\mathrm{rec}}(v) = \frac{g_l}{g_{l+1}} \frac{h^2\nu^2}{m^2c^2v^2} \sigma^{nl}_{ij,\mathrm{pho}}, \tag{3.12}$$

wobei $g_L$ die statistischen Gewichte (Entartungen) der betroffenen Niveaus sind. Im Gegensatz zur Photoionisation müssen bei der Rekombination auch Rekombinationen in andere als den Grundzustand betrachtet werden, woraus sich ein Rekombinationsspektrum mit einigen Kanten ergibt.

### 3.1.6 Strahlungslose Rekombination

Bei der strahlungslosen oder dielektronischen Rekombination wird die freigesetzte kinetische und Bindungsenergie des eingefangenen Elektrons nicht unmittelbar als Photon abgegeben, sondern zur Anregung eines anderen Elektrons verwendet.

$$X^{+i} + \mathrm{e}^- \longrightarrow X^{(+i-1)^{**}}.$$

Im allgemeinen liegt das Ion dann in einem doppelangeregten Zustand vor. Das Ion kann seine Anregungsenergie nun entweder durch Autoionisation und damit der Rückkehr in den ursprünglichen Ionisationszustand oder durch Strahlungsabregung verlieren. Wichtig für das Ionisationsgleichgewicht ist daher nur die Nettorekombinationsrate, die wie folgt ausgedrückt werden kann:

$$D_{ij,\mathrm{drc}} = \beta_{ij,\mathrm{drc}} n_\mathrm{e} n_{ij}, \tag{3.13}$$

mit dem Ratenkoeffizienten $\beta_{ij,\mathrm{drc}}$, für den ebenfalls Shull & Van Steenberg (1982) eine Näherung angeben. Es gilt

$$\beta_{ij,\mathrm{drc}} = A_{ij,\mathrm{drc}} T^{-3/2} \mathrm{e}^{-T_{ij,0}/T} \left(1 + B_{ij,\mathrm{drc}} \mathrm{e}^{-T_{ij,1}/T}\right),$$

mit den tabellierten Konstanten $A_{ij,\mathrm{drc}}$, $B_{ij,\mathrm{drc}}$, $T_{i,0}$ und $T_{i,1}$

### 3.1.7 Gleichungen des Ionisationsgleichgewichts

Nun können die Ergebnisse der obigen Abschnitte zusammengefaßt werden; im Gleichgewicht muß für jede Ionensorte gelten

$$(\text{Zahl der Ionisationen}) = (\text{Zahl der Rekombinationen})$$

pro Volumen- und Zeiteinheit.
Seien zunächst Ladungstransfer und Autoionisation vernachlässigt, so ergeben sich Gleichungen der folgenden Struktur:

$$P_{ij,\mathrm{ph}} + P_{ij,\mathrm{col}} = D_{i(j-1),\mathrm{rec}} + D_{i(j-1),\mathrm{drc}} + P_{i(j+1),\mathrm{ph}} + P_{i(j+1),\mathrm{col}}. \tag{3.14}$$

Substitution der Gleichungen 3.2-3.13 ergibt

$$\begin{array}{rcl} n_{ij} & \times & \underbrace{(\alpha_{ij,\mathrm{ph}} + \alpha_{ij,\mathrm{col}} n_e)}_{\Gamma_{ij}} \\ -n_{i(j+1)} & \times & \underbrace{(\beta_{i(j+1),\mathrm{rec}} n_e + \beta_{i(j+1),\mathrm{drc}})}_{\gamma_{i(j+1)}} \\ -n_{i(j-1)} & \times & \underbrace{(\alpha_{i(j-1),\mathrm{ph}} + \alpha_{i(j-1),\mathrm{col}} n_e)}_{\Gamma_{i(j-1)}} \quad = 0. \end{array}$$

Das System der Gleichungen läßt sich mittels einer Matrixgleichung kompakt ausdrücken:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \Gamma_{10} & -\gamma_{11} & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -\Gamma_{10} & \Gamma_{11} & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma_{20} & -\gamma_{21} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\Gamma_{20} & \Gamma_{21} & -\gamma_{22} & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Gamma_{21} & \Gamma_{22} & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & -\Gamma_{N(N-1)} & \Gamma_{NN} \end{pmatrix}}_{R} \underbrace{\begin{pmatrix} n_{10} \\ n_{11} \\ n_{20} \\ n_{21} \\ n_{22} \\ \vdots \\ n_{NN} \end{pmatrix}}_{\vec{n}} = 0, \tag{3.15}$$

d.h. $R\vec{n} = 0$ mit der Ratenmatrix $R$ und dem Ionendichtevektor $\vec{n}$. Die Struktur der Matrix (ohne Autoionisation und Ladungstransfer) ist *tridiagonal* , was den Rechenaufwand für die Lösung der Gleichung erheblich vermindert (geeignete Algorithmen finden sich beispielsweise in Press et al. (1992) ). Manche Autoren ziehen es vor, die Ratenmatrix durch Addition zweier aufeinanderfolgender Reihen in eine *bidiagonale* Form zu bringen (Halpern & Grindlay, 1980). Ein Element der Kernladungszahl $Z$ bringt eine $Z \times Z$-Submatrix in die Ratenmatrix ein, die ihrerseits von tridiagonaler Struktur ist.
Es darf nicht vergessen werden, daß $R = R(T, n_e, J_\nu(\vec{r}))$, d.h. die weiter unten behandelten thermischen und Strahlungstransportgleichgewichte müssen zusammen mit der Lösung von Gleichung 3.15 berechnet werden.

**Einbeziehung der Autoionisation**

Die Einbeziehung der Autoionisation zerstört die Tridiagonalität der Ratenmatrix, da sie Verbindungen zwischen Ionisationsstufen eines Elements schafft, die sich um mehr als eins unterscheiden. Da sich dadurch der Aufwand für die numerische Lösung der Ratengleichung erhöht, ist der Erhalt der Struktur wünschenswert. Reynolds (1996) macht daher grundsätzlich die Annahme, daß die Ionisation neutraler Atome zur Emission von zwei Elektronen führt und notiert zur Rechtfertigung den geringen Einfluß der Autoionisation auf das Ionisations- und thermische Gleichgewicht photoionisierter Plasmen.
Weisheit (1974) schlägt ein Verfahren vor, das die tridiagonale Struktur der Matrix erhält und das hier am Beispiel von Ionen mit Kernladungszahlen $Z < 10$ erläutert werden soll. Zunächst

werden jeweils zwei aufeinanderfolgende Zeilen einer Element-Submatrix addiert, was zu Gleichungen der Form $\tilde{\Gamma}_{ij} = \gamma_{ij+1}$ mit $\tilde{\Gamma}_{ij} = \Gamma_{ij} - \gamma_{ij}$ führt. Anschließend wird eine effektive Ionisationsrate $\tilde{\Gamma}_{ij}^{\text{eff}}$ eingeführt, die die Ionisationsrate wie folgt modifiziert:

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma}_{Z0}^{\text{eff}} &= \tilde{\Gamma}_{Z0}, \\ \tilde{\Gamma}_{Zj}^{\text{eff}} &= \tilde{\Gamma}_{Zj} + \frac{n_{\text{e}}\gamma_{Zj}}{n_{ij}}\left[\tilde{\Gamma}_{Z(j-1)}(K)/\tilde{\Gamma}_{Z(j-1)}^{\text{eff}}\right] \qquad 0 < j \leq Z-2 \\ \tilde{\Gamma}_{Zj}^{\text{eff}} &= \tilde{\Gamma}_{Zj}, \qquad j > Z-2. \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet $\tilde{\Gamma}_{Z(j-1)}(K)$ die Ionisationsrate für die K-Schale des Ions. Auf diese Weise bleibt die Struktur der Ratenmatrix erhalten. Für Elemente mit $Z > 10$ müssen entsprechende Modifikationen auch für primäre Ionisationen in der L- und M-Schale hinzugefügt werden.

#### Einbeziehung des Ladungstransfers

Ebenfalls problematisch ist die Einbeziehung des Ladungstransfers, da hier Produkte der Form $n_{1k}n_{ij}$ und $n_{2k}n_{ij}$ auftreten und die Gleichungen dadurch nichtlinear werden. Die Lösung des Problems besteht in der Verwendung von Netto-Ladungstransferkoeffizienten, die die Ladungstransferionisationsrate entsprechend der gleichzeitig stattfindenden Ladungstransferrekombination reduziert. Der entscheidende Schritt ist nun, für die Wasserstoff- und Heliumionendichten die aus der vorherigen Iteration (siehe Abschnitt 3.4) stammenden Werte zu verwenden, in der Annahme, daß sich diese Werte während eines Iterationsschritts nicht zu sehr ändern. Der so entstehende Fehler sollte mit der zunehmenden Stabilisierung des Modells verschwinden.

## 3.2 Das thermische Gleichgewicht

Die Gleichungen des thermischen Gleichgewichts ergeben sich aus ähnlichen Betrachtungen wie die des Ionisationsgleichgewichts. Da einige der oben behandelten Prozesse temperaturabhängig sind und die Heizungs- und Kühlungsprozesse ihrerseits von der Ionisationsstruktur der Wolke abhängen, können die Gleichungen nicht unabhängig voneinander gelöst werden.
Energiequellen des Elektronenplasmas sind die Photoionisation und Compton-Streuung, denen als Energiesenken die Strahlungs- und strahlungslose Rekombination, Bremsstrahlung und Linienkühlung gegenüberstehen.

### 3.2.1 Energieeintrag durch Photoionisation

Wie bereits in Abschnitt 3.1.1 festgestellt, ist die Energie eines Photoelektrons gleich der Energiedifferenz zwischen dem Ionisationspotential des Elements und der Energie des ionisierenden Photons. Durch eine geringe Modifikation von Gleichung 3.1 ergibt sich der Energieeintrag pro Volumen- und Zeiteinheit als

$$G_{ij,\text{pho}} = n_{ij} \int_{\nu_{ij}}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} \sigma_{ij} h(\nu - \nu_{ij}) \mathrm{d}\nu, \tag{3.16}$$

mit Bezeichnungen wie oben. Durch die häufigen Stöße zwischen den freien Elektronen stellt sich eine Maxwell-Verteilung der Elektronenenergien ein, der man eine Temperatur $T$ zuordnen kann.
Die Berechnung des Energieeintrags durch Photoionisation wird wiederum durch Autoionisationsprozesse erschwert. Allerdings wird der Energieeintrag durch Photoionisation sehr stark durch Ionisation von Wasserstoff und Helium dominiert, so daß der Beitrag der schweren Elemente (bei denen Autoionisation relevant ist) in guter Näherung vernachlässigt werden kann (Osterbrock, 1989).

### 3.2.2 Energieeintrag und -verlust durch Compton-Streuung

Comptonstreuung ist die Streuung von Photonen an freien Elektronen

$$h\nu + \mathrm{e}^- \longrightarrow h\nu' + \mathrm{e}^-.$$

Dabei ist die Energie des resultiernden Photons $h\nu'$ abhäbgig vom Stoßwinkel und der Energie des freien Elektrons. Daher trägt Compton-Streuung sowohl zur Heizung ($h\nu' < h\nu$) als auch zur Kühlung ($h\nu' > h\nu$, wird oft als *inverse* Compton-Streuung bezeichnet) des Elektronengases bei.
Reynolds (1996) gibt für die Nettoheizrate den näherungsweise gültigen Ausdruck

$$G_{\mathrm{comp}} = \frac{n_{\mathrm{e}}\sigma_{\mathrm{T}}L}{4\pi R^2 m_{\mathrm{e}}c^2}\left(\frac{h\nu_{\mathrm{max}}}{\Lambda} - 4k_{\mathrm{B}}T\right), \tag{3.17}$$

mit den Konstanten $\Lambda$ und $\nu_{\mathrm{max}}$ an, die von der genauen Form des einfallenden Spektrums abhängen.

### 3.2.3 Energieverlust durch Rekombination

Durch Rekombinationen wird dem freien Elektronengas Energie entzogen. Für den Energieverlust durch Rekombination pro Volumen- und Zeiteinheit gilt

$$L_{ij,\mathrm{rec}} = n_e n_{ij} kT\beta_{ij,\mathrm{rec}}(T), \tag{3.18}$$

mit dem Rekombinationsratenkoeffizienten $\beta_{ij,\mathrm{rec}}(T)$. Kühlung durch Rekombination trägt allerdings nur wenig zum thermischen Gleichgewicht bei, verglichen mit den Energieverlustformen, die ohne Rekombinationen funktionieren und im folgenden besprochen werden.

### 3.2.4 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Bremsstrahlung entsteht durch die Beschleunigung von freien Elektronen im elektrischen Feld von Ionen der Ladung $Z$,

$$X^{+i} + e^- \longrightarrow X^{+i} + e^- + h\nu.$$

Dabei gilt für die Energieverlustrate pro Volumen- und Zeiteinheit (Osterbrock, 1989)

$$L_{ij,\mathrm{FF}} = 1.42 \times 10^{-27} Z^2 T^{1/2} g_{ff} n_e n_{ij}, \tag{3.19}$$

mit dem *Gaunt-Faktor* $g_{ff}$ für Bremsstrahlung, der von $n_e$ und $T$ abhängig ist (siehe z.B. Rybicki & Lightman (1979)).

### 3.2.5 Energieverlust durch stoßangeregte Emissionslinien

Der bei weitem wichtigste Kühlprozeß ist die Kühlung durch stoßangeregte Emissionlinien

$$\begin{array}{ccc} X^{+i} + \mathrm{e}^- & \longrightarrow & X^{(+i)^*} + \mathrm{e}^- \\ & & \downarrow \\ & & X^{+i} + h\nu, \end{array}$$

da hier metastabile Energieniveaus angeregt werden. Die beim Zerfall dieser Zustände abgegebenen Photonen können jedoch nicht durch ein Ion derselben Sorte absorbiert werden, da es sich meist um verbotene oder halbverbotene Linien handelt. Daher ist die Entweichwahrscheinlichkeit dieser Photonen sehr hoch, wodurch die Gaswolke Energie verliert. Viele der sogenannten Nebellinien, die früher große Interpretationsschwierigkeiten bereiteten ("Nebulium"), sind solche stoßangeregten Emissionslinen.
Zweigle (1996) stellt ein Verfahren zur Behandlung dieses Kühlprozesses in einer Zweiniveau-Näherung für die beteiligten Atome dar. Demnach ist die Kühlrate gegeben durch

$$L_{ij,\mathrm{CE}} = n_{ij,2} A_{ij,21} h\nu_{ij,21} = n_\mathrm{e} n_{ij,1} q_{ij,12}(T) h\nu_{ij,21} \left[1 + \frac{n_e q_{ij,21}(T)}{A_{ij,21}}\right]^{-1}, \tag{3.20}$$

mit dem Einsteinkoeffizienten $A_{ij,21}$ des spontanen Übergangs zwischen dem Niveau 2 und 1, und den Stoßanregungs und -abregungskoeffizienten $q_{ij,12}(T)$ und $q_{ij,21}(T)$. Die Volumendichte von angeregten Ionen im Zustand 1 $n_{ij,1}$ und im Zustand 2 $n_{ij,2}$ ergibt sich aus der Gleichgewichtsbedingung

$$n_\mathrm{e} n_{ij,1} q_{ij,12}(T) = n_\mathrm{e} n_{ij,2} q_{ij,21}(T) + n_{ij,2} A_{ij,21}.$$

Zwischen den Koeffizienten $q_{ij,12}(T)$ und $q_{ij,21}(T)$ besteht zudem folgender Zusammenhang

$$q_{ij,12}(T) = \frac{g_{ij,2}}{g_{ij,1}} q_{ij,21}(T) \mathrm{e}^{-(\Delta E)/(k_\mathrm{B} T)},$$

mit den statistischen Gewichten $g_{ij}$ und der Energiedifferenz $\Delta E$ der beiden Niveaus. Näherungswerte für die $q_{ij}$ finden sich zum Beispiel bei Osterbrock (1989).

### 3.2.6 Gleichung des Temperaturgleichgewichts

Im Gleichgewichtszustand müssen sich Energieeintragsrate und Energieverlustrate genau ausgleichen:

$$(\text{Energieeintrag}) = (\text{Energieverlust})$$

Unter Verwendung der Gleichungen 3.16-3.20 ergibt sich

$$G_{ij,\text{pho}} + G_{\text{comp}} = L_{ij,\text{rec}} + L_{ij,\text{FF}} + L_{ij,\text{CE}}. \tag{3.21}$$

Wie die Gleichungen des Ionisationsgleichgewichts ist auch diese Gleichung abhängig von der Elektronentemperatur $T$, den lokalen Häufigkeiten der Ionensorten $n_{ij}$, der lokalen Elektronendichte $n_\text{e}$ und dem lokalen Strahlungsfeld $J_\nu(\vec{r})$; die Gleichungen des Ionisationsgleichgewichts und die des Temperaturgleichgewichts müssen daher zusammen gelöst werden (siehe Abschnitt 3.4).

## 3.3 Strahlungstransport und Linienemission

Von der Modifikation der einfallenden Strahlung, das heißt der eigentlichen Ursache für die Bildung photoionisierter Plasmen, war bisher nicht die Rede. Dabei bildet dieser Teil einen der wichtigsten Aspekte der Simulationen, weil sich hieraus Resultate ergeben, die mit Beobachtungen verglichen werden können. In diesem Abschnitt wird daher die Strahlungstransportgleichung für das primäre Kontinuum untersucht sowie die Art der vorhandenen Emissionslinien und ihre Berücksichtigung kurz besprochen.

### 3.3.1 Die Strahlungstransportgleichung

Die Strahlungstransportgleichung lautet in ihrer allgemeinsten Form (Rybicki & Lightman, 1979)

$$\frac{\mathrm{d}J_\nu}{\mathrm{d}s} = -\alpha_\nu J_\nu + j_\nu, \tag{3.22}$$

mit dem Absorptionskoeffizienten $\alpha_\nu$ und dem Emissionskoeffizienten $j_\nu$, die von der momentanen Ionisationsstruktur abhängen, sowie der spezifischen Intensität $J_\nu$. Der Absorptionskoeffizient ergibt sich aus einer Kombination der verschiedenen Beiträge zur Absorption der einfallenden Strahlung, im wesentlichen Photoionisation und Rayleigh-Streuung; in den Emissionkoeffizienten gehen hier die Rekombinationsstrahlung und Beiträge von Bremsstrahlung und Comptonstreuung ein.
Das Strahlungsfeld $J_\nu$ setzt sich aus dem primären Kontinuum $J_{\nu,\text{p}}$ und dem diffusen Kontinuum $J_{\nu,\text{d}}$ zusammen. Mit dieser Zerlegung läßt sich die Modifikation des primären Kontinuums schreiben als (Osterbrock (1989))

$$J_{\nu,\text{p}}(r) = J_{\nu,\text{p}}(R_0)\mathrm{e}^{-\tau_\nu(r)},$$

mit dem Abstand des inneren Rands der Gaswolke von der Quelle $R_0$ und der optischen Tiefe $-\tau_\nu(r)$ in der Tiefe $r$ der Gaswolke, die sich wie folgt berechnen läßt

$$\tau_\nu(r) = \int_{R_0}^{r} \sum_{i,j} n_{ij}(r)\sigma_{ij,\mathrm{pho}}\mathrm{d}r.$$

Das diffuse Kontinuum besteht im wesentlichen aus der Rekombinationsstrahlung und wird isotrop emittiert, was seine Behandlung schwierig macht. Oft verwendet werden daher zwei Näherungen, die im folgenden kurz vorgestellt werden sollen.

#### On-the-spot-Approximation (OSA)

Die OSA geht davon aus, daß Rekombinationen in den Grundzustand durch eine sofortige Ionisation in unmittelbarer Umgebung ausgeglichen werden. Bei der Berechnung des lokal emittierten Strahlungsfelds werden daher Rekombinationen in den Grundzustand nicht berücksichtigt. Mit dieser Annahme läßt sich ein mittleres diffuses Strahlungsfeld für jede Tiefe $r$ der Wolke berechnen. Da der hier verwendete Photoionisationscode CLOUDY (siehe unten) zwar die Möglichkeit zur Verwendung der OSA bietet, die Grundeinstellung allerdings die nachfolgend beschriebene Outward-only-Approximation ist, soll hier nicht weiter auf die OSA eingegangen werden.

#### Outward-only-Approximation (OOA)

Im Gegensatz zur OSA werden bei der OOA auch Rekombinationen in den Grundzustand berücksichtigt. Allerdings geht die OOA davon aus, das jedes Photon des diffusen Strahlungsfelds früher oder später den Nebel in radialer Richtung verlassen wird, was für eine Punktquelle und eine geschlossene Geometrie richtig ist, für eine offene Geometrie allerdings nur eine Näherung darstellt. Mit dieser Annahme kann die gesamte lokal reemittierte Strahlung als nach außen gerichtet betrachtet werden; für offene Geometrien wird diese Strahlung entsprechend des Bedeckungsfaktors (siehe Kapitel 4) reduziert. Das lokale diffuse Strahlungsfeld ergibt sich daher einfach aus der Summe der Rekombinationsraten in die verschiedenen Niveaus der beteiligten Ionen.

### 3.3.2 Linienemission

Der komplizierteste Teil der Simulationen ist die Berechnung und Berücksichtigung der Linienemission. Im wesentlichen müssen drei Typen von Linien betrachtet werden:

- *Rekombinationslinien*, die nach Rekombinationen in andere Zustände als den Grundzustand durch Zerfall dieser Zustände entstehen.

- *Stoßangeregte Emissionlinien*, die nach Anregung durch Kollisionen mit Elektronen des freien Elektronenplasmas entstehen.

- *Resonanzlinien*, die durch Photonen angeregt werden; diese Photonen stammen meist aus der Linienemission anderer Ionensorten, wobei die Ähnlichkeit der Anregungsenergien des emittierenden Ions und des absorbierenden Ions hier eine entscheidende Rolle spielt.

Von den eben vorgestellten Linien liefern nur die Rekombinationslinien einen wesentlichen Beitrag im niederenergetischen Röntgenspektrum, da Elektronen mit ausreichenden Energien für Stoßanregungen zu selten sind und Resonanzprozesse im wesentlichen zwischen optischen Linien eine Rolle spielen.
Die Berechnung des emittierten Linienspektrums stützt sich auf Modellatome, da unmöglich alle Niveaus der beteiligten Elemente berücksichtigt werden können. Für diese Modellatome werden dann die Besetzungszahlen unter Gebrauch der Saha- und Boltzmann-Gleichungen berechnet, die mit *Deviationskoeffizienten* $b_{\mathrm{nl}}$ versehen werden, berechnet. Diese Deviationskoeffizienten sind im allgemeinen abhängig von der Gasdichte und der Elektronentemperatur und beschreiben die Abweichung der Besetzungszahlen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht. Nachdem die Besetzungszahlen der Niveaus berechnet wurden, wird mit Hilfe einer *Kaskadenmatrix*, die im wesentlichen die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den verschiedenen Niveaus beschreibt, die lokal emittierte Linienstrahlung bestimmt. Dieses Verfahren wird ausführlich in Osterbrock (1989) dargestellt.
Ein oft verwendetes Verfahren für die weitere Behandlung der Linienstrahlung ist das der *escape probabilities* . Hierbei wird mit den bekannten optischen Tiefen die Entweichwahrscheinlichkeit eines emittierten Photons aus der Gaswolke bestimmt und so die Linienstrahlung in ihrer Intensität entsprechend korrigiert. Da für die Bestimmung der optischen Tiefen die Häufigkeitsverteilung der Ionenspezies im simulierten Modell bereits bekannt sein muß, ist die Bestimmung der emittierten Linienstrahlung immer der letzte Schritt einer Simulation.

## 3.4 Berechnung des Modells

Nachdem nun alle physikalischen Voraussetzungen für die Berechnung photoionisierter Plasmen zusammengestellt wurden, soll hier die Berechnung des Modells erläutert werden.
Zunächst müssen Annahmen über die physikalischen Parameter des Modells gemacht werden; wichtig sind dabei insbesondere Form und Intensität des Quellspektrums, die Dichteverteilung des Nebels und die relativen Häufigkeiten der Elemente. Zudem muß die Geometrie der Gaswolke spezifiziert werden, d.h. ihre Ausdehnung, Entfernung von der Quelle, Bedeckungsfaktoren usw. Eine oft verwendete Vereinfachung ist die Betrachtung einer sphärischen oder planparalellen Geometrie. Ziel der Berechnungen ist es, die Ionisationsstruktur, die Temperaturverteilung und die Emission der Gaswolke zu berechnen.
Der erste Schritt ist die Zerlegung der Gaswolke in Schichten, für die jeweils die Gleichgewichte bestimmt werden sollen und die Angabe geeigneter Anfangsbedingungen für Temperatur und Ionenhäufigkeiten. Wird die OOA für die diffuse Strahlung verwendet, so sind die Ergebnisse für weiter innenliegende Schichten nicht von den Verhältnissen weiter außen abhängig. Die Berechnung des Modells stellt sich wie folgt dar:

1. Simultane Lösung der Gleichungen 3.15 und 3.21. Diese Lösung erfolgt iterativ: die Elektronendichte $n_\mathrm{e}$ wird auf dem Wert der vorherigen Iteration festgehalten, für die Temperatur wird der durch Gleichung 3.21 aus den vorherigen $n_{ij}$ und $n_\mathrm{e}$ bestimmte Wert verwendet. Für die erste Schicht ist das lokale Strahlungsfeld einfach das primäre Kontinuum, für alle anderen wird das entsprechend der OOA berechnete diffuse Strahlungsfeld der tieferliegenden Schichten hinzugefügt. Dann wird so lange iteriert, bis die Änderungen der einzelnen Größen kleiner als eine vorgegebene Grenze werden. Diese Prozedur wird für alle Schichten durchgeführt.

2. Aus den jetzt bekannten Temperaturen und Häufigkeitsverteilungen läßt sich die Linienemission des Nebels bestimmen.

Simulationsrechnungen zur Wechselwirkung von Röntgenquellen mit Gaswolken wurden erstmals von Tarter et al. (1969) durch geführt. In den neueren Untersuchungen von Halpern & Grindlay (1980) und Masai (1984) sind bereits die meisten der oben besprochenen Prozesse enthalten.

## 3.5 Der Photoionisationscode CLOUDY

Für alle Simulationen in der vorliegenden Arbeit wurde der Photoionisationscode CLOUDY ((Ferland, 1996)) verwendet. CLOUDY hat sich zu einem Standardwerkzeug für Photoionisationsrechnungen entwickelt und eignet sich zur Simulation so verschiedener Objekte wie galaktischen Molekülwolken und der Broad Line Region von AGN. Hier sollen kurz die wichtigsten Leistungsmerkmale von CLOUDY zusammengefaßt werden.

- Alle Elemente von Wasserstoff bis Zink und ihre Ionen werden simuliert.

- CLOUDY verwendet ein Zehn-Niveau-Modellatom für Wasserstoff, HeII und das HeI-Singulett, sowie ein Fünf-Niveau-Modellatom für das HeI-Triplett. Ionen, die nicht wasserstoff- oder heliumähnlich sind, werden durch eine Zweiniveau-Näherung dargestellt (Grundzustand und Kontinuum).

- Alle oben besprochenen Prozesse und noch einige weitere werden von CLOUDY bei der Simulation berücksichtigt.

- Die Liniendatenbank umfaßt $\sim 10^4$ Emissionlinien aller simulierten Elemente.

- Einige einfache dynamische Effekte, etwa stationäre Strömungen oder Turbulenzen können berücksichtigt werden.

- CLOUDYs Grundkonfiguration ist ein sphärisch symmetrisches Modell, wobei aber Bedeckungs- und Füllfaktoren variiert werden können, um ein "klumpiges" und "löchriges" Modell zu schaffen. Falls die Dicke der Gaswolke verglichen mit dem Abstand zur zentralen Quelle klein ist, ergibt sich ein im wesentlichen planparalleles Modell.

Ein neuerer Artikel von Ferland et al. (1998) geht genauer auf die einzelnen von CLOUDY verwendeten Modelle ein; dort ist auch die Herkunft der verwendeten Näherungen zusammengestellt.

# Kapitel 4

# Simulation der warmen Absorption

In Abgrenzung und im Vergleich zu anderen Modellrechnungen werden die Parameter des hier verwendeten Modells in diesem Kapitel zusammengestellt. An die Erläuterung des Eingangskontinuums schließt sich die Definition der festen und freien Parameter der Modellrechnungen an. Schließlich wird noch die Art der gewonnen Daten und ihre Vorbehandlung vor der eigentlichen Auswertung besprochen.

## 4.1 Bisherige Modellrechnungen

Es liegen bereits eine Reihe systematischer Untersuchungen der allgemeinen Eigenschaften warmer Absorber vor. Dieser Abschnitt geht an Beispielen auf deren Ergebnisse ein. Die den Beschreibungen erwähnten Größen werden in der weiter unter stehenden Begründung des in der vorliegenden Arbeit verwendeten Modells definiert.
Netzter (1993) untersucht die Abhängigkeit der warmen Absorption über einen weiten Bereich von Ionisationsparametern und Gasdichten. Zudem wurde der Bedeckungsfaktor variiert. Netzer betont die Bedeutung der Emission für sinnvolle Modelle des warmen Absorbers und stellt weiterhin eine nur geringe Abhängigkeit von der Gasdichte fest.
Reynolds & Fabian (1995) beschäftigen sich im wesentlichen mit der thermischen Stabilität des warmen Absorbers und untersuchen Modelle für die Herkunft der warm absorbierenden Materie. Insbesondere wird die Abhängigkeit der Stabilität von der Steigung des Potenzgesetzes im Röntgenbereich und einem möglichen soft excess betrachtet. Dabei finden die Autoren eine allgemein stabilisierende Wirkung steiler Röntgenspektren und stark ausgeprägter soft excesses auf den warmen Absorber.
Krolik & Kriss (1995) variieren in ihrer Arbeit die Wasserstoffsäulendichte und den Ionisationsparameter und untersuchen ein mögliche Korrelation von UV-Emissionlinien mit dem Zustand des warmen Absorbers. Die Autoren stellen fest, daß vor die beobachteten Sauerstoffabsorptionskanten gut mit ihren Modellen übereinstimmen, UV-Emissionslinien aber durch das primäre Kontinuum verdeckt werden.
Späteren Arbeiten verfeinern die Modelle und betrachten größere Parameterbereiche . So untersuchen beispielsweise Netzer (1996) die Abhängigkeit der Röntgenemissionlinien von Ioni-

sationsparameter und Säulendichte des warmen Absorbers, Nicastro et al. (1999a) den Einfluß von Turbulenzen. Allen Arbeiten ist jedoch gemeinsam, daß sie weder den Photonenindex im Röntgenbereich, noch die Stärke des soft excess systematisch variieren. Eine Ausnahme bilden Reynolds & Fabian (1995), die allerdings nicht den Einfluß dieser Parameter auf Strukturen im Röntgenspektrum untersuchen.
Die vorliegenden Arbeit betrachtet daher erstmals systematisch den Einfluß der Form des primären Röntgenspektrums auf die Absorptions- und Emissionsstrukturen im niederenergetischen Röntgenbereich. Aufgrund der in allen bisherigen Arbeiten festgestellten starken Abhängigkeit der Modelle von Ionisationsparameter und Säulendichte wurden auch hier diese Parameter variiert. Drei Faktoren bestimmen die Form des niederenergetischen primären Röntgenspektrums: der Photonenindex im Röntgenbereich $\Gamma_{\mathrm{x}}$, die Temperatur eines möglichen soft excess $T_{\mathrm{BB}}$ und die "UV-to-X-Ratio" $\alpha_{\mathrm{ox}}$. Da die Zahl der freien Parameter beschränkt bleiben mußte, wurde $\alpha_{\mathrm{ox}}$ festgehalten, während die beiden anderen Faktoren variiert wurden. Andere Kandidaten für Variationen, wie die geometrischen Größen Bedeckungs- und Füllfaktor, sowie die Elementhäufigkeit wurden auf Standardwerte gesetzt, da zum Teil Erkenntnisse über die tatsächlichen Werte dieser Parameter in warmen Absorbern fehlen.

## 4.2 Das Eingangsspektrum

Die Wahl eines geeigneten primären Kontinuumsspektrums stellt ein besonderes Problem des Modells dar. Die beobachteten Kontinua kommen nicht in Frage, da sie bereits beträchtliche Reprozessierungsprozesse hinter sich haben könnten, die nicht mit dem absorbierenden Medium in Verbindung stehen. Da in der vorliegenden Arbeit prinzipielle Schlüsse über Diagnostiken und Eigenschaften des warmen Absorbers innerhalb des Unifying Model gezogen werden sollen, kann das gewählte Eingangsspektrum nur teilweise auf Beobachtungen beruhen. Im folgenden sollen daher die verwendeten Emissionskomponenten nach ihrem Spektralbereich aufgeführt und auf ihre jeweilige Quelle bezogen werden. Es schließt sich eine Diskussion des Gesamtspektrums an, das mit den in bisherigen theoretischen Arbeiten verwendeten verglichen wird.

- **Radioemission** ($> 10\mu\mathrm{m}$)**:**
  Im Radiobereich folgt das Eingangsspektrum einem Potenzgesetz mit einem Spektralindex $\alpha$ von -2.5. Dieses Spektrum entspricht dem von selbstabsorbierter Synchrotonstrahlung und eignet sich gut zur Beschreibung von Radiokontinua radioleiser Quasare und Seyfert-Galaxien.

- **Infrarot- und optische Emission** ($10\mu\mathrm{m} - 400\mathrm{nm}$)**:**
  Auch dieser Energiebereich wird mit einem Potenzgesetz, hier mit $\alpha = 1$, beschrieben. Der in gemessenen Spektren sichtbare Infrarotbuckel um 1 $\mu$m (siehe Kapitel 1) wird nicht als Teil des primären Kontinuums betrachtet.

- **UV und Anfang des Röntgenspektrums** ($400\mathrm{nm} - \sim 0.1\mathrm{keV}$)**:**
  Der bei allen AGN beobachtet Anstieg der Energieausstrahlung oberhalb von $400\mathrm{nm}$ (big

blue bump) und der bei vielen AGN sichtbare soft excess im weichen Röntgenbereich werden heute als zusammenhängendes Phänomen gesehen: es handelt sich bei ihnen wahrscheinlich um den nieder- bzw. hochenergetischen Ausläufer der Akkretionsscheibenemission. Das von der Akkretionsscheibe ausgehende Spektrum wird hier näherungsweise durch das Spektrum eines schwarzen Körpers der Temperatur $E_{\rm BB} = kT_{\rm BB}$ beschrieben. Einer Anregung von Ferland (1996) folgend, wird das Spektrum mit Hilfe eines Potenzgesetzes und einem exponentiellen Abbruch dargestellt:

$$Ef_E \sim E^{-\alpha_{uv}+1}\mathrm{e}^{-E/E_{BB}},$$

mit der Steigung des UV-Potenzgesetzes $\alpha_{uv}$ und der Temperatur des schwarzen Körpers $E_{\rm BB}$. Im Modell wird der kanonische Wert $\alpha_{uv} \approx 0.5$ verwendet, $E_{\rm BB}$ wird variiert (siehe unten). Die unterschiedlichen Temperaturen verursachen einen mehr oder weniger starken soft excess, wobei der Übergang zwischen der Schwarzkörperstrahlung und dem Röntgenpotenzgesetz hier zwischen $0.1$ keV und $0.8$ keV liegt.

- **Röntgen- und Gammabereich** ($> 0.1\mathrm{keV}$)**:**
  Als Quelle dieser Strahlung wird eine Akkretionsscheibenkorona diskutiert, in der von der Akkretionscheibe emittierte optische Photonen durch inverse Comptonstreuung zu hochenergetischen Photonen konvertiert werden (Wilms, 1998). Dieser Teil des Spektrums läßt sich ebenfalls durch ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch beschreiben, wobei der Spektralindex des Potenzgesetzes variiert wird und die Abbruchenergie bei $150$ keV festgesetzt wird. Eine Skalierung der relativen Intensität vom optischen zum Röntgenbereich wird durch die "UV-to-X-Ratio" $\alpha_{\rm ox}$ erreicht (siehe unten).

Das beschriebene Spektrum wird in Abbildung 4.1 zusammen mit von anderen Autoren verwendeten Spektren dargestellt. Oberhalb von 400 nm sind die Spektren identisch, da hier ausreichend Messungen vorliegen und sich die meisten Autoren über diesen Bereich einig sind, wenn auch der genaue Ort des spektralen Übergangs zwischen infrarot/optischen und Radio-Potenzgesetz weiterhin diskutiert wird (Ferland, 1996). Auch oberhalb von 2 keV sind die Unterschiede der Spektren nicht wesentlich, zumal die höchstenergetischen Photonen aufgrund ihrer geringen Zahl, hohen Energie und entsprechend niedriger Wechselwirkungswahrscheinlichkeit allenfalls geringen Einfluß auf das Photoionisationsgleichgewicht des warmen Absorbers haben.
Die größten Unterschiede zwischen den bisher verwendeten Spektren liegen naturgemäß im Ultravioletten, da dort keine Beobachtungen möglich sind. Aus Abb. 4.1 ist ersichtlich, daß das in der vorliegenden Arbeit verwendete Spektrum in etwa zwischen denen von Mathews & Ferland (1987) und Krolik & Kriss (1995) liegt; dem Unterschied zwischen diesen beiden Spektren liegt offenbar ein Kontroverse zugrunde, wie weit man die im optischen und im weichen Röntgenbereich gefundenen Potenzgesetze ins UV extrapoliert: die in dieser Arbeit gemachtet Annahme eines schwarzen Körpers scheint daher theoretisch besser fundiert.
Ein weiterer Unterschied ist die Form der spektralen Übergänge im hochenergetischen Bereich. Durch die Verwendung der exponentialen Abbrüche und der Addition des UV und Röntgenspektralverteilungen werden Kanten vermieden und natürlichere Übergänge zwischen den Spektralbereichen geschaffen, was die Interpretation von Absorptionskanten erleichtern kann.

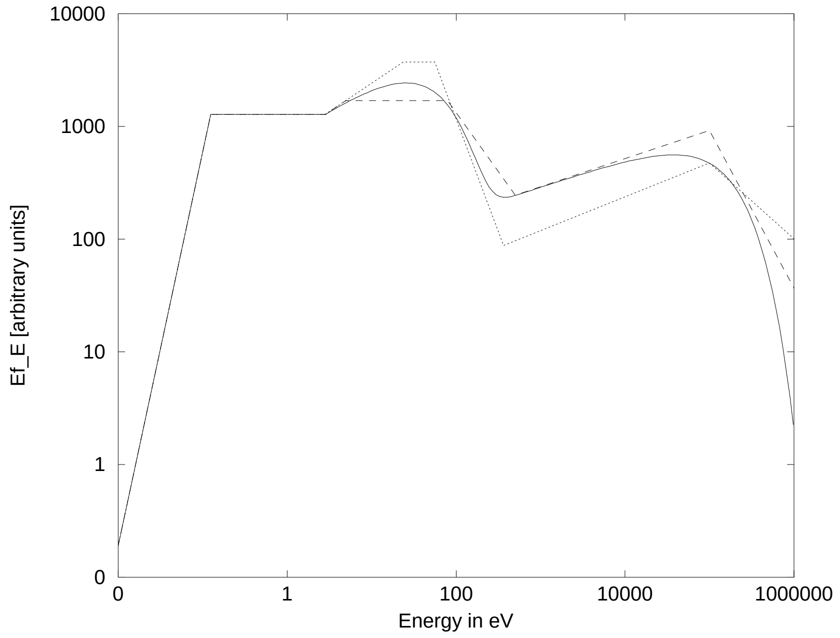


Abbildung 4.1: Primäre Kontinua von AGN. Hier verwendetes Modell (durchgezogene Linie), Mathews & Ferland (1987) (gestrichelte Linie), Krolik & Kriss (1995) (gepunktete Linie).

## 4.3 Feste Parameter

Gasdichte, Elementhäufigkeit, Bedeckungsfaktor sowie das Verhältnis von UV und Röntgenstrahlung werden im Modell nicht variiert.

### 4.3.1 Gasdichte

Die Gasdichte des Modells wird auf $n_{\mathrm{H}} = 10^{9.5}\mathrm{cm}^{-3}$ festgesetzt und entspricht damit der Gasdichte der BLR. Diese Wahl stützt sich auf zwei Argumente:

- Manche Autoren sehen einen Zusammenhang zwischen BLR und dem warmen Absorber, speziell diskutiert werden *Drei-Phasen-Modelle* (Reynolds, 1996), die von der eigentlichen BLR als “kalter” und dem warmen Absorber als “heißer” Phase eines einheitlichen Mediums ausgehen. Auf diese Art und Weise würden sowohl die BLR als auch der warme Absorber stabilisiert.

- Die Eigenschaften des absorbierten Spektrums sind in einem Bereich von $10^4 - 10^{14}\mathrm{cm}^{-3}$ von der Gasdichte weitgehend unabhängig (Netzer, 1996). Daher empfiehlt sich die Wahl eines mittleren Wertes.

### 4.3.2 Elementhäufigkeit

Die relativen Elementhäufigkeiten in den verschiedenen Regionen eines AGN sind ein problematisches Thema. Während in der NLR eindeutig Über- und Unterhäufigkeiten bestimmter Elemente festgestellt werden konnten, ist dies bei der BLR nicht der Fall. Die hohe Gasdichte und die daraus resultierende hohe Sternentstehungsrate in der Kernregion lassen allerdings eine hohe Metallizität des zirkumnuklearen Materials vermuten.
Die Unsicherheiten über die tatsächliche Elementhäufigkeit in der Umgebung von AGN ist eine der grundsätzlichen Einschränkungen der hier betrachteten Modelle. Es wäre wünschenswert, auch die Häufigkeitsverhältnisse bestimmter Elemente als freie Parameter des Modells zu behandeln. In der vorliegenden Arbeit war dies aufgrund zeitlicher Einschränkungen nicht möglich. Alle Modelle verwenden daher die Voreinstellung von CLOUDY, das sind kosmische Häufigkeiten nach Grevesse & Anders (1989) und Grevesse & Noels (1993)

### 4.3.3 Bedeckungsfaktor

Der Bedeckungsfaktor ist definiert als der Bruchteil des durch das photoionisierte Medium bedeckten Raumwinkels, von der Punktquelle aus gesehen:

$$f = \frac{\Omega}{4\pi}.$$

Bisherige Untersuchungen finden für etwa $50\%$ der Seyfert-Galaxien und radioleisen Quasare einen warmen Absorber (z.B. Reynolds (1996)); eine Interpretation der Sichtbarkeit von warmen Absorbern als Orientierungseffekt impliziert daher einen Bedeckungsfaktor von $f \approx 0.5$. Dieser Bedeckungsfaktor wurde dem hier verwendeten Modell zu Grunde gelegt. Ein weiterer geometrischer Faktor, der in Photoionisationsmodellen eine Rolle spielt, ist der Füllfaktor, der die "Klumpigkeit" eines Mediums beschreibt (Ferland, 1996). Dieser Faktor wirkt sich im allgemeinen insbesondere auf den Transport von Linienstrahlung aus. In Ermagelung entsprechender Untersuchungen wird der Füllfaktor hier nicht verwendet; das ist gleichbedeutend mit der Annahme einer kompakten, nicht fragmentierten Materiewolke.

### 4.3.4 Die "UV-to-X-Ratio" $\alpha_{ox}$

$\alpha_{ox}$ legt die relative Intensität zwischen UV- und Röntgenbereich fest, indem der Fluß bei $250$ nm und $2$ keV verglichen wird (Peterson, 1997)

$$\alpha_{ox} = -0.384 \frac{\log f_\nu(2\mathrm{keV})}{\log f_\nu(250\mathrm{nm})}.$$

Damit ist die UV-to-X-Ratio[1] ein Maß für die "Härte" des Spektrums. Gemessene Werte für $\alpha_{\rm ox}$ variieren in einem weiten Bereich zwischen 1.1 und 1.7, mit einem Maximum bei $\alpha_{\rm ox} \approx 1.4$ für

[1] Strenggenommen handelt es sich bei diesem Parameter nicht um ein Verhältnis, sondern um die Steigung eines imaginären Potenzgesetzes zwichen 250 nm und 2 keV. Der konstante Vorfaktor -0.384 ist nämlich gerade das logarithmische Verhältnis der Photonenenergien bei 250 nm und 2 keV, so daß sich die Steigung einer doppelt logarithmischen Geraden im $\log \nu - \log f_\nu$-Diagramm ergibt.

*alle* Typen von AGN (Peterson, 1997). Für Seyfert-Galaxien und leuchtschwache Quasare, die hier betrachtet werden, fanden Kriss & Canizares (1985) einen mittleren Wert von $\alpha_{\rm ox} = 1.25$; alle Modelle verwenden daher diesen Wert.

## 4.4 Freie Parameter

Im folgenden werden die freien Parameter des berechneten Modells dargestellt und erläutert sowie die Wahl ihrer Bereiche begründet.

### 4.4.1 Ionisationsparameter

Der Ionisationsparameter $U$ ist definiert als

$$U = \frac{\Phi}{4\pi r^2 n_{\rm H} c}$$

mit der Gesamtwasserstoffdichte pro Volumeneinheit $n_{\rm H}$, der Lichtgeschwindigkeit $c$, dem inneren Radius der Gaswolke $r$ und der Zahl der Photonen pro Sekunde $\Phi$ oberhalb der Lyman-Kante. Der Ionisationsparameter ist eine Funktion der Leuchtkraft der Zentralquelle (über $\Phi$) und des Abstands der Wolke von der Zentralquelle (über $r$). Damit stellt $U$ einen der wichtigsten und interessantesten Parameter des Modells dar, da bei einer als konstant angenommenen Entfernung die Variabilität der Leuchtkraft direkte Konsequenzen für die Ionisationsstruktur hat. Voruntersuchungen ergaben eine recht grobe Abhängigkeit des Modells von $\log U$, weshalb der Parameter hier zwischen $-1.0$ und $1.0$ in Schritten von $0.2$ variiert wird.

### 4.4.2 Säulendichte

Die Säulendichte legt zusammen mit der Gasdichte die tatsächliche räumliche Ausdehnung des warmen Absorbers fest. Sie ist definiert als

$$N_{\rm H} = \int_{r_{\rm in}}^{r_{\rm out}} n_{\rm H}(r) {\rm d}r,$$

wobei $n_{\rm H}(r) = n_{\rm H^+}(r) + n_{\rm H^0}(r)$ die Raumdichte aller Wasserstoffionen und $r_{\rm in}$ und $r_{\rm out}$ der innere bzw. äußere Rand der betrachteten Wolke sind.
Der Logarithmus der Säulendichte $[rmcm^{-2}]$ wird in den hier berechneten Modellen zwischen $21.0$ und $23.0$ in Schritten von $0.1$ variiert. Der gewählte Bereich entspricht daher dem von bisher gemessenen Säulendichten warmer Absorber (z.B. Reynolds (1996) oder Komossa (1997)) und erweitert ihn nach oben und unten.
Aus den Parametern $\log N_{\rm H}$ und $\log U$ ergibt sich für typische Leuchtkräfte von AGN ein im wesentlichen planparalelles Modell, d.h. der Abstand der beleuchteten Fläche des warmen Absorbers von der Quelle ist sehr viel größer als die radiale Ausdehnung des warm absorbierenden Materials. In Abb. 4.2 ist dieser Umstand schematisch illustriert.

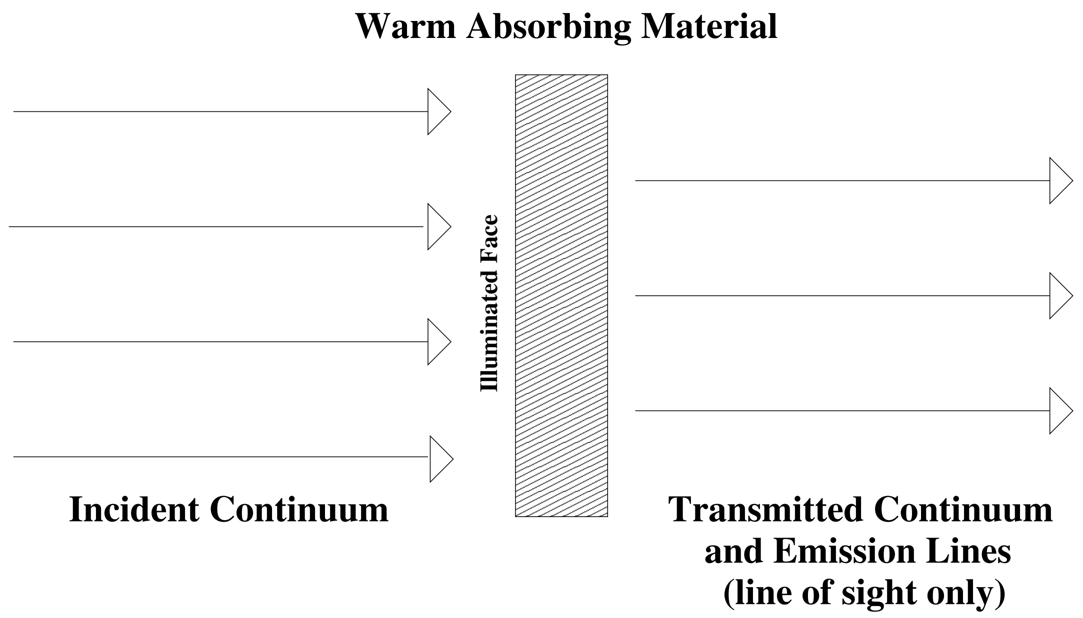


Abbildung 4.2: Geometrie des Modells.

### 4.4.3 Photonenindex im Röntgenbereich

Die Messung des Photonenindex im harten Röntgenbereich gehörte zu den ersten Erkenntnissen über die Röntgenemission von AGN (siehe Kapitel 2). Dabei zeigt sich eine bemerkenswert geringe Streubreite um einen mittleren Wert von $\sim 1.7$. Da jedoch nicht bekannt ist, ob es sich bei dem festgestellten Potenzgesetz um die wirkliche intrinsiche Emission oder um das schon reprozessierter Strahlung handelt, wurde auch $\Gamma_x$ hier zwischen Werten von $1.5$ und $2.0$ mit einer Schrittweite von $0.1$ variiert.

### 4.4.4 Temperatur des "soft excess"

Eines der Ziele der vorliegenden Arbeit ist die Suche nach Möglichkeiten zur Diagnostik eines eventuellen soft excess im weichen Röntgenbereich. Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, wird der soft excess hier durch eine Schwarzkörperkomponente mit einer Temperatur $T_{\mathrm{BB}}$ modelliert. $T_{\mathrm{BB}}$ wird von $10$ eV bis $100$ eV variiert. Dadurch wird das Maximum der Energieemission und des "spectral break" zwischen Schwarzkörperkomponente und dem Potenzgesetz im Röntgenbereich verschoben. Abb. 4.3 und 4.4 zeigen die Abhängigkeit der Lage dieser beiden Punkte von $T_{\mathrm{BB}}$

## 4.5 Das Simulationsgitter

Aus der Variation der Parameter ergeben sich $11 \times 21 \times 6 \times 10 = 13860$ Gitterpunkte. Dabei wurden zu jedem Gitterpunkt folgende Informationen gewonnen:

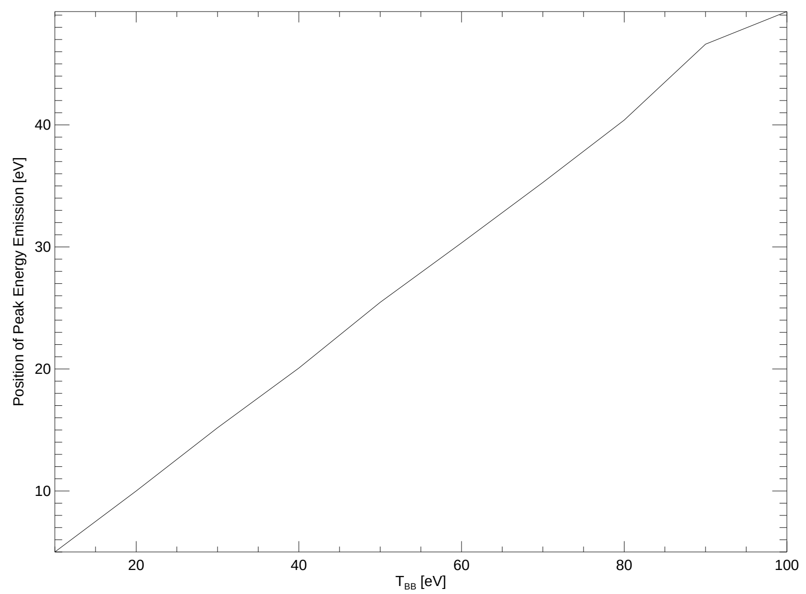


Abbildung 4.3: Lage des Maximums der Energieemission in Abhängigkeit von $T_{\mathrm{BB}}$.

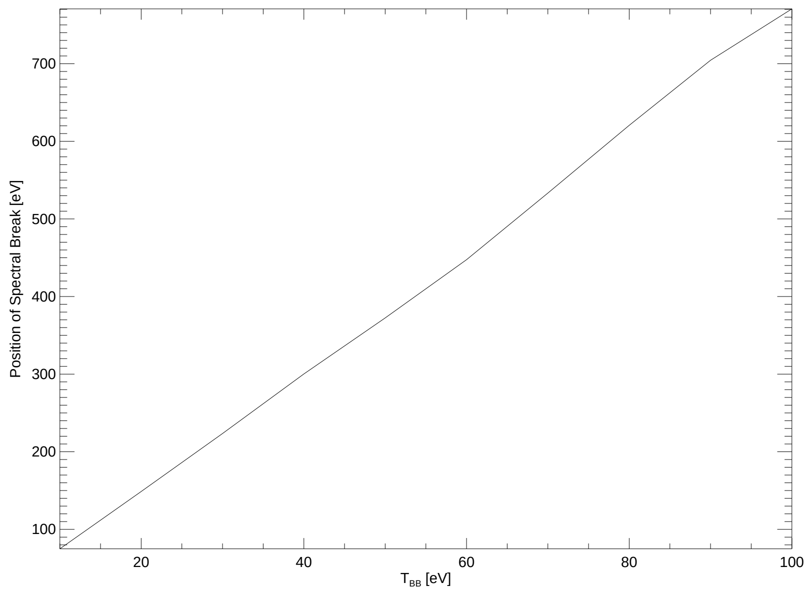


Abbildung 4.4: Lage des spectral break in Abhängigkeit von $T_{\mathrm{BB}}$.

- Das Eingangsspektrum, das transmittierte Spektrum, das Linienspektrum und das kombinierte Linien- und Emissionsspektrum vom Radiobereich bis weit in den Bereich hochenergetischer Gammastrahlung,

- Die Ionisationsstruktur für die Elemente Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff,

- Die Temperaturstruktur der einzelnen Modelle,

- Fehlerprotokolle für jedes Modell. Es ist bemerkenswert, daß trotz des weiten Parameterbereichs keine Fehler auftraten. Es soll jedoch nicht verschwiegen werden, daß Stichproben in den Protokollfiles der Modelle vereinzelt Warnungen notierten, die sich auf die Zeitskalen der relevanten Prozesse bezogen. Da die Dynamik des warmen Absorbers nicht Gegenstand dieser Arbeit ist, wurden diese Warnungen jedoch ignoriert.

Die ungeheure entstandene Datenmenge machte eine intensive Vorauswahl und Vorverarbeitung nötig, um eine Auswertung zu ermöglichen. Im Rahmen dieser Vorverarbeitung wurden zwei Gitter generiert, die im folgenden kurz besprochen werden sollen.

### 4.5.1 Das Strahlungsgitter

Für Untersuchungen der Strukturen im Röntgenbereich war der größte Teil des gewonnenen Spektralbereichs irrelevant. Der erste Schritt der Vorverarbeitung bestand daher aus einer Extraktion der Spektralinformationen zwischen $0.1$ und $10$ keV aus den Daten. Dadurch wurde ein Gitter mit den Dimensionen $4 \times 10 \times\ 11 \times 21 \times 6 \times 500$ erzeugt, das sämtliche Daten für den genannten Bereich enthält. Die Indizes bedeuten dabei im einzelnen:

1. Art der Spektralinformation: 1: einfallendes Spektrum, 2: transmittiertes Spektrum, 3: Linienemission in Transmissionsrichtung, 4: Summe aus 2 und 3.

2. Temperatur der soft-excess-Komponente $T_{\rm BB}$, in gleichbleibender Schrittweite von 10 bis 100.

3. Ionisationsparameter $\log U$ von -1.0 bis 1.0 mit konstanter Schrittweite.

4. Wasserstoffsäulendichte $\log N_H$ von 21.0 bis 23.0 mit konstanter Schrittweite.

5. Photonenindex $\Gamma_x$ von 1.5 bis 2.0 mit konstanter Schrittweite.

6. Spektrale Energiedichte für die gegebene Spektralinformation zwischen $\sim\ 0.1$ keV und $\sim 10$ keV. Die Energiewerte der einzelnen Bins liegen in einem gesonderten File vor.

Das Strahlungsgitter ist in relativ kompakter Form in einem dokumentierten Datenformat vorhanden und kann daher auch für andere Untersuchungen, beispielsweise für Fits an gemessene Spektren, verwendet werden.

### 4.5.2 Das Ionisationsgitter

Das Ionisationsgitter wurde auf ähnliche Weise erstellt wie das Strahlungsgitter. Eine besondere Komplikation war hierbei das Ausgabeformat von CLOUDY, das entsprechend der mehr oder weniger starken Veränderung der Ionisationsstruktur innerhalb der Gaswolke eine unterschiedliche Anzahl von Zonen verwendet. Für Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff wurden drei gesonderte Gitter mit den Dimensionen $(Z+2) \times 10 \times\ 11 \times 21 \times 6 \times 300$ erzeugt, wobei $Z$ für die Kernladungszahl des jeweiligen Elements steht. Die Indizes 2-5 entsprechen denen des Strahlungsgitters. Der letzte Index bezeichnet die betrachtete Zone. In der ersten Dimension befinden sich die Entfernung der Zone von der beleuchteten Seite der Wolke und die relativen Häufigkeiten aller Ionenspezies des betrachteten Elements in aufsteigender Reihenfolge. Wurden für ein Modell weniger als 300 Zonen berechnet (was meist der Fall war), wurden alle Gitterpunkte jenseits der letzten Zone auf $-1$ gesetzt.
Für eine kompakte Auswertung enthält das Ionisationsgitter nach wie vor zu viele Informationen. Daher wurde als weiterer Reduktionsschritt für die drei genannten Elemente ein Gitter des mittleren Ionisationsgrads mit den Dimensionen $10 \times\ 11 \times 21 \times 6$ erzeugt. Dabei ist der mittlere Ionisationsgrad hier definiert als:

$$\tilde{I} = \frac{1}{n_i} \sum_{j=0}^{Z} n_{ij},$$

mit Bezeichnungen wie in Kapitel 3. Mit diesen Gittern, die ebenfalls in kompakter Form vorliegen, kann jetzt jedem Modell einfach ein einzelner Wert für die Beschreibung der Ionisationsstruktur zugeordnet werden.

# Kapitel 5

# Ergebnisse

Zunächst wird eine Übersicht über die allgemeine Struktur der Modelle gegeben. Der zweite Teil untersucht, welche Aussagen über die Parameter des warmen Absorbers anhand von Messungen der vorhandenen Absorptionsstrukturen gemacht werden können. Anschließend wird eine ähnliche Betrachtung für die sichtbaren Emissionslinien durchgeführt. Zuletzt werden die in den vorigen Abschnitten gefundenen Zusammenhänge an einem Beispiel auf ihre Beobachtbarkeit durch den Röntgensatelliten XMM überprüft.

## 5.1 Allgemeine Struktur des warmen Absorbers

Unter allgemeiner Struktur wird hier die Abhängigkeit von Temperatur, Ionisationsstruktur und Existenzbereich des warmen Absorbers von den Modellparametern verstanden. Obwohl diese Größen nicht direkt meßbar sind, stellen sie doch eine wichtige Interpretationshilfe für die Untersuchung der Linien und Strukturen dar.

### 5.1.1 Temperatur

Die Namensgeberin des warmen Absorbers ist seine Temperatur. Hier soll daher kurz untersucht werden, welchen Einfluß der Ionisationsparameter $U$, die Temperatur der soft-excess-Komponente (SET) $T_{\mathrm{BB}}$ und der Photonenindex $\Gamma_{\mathrm{x}}$ auf die Elektronentemperatur $T_{\mathrm{e}}$ an der Innenfläche des warmen Absorbers haben. Die Abhängigkeit von $N_{\mathrm{H}}$ wird für diese Betrachtung unterdrückt, da die $T_{\mathrm{e}}$ wegen der von CLOUDY verwendeten *outward-only*-Approximation nicht von der diffusen Emission tieferliegender Schichten abhängen. In Abb. 5.1 ist $T_{\mathrm{e}}$ für ausgewählte $T_{\mathrm{BB}}$ über dem Ionisationsparameter aufgetragen. Jedes Diagramm enthält zudem drei Kurven für verschiedene $\Gamma_x$. Die erreichten Temperaturen liegen wie erwartet zwischen typischen Werten von $30000 - 10^6$ K. Die Tatsache, daß die höchsten Elektronentemperaturen für Modelle mit kleinem $T_{\mathrm{BB}}$ erreicht werden, hat zwei zusammenhängende Ursachen:

1. Die *UV-to-X-Ratio* $\alpha_{\mathrm{ox}}$ der Modelle ist festgelegt (siehe Kapitel 4). Für kleine SET macht sich der Einfluß des exponentiellen Abbruchs bereits bei 2500 Å stark bemerkbar, was zu einer relativen Überhöhung des niederenergetischen Spektrums führt. Dieser Umstand ist

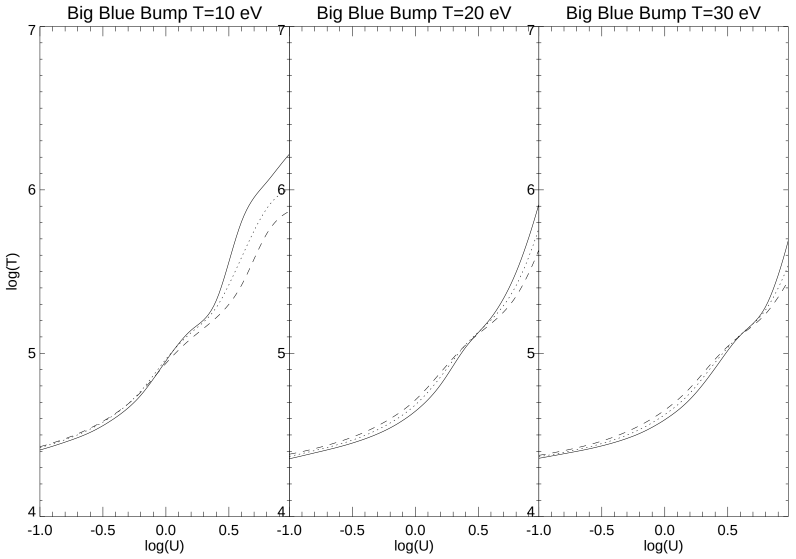


Abbildung 5.1: Elektronentemperatur an der Innenfläche des warmen Absorbers für ausgewählte Modelle. Die durchgezogene Kurve entspricht jeweils $\Gamma_{\rm x} = 1.5$, die gestrichelte $1.7$, die gepunktete $1.9$.

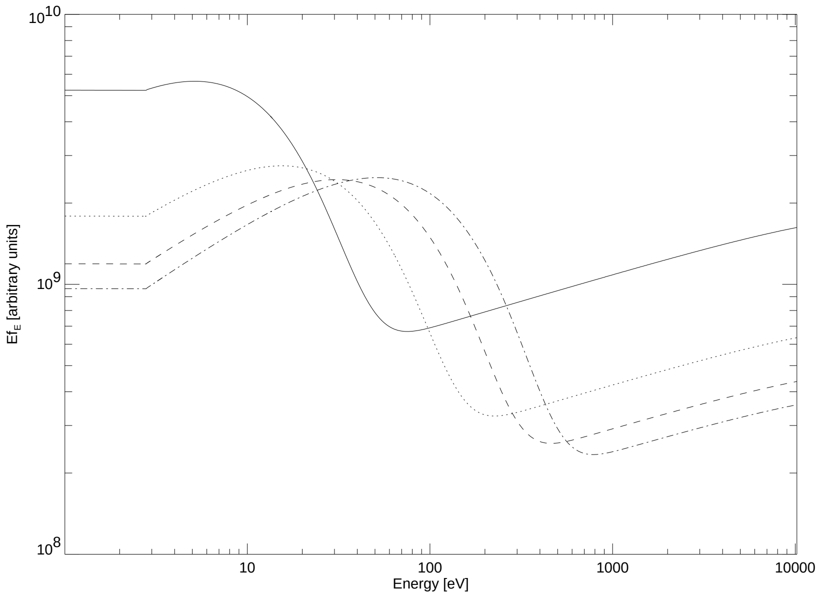


Abbildung 5.2: Primäres Kontinuum zwischen 1 eV und 10 keV für eine $T_{\rm BB}$ von 10 eV (durchgezogen), 30 eV (gepunktet), 60 eV (gestrichelt) und 100 eV (Punkt-Strich) bei festgehaltenem $\log U$.

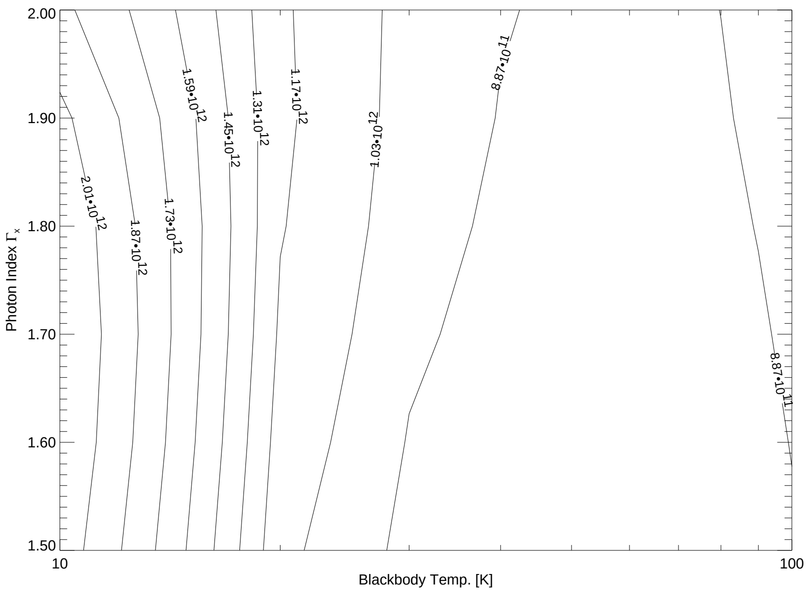


Abbildung 5.3: Gesamtleistung (in willkürlichen Einheiten) der Zentralquelle zwischen 13.6 und 2000 eV in Abhängigkeit von der SET und dem Photonenindex.

in Abb. 5.2 dargestellt, die das Eingangspektrum für verschiedene $T_{\mathrm{BB}}$ bei festem Ionisationsparameter zeigt.

2. Die wichtigste Energiequelle für den warmen Absorber ist die Photoionisation (siehe Kapitel 3). Daher ist für die Gleichgewichtstemperatur entscheidend, wieviel Energie (im Gegensatz zur Zahl der Photonen, die durch $\log U$ bestimmt ist) die einfallenden Photonen zwischen der Lyman-Kante bei 13.6 eV und 2 keV zur Verfügung stellen, da die Ionisationspotentiale der häufigsten Elemente in diesem Energiebereich liegen. Diese Tatsache wird durch Abb. 5.3 illustriert, die die Gesamtleistung des primären Spektrums zwischen 13.6 eV und 2 keV in Abhängigkeit vom Ionisationsparameter $U$ und der soft-excess-Temperatur $T_{\mathrm{BB}}$ darstellt.

Modelle mit $T_{\mathrm{BB}} > 30$ eV unterscheiden sich kaum in ihrer Temperaturverteilung, was ebenfalls die Abhängigkeit des Temperaturgleichgewichts von der eingestrahlten Energie im oben genannten Bereich bestätigt. Die Temperatur des warmen Absorbers ist zudem einer der bestimmenden Faktoren für das emittierte Linienspektrum.

### 5.1.2 Ionisationsstruktur

Der warme Absorber wurde durch Absorptionskanten von Sauerstoff entdeckt, was die Ionisationsstruktur der Modelle zu einem wichtigen Aspekt der weiteren Interpretation macht. Im folgenden soll die Abhängigkeit des mittleren Ionisationsgrads von Kohlenstoff, Stickstoff und

Sauerstoff besprochen werden. Definition und weitere Anmerkungen zum mittleren Ionisationsgrad finden sich in Kapitel 4.

**Kohlenstoff**

Abb. 5.4 zeigt eine Übersicht der Abhängigkeit des mittleren Ionisationsgrads von Kohlenstoff von den Modellparametern. Da diese Art der Übersicht im folgenden noch öfter verwendet wird, soll sie hier kurz näher beschrieben werden. Aus den vier Modellparametern $T_{\rm BB}$, $U$, $N_{\rm H}$ und $\Gamma_{\rm x}$ ergeben sich sechs Parameterkombinationen, für die die abhängigen Größen aufgetragen werden können. Während immer zwei der Modellparameter über ihren gesamten Bereich variiert werden, sind die jeweils übrigen beiden auf einen Standardwert im mittleren Bereich festgelegt, der einem sicher als warmen Absorber klassifizierten Modell entspricht und zudem tatsächlich gemessene Werte wiedergibt. Im einzelnen sind dies $T_{\rm BB} = 60$ eV, $\log U = 0.0$, $\log N_{\rm H} = 22.0$ und $\Gamma_{\rm x} = 1.8$. Anhand der so gewonnenen Diagramme läßt sich im allgemeinen eine gute Übersicht des Verhaltens der betrachteten Größen geben. Eine Aussage über die Representativität der Übersicht kann man ebenfalls aus den Bildern gewinnen. Liegt der Mittelpunkt eines Diagramms (der in etwa den Vorgabewerten entspricht) in einer Zone großer Nichtlinearität (erkennbar am geringen Abstand der Höhenlinien), so sind die Diagramme, in denen einer oder gar beide der zwei dargestellten Parameter festgelegt sind, nur eingeschränkt gültig. Die Diagramme sind mit römischen Zahlen numeriert.
Das erste Diagramm zeigt die Abhängigkeit des mittleren Ionisationsgrades $\tilde{I}_{\rm C}$ von Kohlenstoff von $U$ und $T_{\rm BB}$. Im wesentlichen wird der erwartete Zusammenhang bestätigt:

- Mit steigendem $\log U$ steigt auch der mittlere Ionisationsgrad exponentiell an, d.h. die zunehmende Zahl der Photonen oberhalb der Lyman-Kante führt zu einem ebensolchem Anstieg der Ionisationen.

- Bei niedrigen $T_{\rm BB}$ treten früher höherionisierte Spezies von Kohlenstoff auf. Dies entspricht der Entwicklung für die Elektronentemperatur und hat auch dieselben Ursachen. Interessant ist allerdings die sinkende Tendenz für höhere $T_{\rm BB}$: für diese Entwicklung ist das allgemeine Defizit an Photonen in der Nähe der C V- und C VI-Ionisationskanten bei niedrigem $U$ verantwortlich.

Im zweiten Diagramm wird die nur mäßige Abhängigkeit von $\tilde{I}_{\rm C}$ von der SET bei festem $U$ bestätigt, wiederum mit der Ausnahme niedriger SET. Die starke Abhängigkeit von der Wasserstoffsäulendichte wird allerdings offenbar. Während $\tilde{I}_{\rm C}$ in einem weiten Bereich zwischen $22.2 > \log N_{\rm H} > 21.0$ nahezu konstant bleibt, beginnt oberhalb dieses Bereichs eine deutliche Verschiebung hin zu niedrigionisierten Spezies. Diese Entwicklung ist für Stickstoff und Sauerstoff noch viel ausgeprägter.
Den geringen Einfluß von $\Gamma_{\rm x}$ und $T_{\rm BB}$ zeigt das dritte Diagramm. Bei festem $N_{\rm H}$ und $U$ ändert sich $\tilde{I}_{\rm C}$ nur um $\sim 0.3$.
Das nächste Diagramm zeigt den größten Variationsbereich von $\tilde{I}_{\rm C}$. Diese Tatsache überrascht nicht, da die Wasserstoffsäulendichte und der Ionisationsparameter die wichtigsten freien Parameter des Modells sind. Für hohe $U$ und niedrige $N_{\rm H}$ bleibt der Ionisationsgrad im wesentlichen

konstant. Darin drückt sich eine Konstanz der Ionisationsstruktur aus, die bei den später zu behandelnden Absorptionskantentiefen zu einem fast reinen Skalierungseffekt mit $N_{\mathrm{H}}$ führt. Bei niedrigem Werten von $U$ und $N_{\mathrm{H}}$ sinkt die Ionisation hingegen schnell ab. Wie im Abschnitt über den Existenzbereich des warmen Absorbers noch zu sehen sein wird, ist die Klassifikation vom Modellen mit diesen Parametern als warme Absorber aber ohnehin fraglich.
Die beiden letzen Diagramme verdeutlichen einmal mehr die geringe Abhängigkeit des Ionisationsgrads vom Photonenindex $\Gamma_{\mathrm{x}}$ und den starken Einfluß von $U$ und $N_{\mathrm{H}}$.

**Stickstoff und Sauerstoff**

Die mittleren Ioisationsgrade von Stickstoff $\tilde{I}_{\mathrm{N}}$ und Sauerstoff $\tilde{I}_{\mathrm{O}}$ verhalten sich ähnlich wie der von Kohlenstoff. Die Abb. 5.5 und 5.6 zeigen die Diagnosediagramme für diese beiden Elemente. Hier werden nur kurz die Unterschiede zum Kohlenstoff besprochen:

- Insgesamt zeigt sich in allen Diagrammen eine höhere Variabilität der mittleren Ionisationsgrade $\tilde{I}_{\mathrm{N}}$ und $\tilde{I}_{\mathrm{O}}$ .

- Im Gegensatz zu Kohlenstoff und Stickstoff erscheint die Abhängigkeit des mittleren Ionisationsgrads von Sauerstoff stärker von $T_{\mathrm{BB}}$ abzuhängen. Zwischen SETs von $20$ und $70$ bricht $\tilde{I}_{\mathrm{O}}$ deutlicher ein als der Ionisationsgrad der beiden anderen Elemente. Der Grund für diese Entwicklung ist die Zahl der ionisierenden Photonen oberhalb der Ionisationskante von O VII: Bei niedrigen $T_{\mathrm{BB}}$ sorgt die insgesamt höhere Leuchtkraft für eine ausreichende Menge an Photonen, oberhalb von $T_{\mathrm{BB}} = 70$ eV trägt der soft excess zum Photonenfluß in diesem Bereich bei. Diese Interpretation wird auch dadurch belegt, daß der Einbruch des Ionisationsgrades für hohe $\Gamma_{\mathrm{x}}$ weniger ausgeprägt ist. Hier führt wiederum das feststehende $\alpha_{\mathrm{ox}}$ zu einer insgesamt höheren Leuchtkraft im niederenergetischen Bereich.

### 5.1.3 Existenzbereich des warmen Absorbers

Durch den weiten Parameterbereich des Modells wurden auch Simulationen durchgeführt, die keinem warmen Absorber entsprechen. Um die Auswertung der weiteren Daten nicht unnötig zu erschweren, wurde daher untersucht, welche Gitterpunkte zu einer hohen Absorption im unteren Teil des Röntgenspektrums führen. Für diese Untersuchung wurden die optischen Tiefen $\tau$ bei $0.1$ keV für alle Gitterpunkte berechnet. Abb. 5.7 zeigt das Ergebnis. Allen Modellen mit einer unendlichen optischen Tiefe (das entspricht verschwindendem Fluß ) wurde hier ein Wert $\tau(0.1\mathrm{keV}) = 1000$ zugeordnet, da eine Voruntersuchung zeigte, daß sich $\tau(0.1\mathrm{keV})$ zwischen $0$ und $500$ praktisch kontinuierlich verteilt. Offensichtlich ist die Unabhängigkeit von $\Gamma_{\mathrm{x}}$ und die wesentliche Abhängigkeit von $N_{\mathrm{H}}$ und $U$. Der dramatische Anstieg der optischen Tiefen oberhalb der Geraden $\log N_{\mathrm{H}} = 0.82 \log U + 22.42$ bezeichnet den Bereich kalter Absorption. Modelle mit Parameterkombinationen oberhalb dieser Grenzlinie werden nicht als warme Absorber betrachtet. Die folgenden Auswertungen beziehen sich teilweise auf dieses Kriterium.

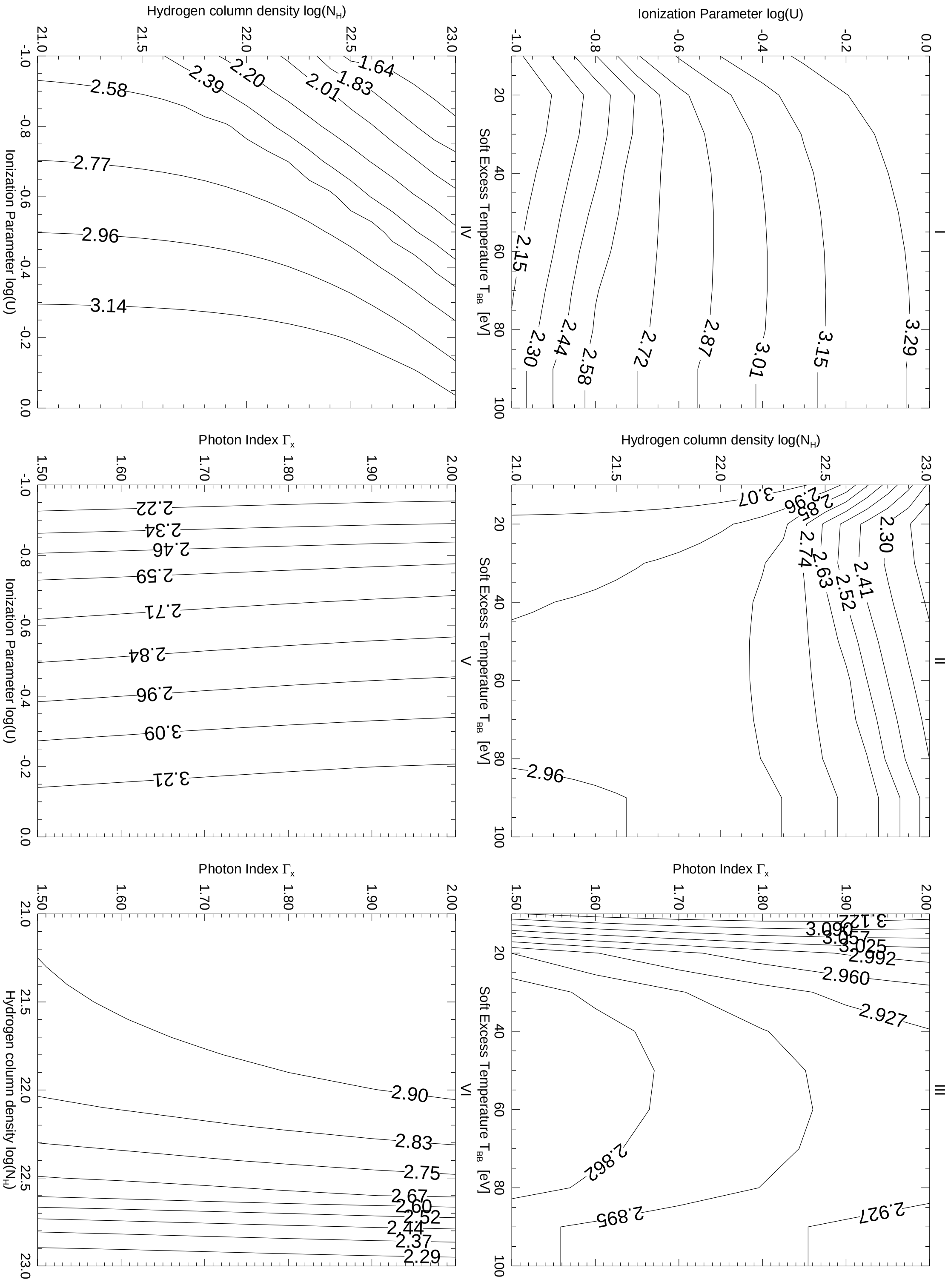


Abbildung 5.4: Diagnosediagramm für den mittleren Ionisationsgrad $\tilde{I}_C$ von Kohlenstoff

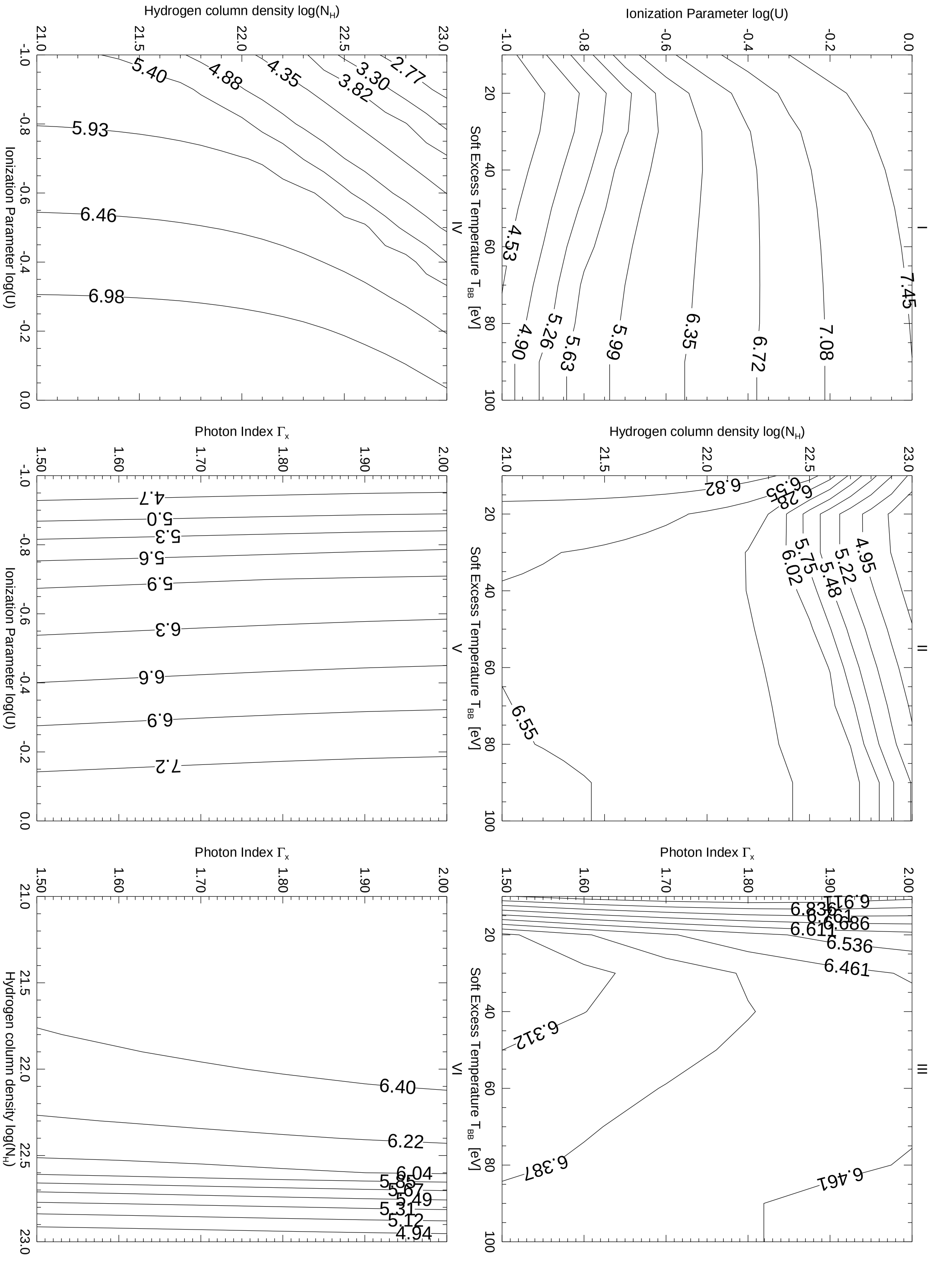

Abbildung 5.5: Diagnosediagramm für den mittleren Ionisationsgrad $\tilde{I}_{\mathrm{N}}$ von Stickstoff

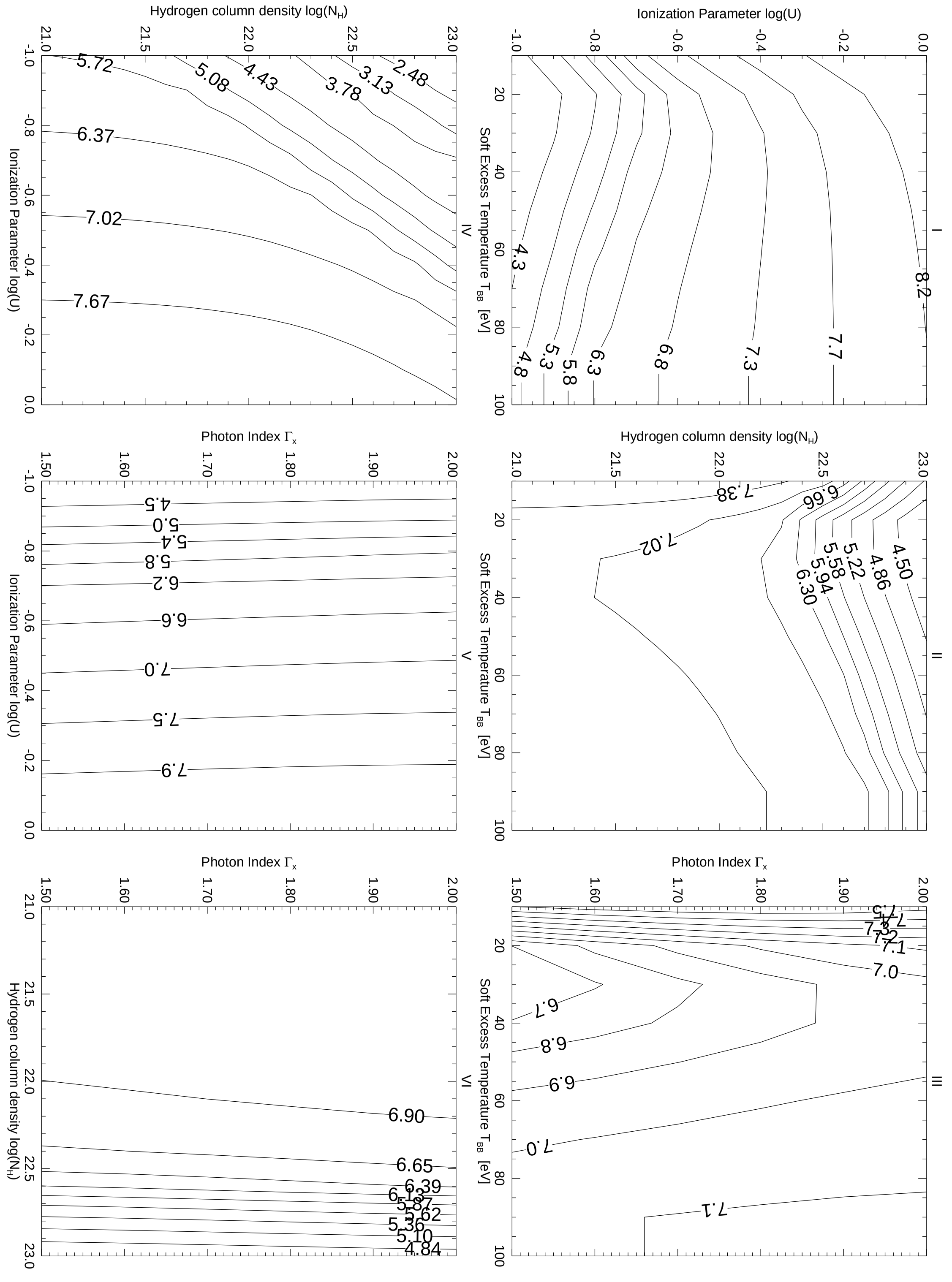


Abbildung 5.6: Diagnosediagramm für den mittleren Ionisationsgrad $\tilde{I}_O$ von Sauerstoff

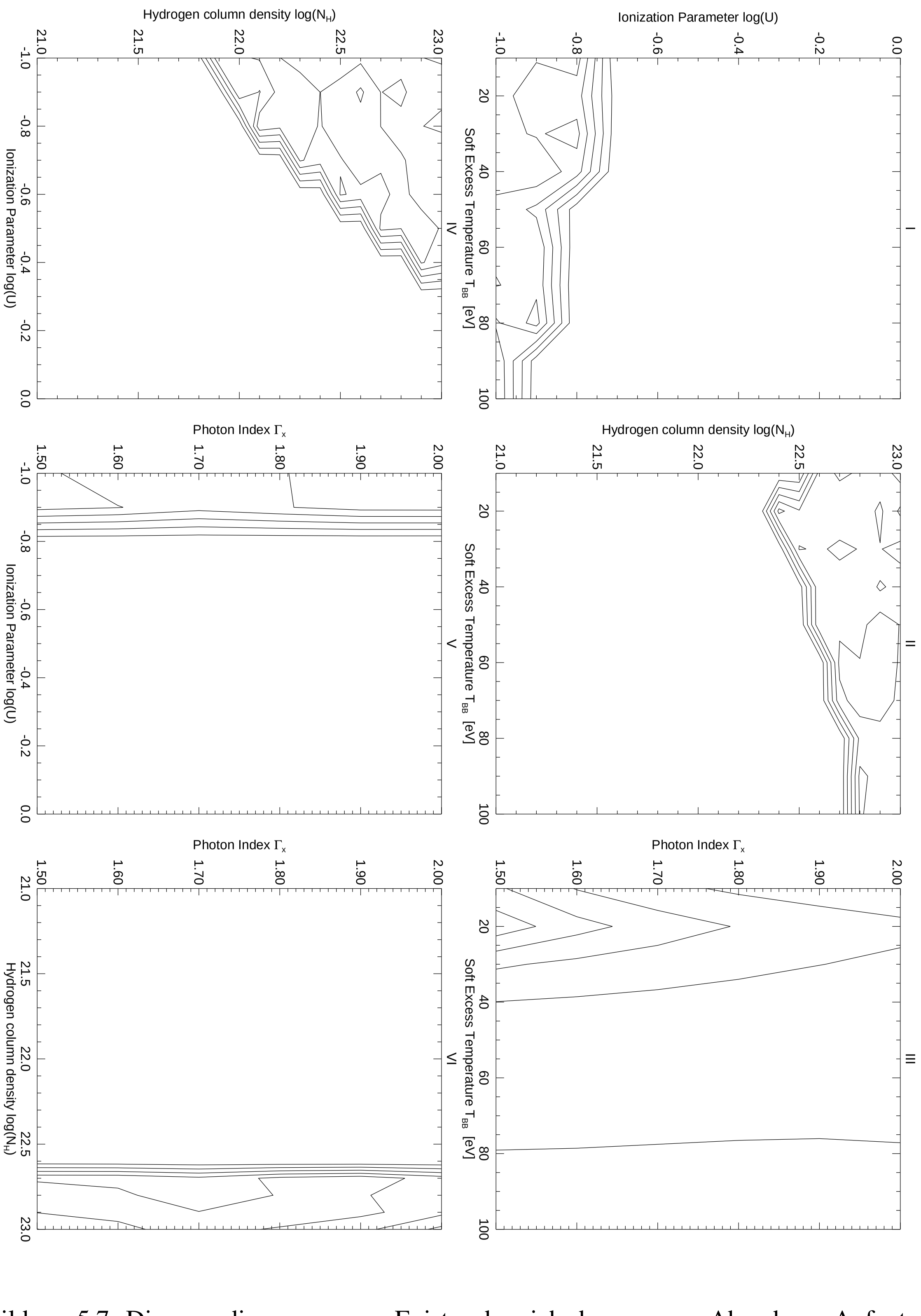


Abbildung 5.7: Diagnosediagramm zum Existenzbereich des warmen Absorbers. Aufgetragen ist die optische Tiefe $\tau$ bei $0.1$ keV.

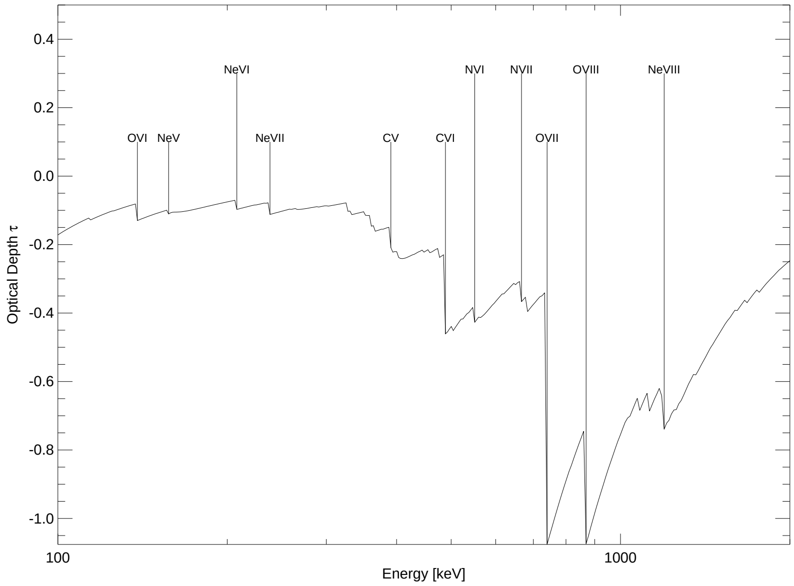


Abbildung 5.8: Optische Tiefe in Abhängigkeit von der Photonenergie für einen warmen Absorber mit $T_{\rm BB} = 10$ eV, $\log U = 0.0$, $\Gamma_{\rm x} = 1.7$ und $\log N_{\rm H} = 22.0$. Einige Absorptionskanten sind markiert.

## 5.2 Das Kontinuum

Im folgenden soll der Verlauf des Kontinuums in Abhängigkeit von den Modellparametern untersucht werden. Von besonderem Interesse sind dabei die Absorptionskanten hochionisierter Spezies von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff.

Abb. 5.8 zeigt den Verlauf der optischen Tiefen eines typischen warmen Absorbers. In diesem Bild sind die hier untersuchten Absorptionskanten und einige weitere markiert. Die nachfolgende Tabelle stellt die Ionisationspotentiale der markierten Ionen zusammen.

| Ion | Ionisationspotential (K-Schale, [eV]) | untersucht |
|---|---|---|
| C V | 392.1 | ja |
| C VI | 490.0 | ja |
| N VI | 552.1 | ja |
| N VII | 667.1 | ja |
| O VI | 138.1 | nein |
| O VII | 739.3 | ja |
| O VIII | 871.4 | ja |
| Ne V | 157.9 | nein |
| Ne VI | 207.3 | nein |
| Ne VII | 239.1 | nein |
| Ne VIII | 1196.0 | nein |

Ebenfalls aus der Tabelle ersichtlich ist, daß Absorptionskanten mit Ionisationspotentialen von $E < 300$ eV nicht zur Untersuchung herangezogen wurden. Die schlechte Beobachtbarkeit dieses Energiebereichs aufgrund der interstellaren Absorption rechtfertigt diese Einschränkung. Neonkanten werden nicht ausgewetet, da im Rahmen der Simulation keine Informationen über die Ionisationsstruktur gewonnen wurden, und eine Plausibilitätsprüfung der Ergebnisse daher nicht möglich ist. Zudem ist oberhalb von $300$ eV nur eine Absorptionskante sichtbar, was Betrachtungen zur relativen Kantenstärke von vorneherein ausschließt.
Einige dieser Absorptionskanten sind Gegenstand des nächsten Abschnitts, der den allgemeinen Verlauf der optischen Tiefen in Abhängigkeit von den Modellparametern zum Thema hat.

### 5.2.1 Übersicht

Die Abbildungen A.1-A.3 (Anhang) zeigen den Verlauf der optischen Tiefen mit der Photonenenergie für eine repräsentative Auswahl der berechneten Modelle. Jeder Plot enthält die optischen Tiefen $\tau(E)$ für drei Wasserstoffsäulendichten $N_{\mathrm{H}}$, wobei die oberste $N_{\mathrm{H}} = 10^{21.0}\mathrm{cm}^{-2}$ entspricht, die unterste dem nach Abschnitt 5.1.3 letzten noch als warmen Absorber klassifizierten Modell. Die mittlere Säulendichte entspricht einer zwischen diesen beiden Extremen liegenden Simulation.
Die Übersichtsdiagramme geben bereits einen guten Einblick in die Abhängigkeit der verschiedenen Strukturen von den Modellparametern:

- Wasserstoffsäulendichte $N_{\mathrm{H}}$:
  Bis auf die Modelle mit extremen optischen Tiefen bei 0.1 keV scheint die Abhängigkeit von $N_{\mathrm{H}}$ einen näherungsweise exponentiellen Verlauf zu zeigen. Diese Tatsache fügt sich gut in das allgemeine Bild. Da die mittleren Ionisationsgrade oberhalb von $\log U = 0.2$ nur langsam abnehmen, sollte die Intensitätsabnahme mit zunehmender Säulendichte weitehend dem Gesetz $I(r) = I_{\mathrm{inc}}\mathrm{e}^{-\tau}$ entsprechen.

- Photonenindex $\Gamma_{\mathrm{x}}$:
  Die Abhängigkeit der optischen Tiefen vom Photonenindex ist allgemein sehr gering. Eine

Ausnahme bilden hier Modelle mit minimalem $U$ und großen optischen Tiefen bei $E = 0.1$ keV. Diese Entwicklung bestätigt im wesentlichen die Ergebnisse der Untersuchungen der Ionisationsstruktur.

- SET $T_{\rm BB}$:
  Auch hier scheint die Abhängigkeit verglichen mit $N_{\rm H}$ und $U$ recht gering zu sein. Die größten Unterschiede ergeben sich für Modelle mit $\log U = 1.0$. Die optische Tiefe für Kanten unterhalb der Absorptionskante von OVIII ist für $T_{\rm BB} = 10$ eV und hohes $U$ sehr gering, während Modelle mit höheren SET eine reichhaltigere Kantenstruktur zeigen. Insbesondere die Sichtbarkeit der OVII-Kante ist hier von Bedeutung.

- Ionisationsparameter $U$:
  Nicht unerwartet hängt der Verlauf der optischen Tiefen stark vom Ionisationsparameter ab. Allgemein zeigt sich mit zunehmendem $U$ eine Verschiebung hin zu Absorptionskanten höherionisierter Spezies der beteiligten Elemente. Während bei $\log U = -1.0$ die CV-Kante dominiert, verschiebt sich für höhere Ionisationsparameter die Dominanz hin zur OVII und schließlich der OVIII-Kante. Die besondere Bedeutung der Sauerstoffabsorption wird hierdurch weiter untermauert.

Die eben gewonnenen Erkenntnisse werden nun anhand einer Einzelbetrachtung ausgewählter Kanten quantifiziert.

### 5.2.2 Absorptionskanten

Dieser Abschnitt untersucht die Abhängigkeiten der Kantentiefen von den Simulationsparametern. Die in den obigen Abschnitten festgestellte geringe Abhängigkeit vom Photonenindex wird für diesen Zweck unterdrückt und jeweils ein mittlerer Wert von $\Gamma_{\rm x} = 1.8$ angenommen. Da dies am ehesten einer meßbaren Größe entspricht, wurde zur Quantifizierung der Logarithmus des Verhältnisses der Flüsse oberhalb und unterhalb der betrachteten Kante herangezogen; man wertet Flüße in benachbarten Punkten des Energiegitters aus und kann daher ohne großen Fehler die Konstanz des einfallenden Flusses über diese Distanz annehmen. Dann gilt die einfache Beziehung

$$\log \frac{f_1}{f_2} = \tau_2 - \tau_1 = \tau_{\rm m},$$

mit den optischen Tiefen oberhalb der Kante $\tau_1$ und unterhalb der Kante $\tau_2$. $f_1$ und $f_2$ stehen dabei für den gemessenen Fluß, gleichgültig ob es sich um die spektrale Energiedichte $Ef_E$, den eigentlichen Fluß $f_E$ oder den Photonenfluß $f_{E,\rm ph}$ handelt. $\tau_{\rm m}$ bezeichnet dabei die *meßbare optische Tiefe* der Kante.

In den folgenden Diagrammen wurde allen Modellen mit $\log N_{\rm H} > 0.82 \log U + 22.42$ willkürlich ein Wert von 0 zugewiesen (das entpricht keiner sichtbaren Kante), um die Auswertung in den relevanten Parameterbereichen nicht zu stören.

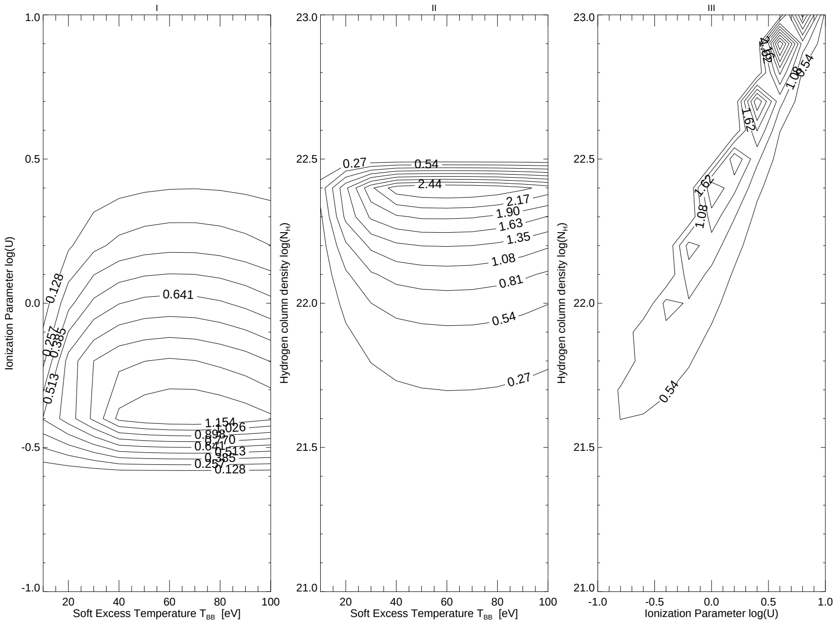


Abbildung 5.9: Meßbare optische Tiefe an der CV-Kante.

### Kohlenstoff

Dieser Abschnitt betrachtet die Abhängigkeit der meßbaren optischen Tiefen für CV und CVI von den freien Parametern. Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen eine Übersicht dieser Abhängigkeiten.

- Sowohl für CV als auch für CVI zeigt sich für $T_{\rm BB} > 30$ eV eine bemerkenswerte Unabhängigkeit der meßbaren optischen Tiefe von der SET verglichen mit dem Einfluss von $\log U$. Die größten optischen Tiefen werden dabei bei $\log U \approx -0.4$ (CV) bzw. $\log U \approx 0.1$ (CVI) erreicht, für höhere Werte des Ionisationsparameters nimmt die optische Tiefe wieder ab. Hierin spiegelt sich die Ionisationsstruktur der Gaswolke wieder. Mit zunehmender Leuchtkraft wird das Ionisationsgleichgewicht immer weiter hin zu höherionisierten Spezies von Kohlenstoff verschoben, so daß zunächst CV, später CVI das häufigste Kohlenstoffion ist. Die Abnahme für noch höhere $\log U$ erklärt sich aus der zunehmenden Häufigkeit des vollständig ionisierten Kohlenstoffs CVII (siehe auch Abb 5.4). Die Abweichungen von dieser Entwicklung für $T_{\rm BB} < 30$ eV sind die Folge der insgesamt höheren Leuchtkraft der Modelle mit geringem soft excess. Interessanter sind die Abweichungen für $T_{\rm BB} > 70$ eV. So nimmt die optische Tiefe für CV hier mit zunehmendem $\log U$ schneller wieder ab, während sich für CVI keine solche Entwicklung zeigt. Für dieses Verhalten ist der mit der SET zunehmende Fluß von Photonen im Bereich der Kohlenstoffionisationskanten verantwortlich, der das Ionisationsgleichgewicht bereits für geringere $\log U$ zu höherionisierten Spezies verschiebt, eine Entwicklung, die schon bei $\tilde{I}_{\rm C}$ zu beobachten war.

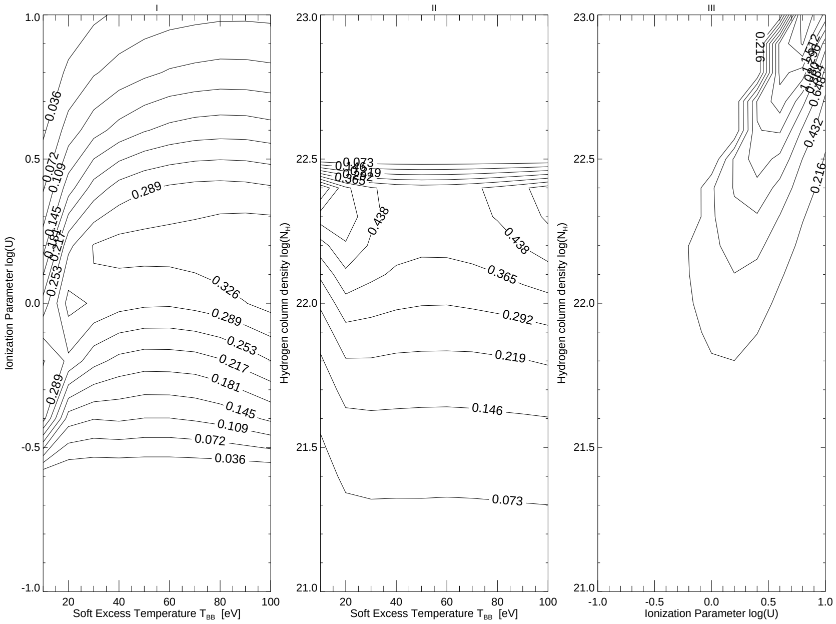


Abbildung 5.10: Meßbare optische Tiefe an der CVI-Kante.

- Das zweite Diagramm bestätigt die im allgemeinen geringe Abhängigkeit der optischen Tiefe von der SET oberhalb von 30 eV. Der Einfluß der Säulendichte $\log N_{\mathrm{H}}$ bietet nur wenig Überraschungen: Bis zu einer Säulendichte von $22.4$ ändert sich die Ionisationsstruktur der Gaswolke bei festem $\log U$ nur wenig, was zu einer leicht überproportionalen Zunahme der optischen Tiefe mit $\log N_{\mathrm{H}}$ führt. Oberhalb dieser Grenze setzt hingegen eine schnelle Änderung des Ionisationsgrads ein, was zu einer ebensoschnellen Abnahme der entsprechenden optischen Tiefen führt. Die oben gemachten Aussagen für SET unterhalb 30 eV treffen hier ebenfalls zu. Der höhere Fluß von Photonen im Bereich der Absorptionskanten für SET oberhalb 70 eV verursacht eine relativ höhere optische Tiefe der Absorptionskante von CVI.

- Das dritte Diagramm zeigt den kombinierten Einfluß von $\log U$ und $\log N_{\mathrm{H}}$ auf die Kantentiefen bei einer festen SET von 50 eV. Dabei zeigt sich, daß sich die Kantentiefen in weiten Bereichen nur wenig ändern und entlang von Geraden mit ionenabhängigen Steigungen $\log N_{\mathrm{H}} / \log U$ ansteigen. Dies ist nicht verwunderlich, da der genannte Quotient ein Maß für die pro Gesamtzahl der Atome entlang eines Strahls in der Gaswolke zur Verfügung stehenden ionisierenden Photonen ist. Eine ansteigende Säulendichte sollte zu einem Tieferwerden der Kanten führen, während eine Parallelverschiebung der Geraden in $\log U$-Richtung das in Diagramm I festgestellte Verhalten wiederspiegeln sollte. Die zunehmende Steilheit der imaginären Geraden stärkster Änderung für höherionisierte Spezies eines Elements ist eine Konsequenz der höheren Ionisationspotentiale der beteiligten Ionen.

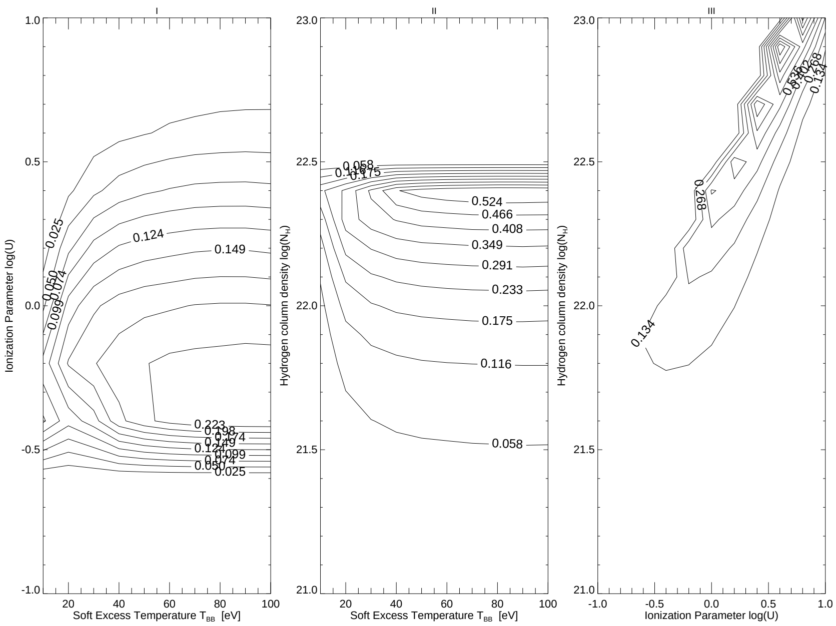


Abbildung 5.11: Meßbare optische Tiefe an der NVI-Kante.

### Stickstoff

Das Verhalten der Kantentiefen für NVI und NVII unterscheidet sich nicht sehr von dem der Kohlenstoffionen. Hier soll daher nur kurz auf die Unterschiede eingegangen werden.

- Die größten Kantentiefen werden für NVI bei $\log U \approx -0.3$, für NVII bei $\log U \approx 0.5$ erreicht, wobei insgesamt größere Bereich durch die maximalen Kantentiefen erfaßt werden. Dies liegt einerseits an den höheren Ionisationspotentialen von Stickstoff verglichen mit Kohlenstoff, andererseits an der größeren Differenz zwischen den Ionisationspotentialen der beiden aufeinanderfolgenden Ionisationsstufen. Insgesamt ist die Abhängigkeit der Kantentiefen von der SET oberhalb von 30 eV geringer als bei Kohlenstoff, da der soft excess den Photonenfluß im Bereich der Stickstoffionisationskanten geringer beeinflußt. Für $T_{\rm BB} < 30$ eV gilt das bei der Betrachtung von Kohlenstoff gesagte.

- Im zweiten Diagramm wird die Unabhängigkeit von $T_{\rm BB}$ oberhalb von 30 eV noch deutlicher; dabei fällt wiederum eine starke Abnahme der Kantentiefe oberhalb von $\log N_{\rm H} \approx 22.4$ auf.

- Auch im dritten Diagramm gelten ähnliche Beziehungen wie beim Kohlenstoff. Während jedoch die Kohlenstoffkanten mit optischen Tiefen $\tau_{\rm m} > 0.1$ selbst bei niedrigen Werten von $\log U$ und $\log N_{\rm H}$ gut sichtbar sind, ist insbesondere die Sichtbarkeit der NVII-Kante erst bei hohen Werten der beiden Parameter gewährleistet. So überschreitet die Kantentiefe des wasserstoffähnlichen Stickstoffs erst für $\log U > 0.2$ und $\log N_{\rm H} > 22.4$ den Wert von $0.1$. Daher ist das Vorhandensein einer gut sichtbaren NVII Kante ein Indikator für eine hohe Säulendichte und einen hohen Ionisationsparameter.

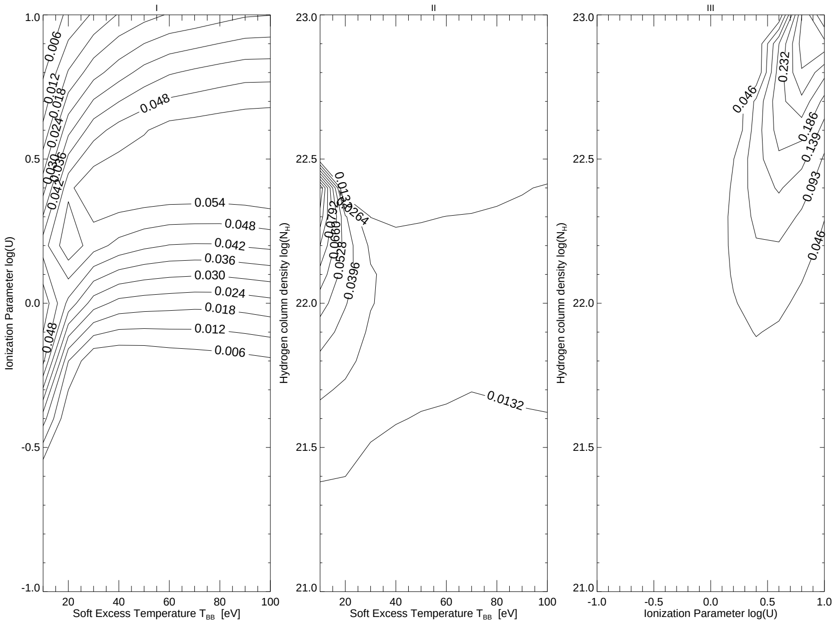


Abbildung 5.12: Meßbare optische Tiefe an der NVII-Kante.

## Sauerstoff

Die Sauerstoffabsorptionskanten von OVII und OVIII sind klar die dominierenden Kanten des warmen Absorbers. So werden für OVII Tiefen von bis zu $\tau_{\rm m} \approx 8.0$ erreicht. Diese Tatsache ist wenig erstaunlich, wurde doch der warme Absorber bisher an der Existenz dieser beiden Absorptionskanten festgemacht.

- Allgemein zeigen die Sauerstoffabsorptionskanten ein ähnliches Verhalten wie die von Kohlenstoff und Stickstoff, wobei hier die größten Kantentiefen bei $\log U \approx -0.1$ (OVII) und $\log U \approx 0.75$ (OVIII) auftreten. Die Abhängigkeit von der SET für $T_{\rm BB} < 30$ eV folgt ebenfalls dem oben erläuterten Verlauf. Insgesamt scheint indes die Abhängigkeit von der SET für OVII stärker ausgeprägt als bei den anderen betrachteten Ionen und dies ausgerechnet in einem Bereich, in dem die Kantentiefe von OVIII eine ausgesprochene Unabhängigkeit von $T_{\rm BB}$ offenbart. Damit würden sich die Sauerstoffkanten prinzipiell zur Diagnose eines soft excess eignen. Für die Nutzung wäre allerdings eine Betrachtung der Variabilität des Verhältnisses der Sauerstoffkantentiefen mit der Variabilität des unterliegenden Kontinuums nötig: unter der Annahme, daß sich die Form des primären Kontinuums während einer Helligkeitsvariation nicht ändert, würde eine relative Konstanz der OVII-Kante bei gleichzeitig starker Variation der OVIII-Kante auf einen ausgeprägten soft excess hinweisen. Ein mögliches Problem könnte hier jedoch in den Zeitskalen bis zur Einstellung des Ionisationsgleichgewichts liegen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht untersucht wurden.

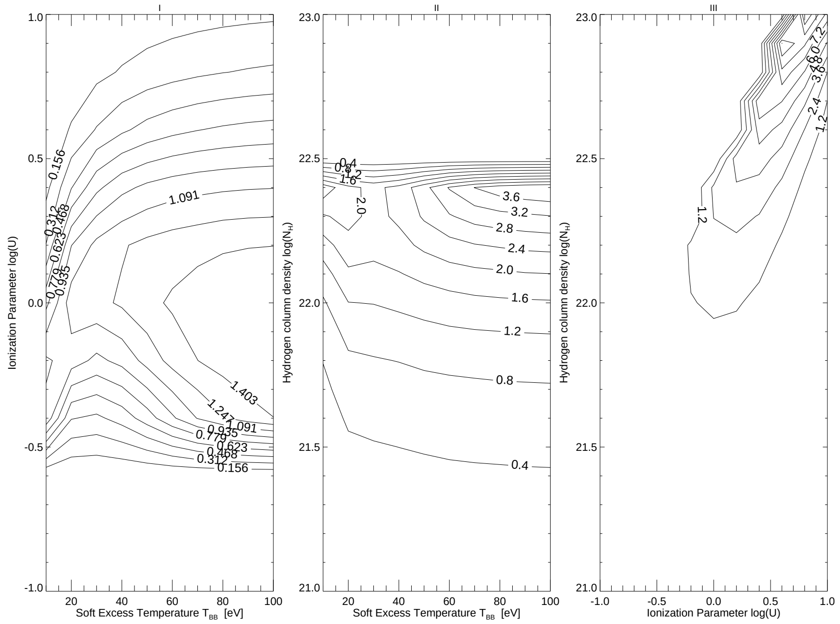


Abbildung 5.13: Meßbare optische Tiefe an der OVII-Kante.

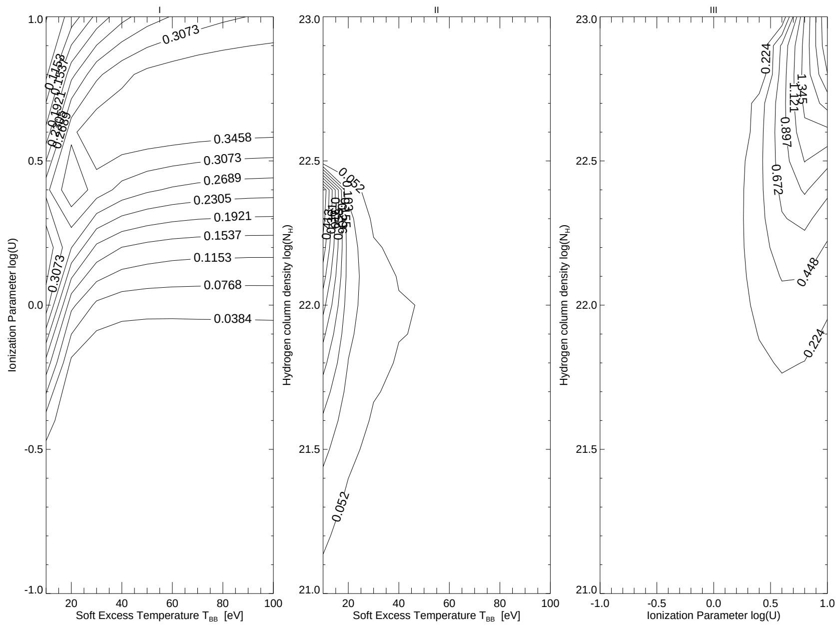


Abbildung 5.14: Meßbare optische Tiefe an der OVIII-Kante.

- Das zweite Diagramm birgt keine Überraschungen. Wie bei Kohlenstoff und Stickstoff ist oberhalb einer SET von 30 eV die Abhängigkeit von $T_{\rm BB}$ gering; auch die leicht überproportionale Skalierung der optischen Tiefe mit $\log N_{\rm H}$ wird bestätigt.

- Im dritten Diagramm wird der große mögliche Bereich für die Kantentiefen von Sauerstoff offenbar. So ist die OVII-Kante praktisch für alle Parameterkonfigurationen von $\log U$ und $\log N_{\rm H}$ sichtbar. Die OVIII-Kante zeigt ein ähnliches Verhalten wie die von NVII, jedoch reicht ihre Sichtbarkeit weiter; erst bei $\log U \approx 0.0$ und $\log N_{\rm H} \approx 21.3$ wird ihre meßbare optische Tiefe kleiner als $0.1$.

**Zusammenfassung**

Allgemein zeigt sich für alle meßbaren Kantentiefen eine starke Abhängigkeit von $\log U$ und $\log N_{\rm H}$ sowie eine schwächere von der SET $T_{\rm BB}$. Modelle mit $T_{\rm BB} < 30$ eV bilden aufgrund der Probleme mit der Gesamtleuchtkraft eine Ausnahme, wobei die hauptsächliche Auswirkung darin besteht, daß die beobachteten Entwicklungen unterhalb dieser Grenze früher einsetzen.
Da die Skalierung der Kantentiefen mit dem Ionisationsparameter in erster Näherung dem Gesetz für optische Tiefen folgt, können vor allem Aussagen über den Ionisationsparameter getroffen werden; das Auftauchen und die zunehmende Sichtbarkeit der Absorptionskanten der wasserstoffähnlichen Ionen der beteiligten Elemente läßt eine grobe Einschränkung des wahrscheinlichen Ionisationsparameters zu. Setzt man die Grenze für gute Sichtbarkeit willkürlich auf eine meßbare Kantentiefe von $0.1$, so ist beispielsweise das Vorhandensein einer gut sichtbaren OVIII-Kante immer ein Hinweis auf $\log U > 0.0$.
Die Absorptionskanten der heliumähnlichen Ionen von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff sind für alle sinnvollen Parameterkombinationen sichtbar. Interessant ist das Verhalten der Kantentiefen zweier jeweils aufeinanderfolgender Ionen bei fester Säulendichte und $T_{\rm BB} > 30$ eV; anhand der Dominanz einer der beiden Kanten kann eine Aussage über den Ionisationsparameter getroffen werden. Die folgenden Tabelle faßt diese Erkenntnisse für $\log N_{\rm H} = 22.0$ und die einzelnen Elemente zusammen:

| Element | Umschlagpunkt $\log U$ $\tau(X^{+i+1}) > \tau(X^{+i})$ | Abweichung $\sigma_{\log U}$ (30 eV $< T_{\rm BB} <$ 100 eV) |
|---|---|---|
| C | $0.15$ | $0.1$ |
| N | $0.5$ | $0.2$ |
| O | $0.6$ | $0.15$ |

Der Einfluß von $\log N_{\rm H}$ auf den Ort der Umschlagspunkte ist zwischen 21.5 und 22.5 weitgehend vernachlässigbar, da sich die Ionisationsstruktur nur wenig ändert.
Quantitative Aussagen über das Ausmaß des soft excess sind anhand der untersuchten Kanten leider nicht möglich, da die Abhängigkeit der Ionisationsstruktur von diesem Parameter von der stärkeren Abhängigkeit von $\log U$ und $\log N_{\rm H}$ überdeckt wird. Die SET macht sich vor allem in der Unsicherheit der oben genannten Umschlagspunkte bemerkbar; diese Unsicherheit ist aber im Gegensatz zum Umschlagspunkt selbst nicht meßbar.

Die NVII-Kante kann zur Bestimmung einer unteren Schranke für die Säulendichte $\log N_{\mathrm{H}}$ verwendet werden. Mit der Verwendung der obigen Grenze für gute Sichtbarkeit $\tau(\mathrm{N\,VII}) > 0.1$ findet man als untere Grenze $\log N_{\mathrm{H}} \approx 22.2$.

**Der Fall MCG-6-30-15**

Wie oben bereits angemerkt, kann eine konstante Tiefe der OVII-Kante bei gleichzeitiger Variabilität der OVIII-Kante auf einen soft excess, d.h. hohes $T_{\mathrm{BB}}$ hindeuten. Variationen des primären Kontinuums machen bei hohen $T_{\mathrm{BB}}$ und mittleren Werten von $\log U$ nur durch Variabilität in der OVIII-Kante auf sich aufmerksam. Interessanterweise ist ein solches Verhalten schon einmal beobachtet werden. Reynolds (1996) stellt dies bei MCG-6-30-15 fest; seine Schlußfolgerung ist die Aufgabe des einfachen Modells aus nur einem warmen Absorber und die Notwendigkeit eines weiteren, kühleren warmen Absorbers in größerer Entfernung von der Quelle. Allerdings verwendet Reynolds für seine Photoionisationsrechnugen ein einfaches Potenzgesetz *ohne* soft excess als primäres Kontinuum.
Die vorliegenden Daten lassen möglicherweise die Interpretation des Verhaltens der Sauerstoffabsorptionskanten mit einem einfachen warmen Absorber wieder zu. Um diese Vermutung zu erhärten, wären allerdings Untersuchungen zur zeitabhängigen Photoionisation *mit* soft excess nötig.

## 5.3 Das Linienspektrum

Linien im weichen Röntgenbereich von AGN wurden in bisherigen Satellitenmissionen nicht eindeutig beobachtet. Die spektrale Auflösung von XMM und Chandra gibt jedoch zu der Hoffnung Anlaß, in Zukunft auch diese Informationen nutzen zu können. Im folgenden wird daher die Eignung von Emissinoslinien zur Diagnostik warmer Absorber untersucht. Das Linienspektrum zwischen $0.1$ und $1.0$ keV, das hier betrachtet wird, enthält eine Vielzahl von Linien. Leider wird der größte Teil dieser Linien vom transmittierten Kontinuum überstrahlt.
Die folgende Tabelle stellt die sichtbaren Linien zusammen:

| Linie | Energie [eV] | untersucht |
|---|---|---|
| CV | 293.16 | nein |
| NVI | 413.14 | ja |
| OVI | 103.90 | nein |
| OVII | 555.02 | ja |
| NeVIII | 178.76 | nein |
| NeIX | 895.07 | ja |
| CrVIII | 138.48 | nein |
| VXV | 740.47 | nein |
| CuXVI | 390.70 | nein |

Alle diese Linien sind in Abb. 5.15 markiert, die den auf das unterliegende Kontinuum normierten Linienfluß für einen typischen warmen Absorber zeigt.

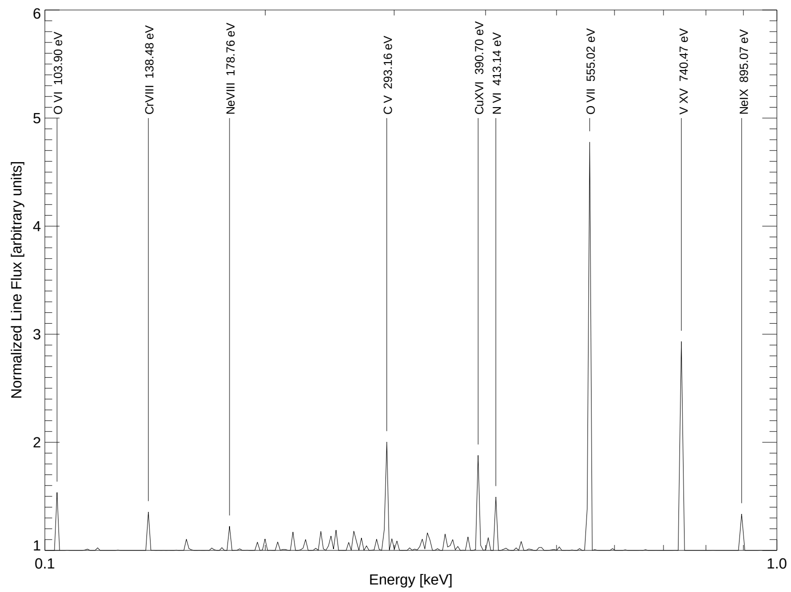


Abbildung 5.15: Normierter Linienfluß in Abhängigkeit von der Energie für einen warmen Absorber mit $T_{\rm BB} = 50$ eV, $\log U = 0.0$, $\Gamma_{\rm x} = 1.7$ und $\log n_{\rm H} = 22.0$. Die neun stärksten Linien sind markiert.

### 5.3.1 Übersicht

Die Diagramme A.4-A.6 (Anhang A) geben eine Übersicht über die Linienemission in Abhängigkeit von den Simulationsparametern. Wie bei der Untersuchung der Absorptionskanten wurden Linien mit $E < 300$ eV von der Betrachtung ausgeschlossen. Dasselbe gilt für die Linien "exotischer" Elemente, deren Vorhandensein zu stark von der Elementhäufigkeit abhängt. Eine Ausnahme bildet hier die NeIX-Linie, die aufgrund ihrer potentiellen Bedeutung für die Bestimmung der SET untersucht wurde.

- Wasserstoffsäulendichte $N_{\rm H}$:
  Der Einfluß der Wasserstoffsäulendichte $N_{\rm H}$ besteht offensichtlich in einer reinen Skalierung der Linienstärke mit zunehmender Säulendichte. Dies entspricht der Erwartung, da das emittierende Volumen mit $N_{\rm H}$ anwächst.

- Photonenindex $\Gamma_{\rm x}$:
  Deutlicher noch als bei den Absorptionskanten läßt sich kaum eine Abhängigkeit vom Photonenindex feststellen. CLOUDY berechnet Linienstärken mittles Deviationskoeffizieten und escape probabilities, die wesentlich von der Elektronentemperatur abhängen. Wegen der in Abschnitt 5.1 festgestellten geringen Abhängigkeit der Temperatur des Elektronenplasmas von $\Gamma_{\rm x}$ ist das gefundene Verhalten auch zu erwarten. In den folgenden Auswertungen wird $\Gamma_{\rm x}$ daher wie bei den Absorptionskanten unterdrückt und auf einen Wert von 1.8 gesetzt.

- SET $T_{\rm BB}$:
  $T_{\rm BB}$ scheint vor allem Einfluß auf die Sichtbarkeit der niederenergetischen Linien zu haben. Diese sind für $T_{\rm BB} \approx 10$ eV nur schwach sichtbar, erreichen dann bei $50$ eV ihre maximale Sichtbarkeit, um bei für höhere SET wieder in ihrer relativen Intensität abzunehmen. Die abnehmende Tendenz für höhere $T_{\rm BB}$ hängt mit der Überstrahlung durch das transmittierte Kontinuum zusammen.

- Ionisationsparameter $U$:
  Zusammen mit $N_{\rm H}$ bestimmt vor allem $U$ die Sichtbarkeit der Linien. Bei mittleren Werten von $U$ wird ein Maximum in der (relativen) Linienemission erreicht. Hier halten sich hohe Rekombinationswahrscheinlichkeit durch höhere $T_{\rm e}$ und mäßige Überstrahlung durch das Kontinuum noch die Waage, während bei hohen $U$ eindeutig das Kontinuum dominiert.

Im folgenden sollen die gewonnenen Erkenntnisse an ausgewählten Linien näher untersucht werden. Die betrachtete Größe ist die normierte Linienintensität, die sich aus den mit CLOUDY ermittelten Daten als Quotient des Gesamtspektrums durch das transmittierte Kontinuum ergibt. Im Gegensatz zur Untersuchung der Linienkanten wurden hier alle Modelle einbezogen, da die Auswirkungen des Übergangs zur kalten Absorption weniger dramatisch sind.
Die folgende Betrachtung hat nur exemplarischen Charakter, da die hier behandelten Modelle bezüglich der Linienstrahlung einigen Einschränkungen unterliegen:

- Die Intensität von Linienstrahlung ist in viel stärkerer Weise als die Tiefe der Absorptionskanten von der lokalen Gasdichte abhängig. Da die Wahl der Gasdichte erstens für die gesamte Wolke konstant erfolgte und zweitens keine Effekte wie beispielsweise Schockfronten berücksichtigt wurden, haben alle Aussagen über die Linienexistenz und -variation einen sehr qualitativen Charakter.

- Die Linienform wird in den Simulationen in keiner Weise berücksichtigt. Obwohl CLOUDY Möglichkeiten bietet, eine stationäre Strömung des Gases oder Turbulenzen zu simulieren, wurde hier kein Gebrauch davon gemacht, da über die Dynamik des warmen Absorbers nur sehr wenig bekannt ist. Falls mit XMM und Chandra Linien beobachtet werden sollten, wäre es daher eine der vordringlichsten Aufgaben, aus diesen Linien Aussagen über die Dynamik zu gewinnen.

- Bei den behandelten Linien handelt es sich um Linien infolge eines Zerfalls nach Rekombinationen. Damit ist ihre Lage und Intensität abhängig vom verwendeten Atommodell. Die eingeschränkte Gültigkeit der hier durchgeführten Untersuchungen wird daran deutlich, daß Netzer (1996), der für seine Simulationen den Photoionisationscode ION ((Netzter, 1993)) verwendet, erstens mehr und zweitens andere Linien feststellt als die vorliegende Arbeit; offensichtlich stimmen die von Ferland und Netzer verwendeten Atommodelle daher nicht exakt überein.

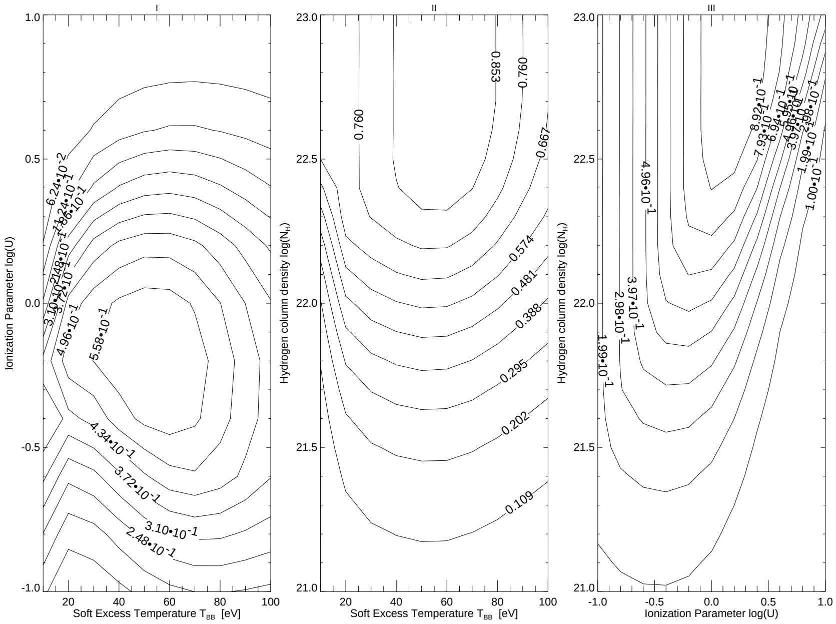


Abbildung 5.16: Relative Emissivität der NVI-Emissionslinie gegenüber dem unterliegenden Kontinuum.

## 5.3.2 Emissionslinien

Die in den folgenden Diagrammen aufgetragene Größe ist das Verhältnis des Linienflusses zum unterliegenden Kontinuumsfluß abzüglich eins, so daß der Wert 0 für eine nicht sichtbare Linie steht, der Wert 1 für eine Linie, deren Fluß genauso hoch wie der des unterliegenden Kontinuums ist. Linienverbreiterungen sind nicht berücksichtigt, d.h. der Linienfluß ist gleich dem Fluß im zugehörigen Bin.

### Die NVI-Linie

- Abgesehen von den erwarteten Abweichungen unterhalb einer SET von 30 eV zeigt sich im ersten Diagramm eine den Kantentiefen ähnliche Entwicklung. Mit zunehmender Leuchtkraft nimmt zunächst auch die Emissivität der NVI-Linie zu, um wie die NVI-Absorptionskante bei $\log U \approx 0.3$ ein Maximum zu erreichen. Die Ursache ist in beiden Fällen die Häufigkeit des NVI-Ions. Oberhalb von $T_{\mathrm{BB}} \approx 70$ eV treten Abweichungen von dieser Entwicklung auf, hier macht sich wieder der Einfluß des spectral break bemerkbar.

- Im zweiten Diagramm wird der Einfluß des strahlenden Volumens auf die Emissivität klar. Die leichte Überproportionalität des Anstiegs erklärt sich aus der kleinen Veränderung der Ionisationsstruktur mit steigender Säulendichte; die Häufigkeit des NVI-Ions in tieferen Schichten des Modells ist höher. Im Bereich oberhalb $\log N_{\mathrm{H}} \approx 22.3$, wo bereits kalte Absorption einsetzt halten sich zunehmendes strahlendes Volumen und abnehmende Ionenhäufigkeit offensichtlich die Waage, was zur Unabhängigkeit der Linienemissivität von

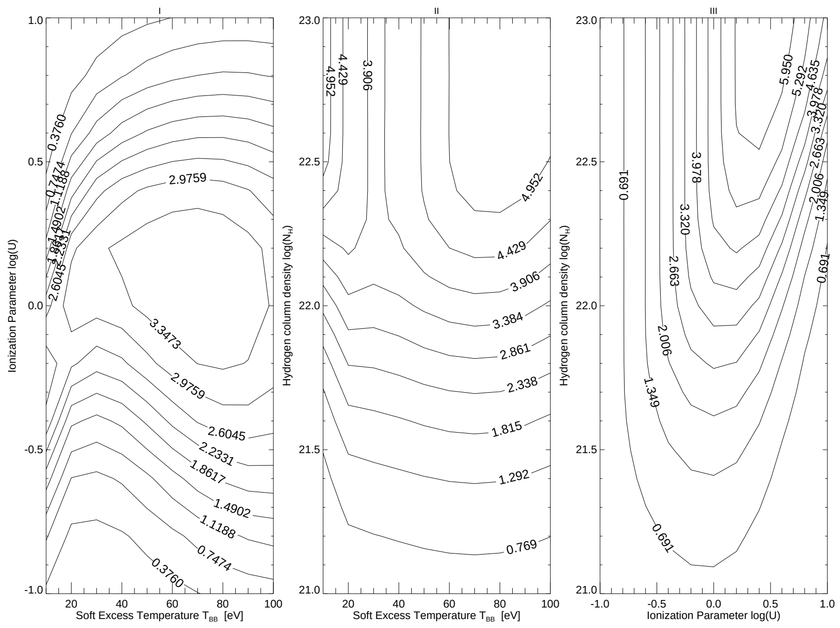


Abbildung 5.17: Relative Emissivität der OVII-Emissionslinie gegenüber dem unterliegenden Kontinuum.

der Säulendichte führt.

- Das dritte Diagramm bestätigt die eben gemachten Aussagen und bietet keine über das bereits bei den Absorptionskanten gesagte hinausgehende Informationen.

### Die OVII-Linie

Die Ähnlichkeit des Verhaltens der OVII- und der NVI-Linie ist so groß, daß hier nur zwei Punkte erwähnt werden sollen:

- Die OVII-Linie ist die stärkste hier untersuchte Linie. Es werden Linienflüsse bis zum siebenfachen der unterliegenden Kontinua erreicht. Dies entspricht der Kantendominanz.
- Die Abhängigkeit von der SET ist geringer. Entsprechend des höheren Ionisationspotentials von OVI ist das Maximum der Emissivität zu höheren $\log U$ verschoben.

### Die NeIX-Linie

Während der Einfluß von $\log U$ und $\log N_{\rm H}$ auf die NeIX-Linie nur das Verhalten der beiden anderen Linien für eine entsprechend höhere Linienenergie wiederspiegelt, ist die Abhängigkeit von der SET überraschend und sehr interessant: die Linienemissivität erreicht für eine feste Säulendichte bei $T_{\rm BB} \approx 40$ eV ein Minimum und steigt beiderseits dieser SET wieder an. Die

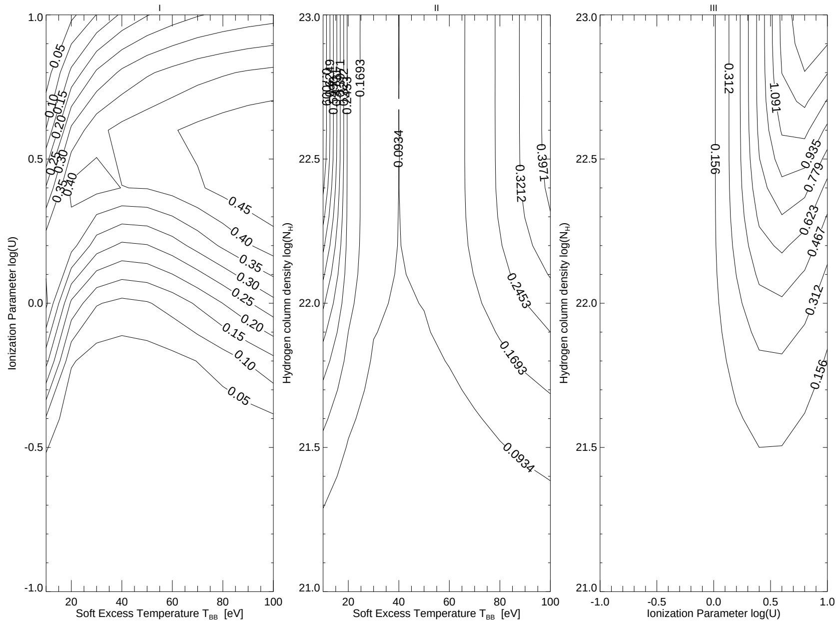


Abbildung 5.18: Relative Emissivität der NeIX-Emissionslinie gegenüber dem unterliegenden Kontinuum.

Erklärung für $T_{\rm BB} < 40$ eV hängt wieder mit der höheren Leuchkraft dieser Modelle zusammen; für das Verhalten bei höheren SET scheint allerdings die Lage des spectral break verantwortlich zu sein. Die K-Ionisationskante von NeVII liegt mit 239.1 eV recht niedrig. Das überproportional zunehemende "Angebot" von Photonen im Bereich der NeVII-Kante mit zunehmendem soft excess führt zu einem ebenso starkem Anstieg von NeVIII-Ionen und damit einer starken Verschiebung des Ionisationsgleichgewichts zu höherionisierten Spezies von Neon. Eine starke Neon-Emissionslinie ist somit ein Hinweis auf die Existenz eines starken soft excess. Die obige Erklärung verlangt zur Untermauerung eine Untersuchung der Ionisationsstruktur von Neon, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgrund mangelnder Daten nicht vorgenommen werden konnte.

## Zusammenfassung

Insgesamt ergibt die Untersuchung der Linien wenig Neues. Im Falle der NVI- und der OVII-Linie werden im wesentlichen die schon bei der Untersuchung der Kantenstruktur festgestellten Entwicklungen bestätigt. Die Beobachtung dieser Linien könnte allenfalls eine Abschätzung der Wasserstoffsäulendichte liefern.

Die unerwartet starke Abhängigkeit der Emissivität der NeIX-Linie vom soft excess gibt allerdings zu der Hoffnung Anlaß, daß in Zukunft Beobachtungen mit hoher spektraler Auflösung Aussagen über diesen wichtigen Parameter treffen könnten.

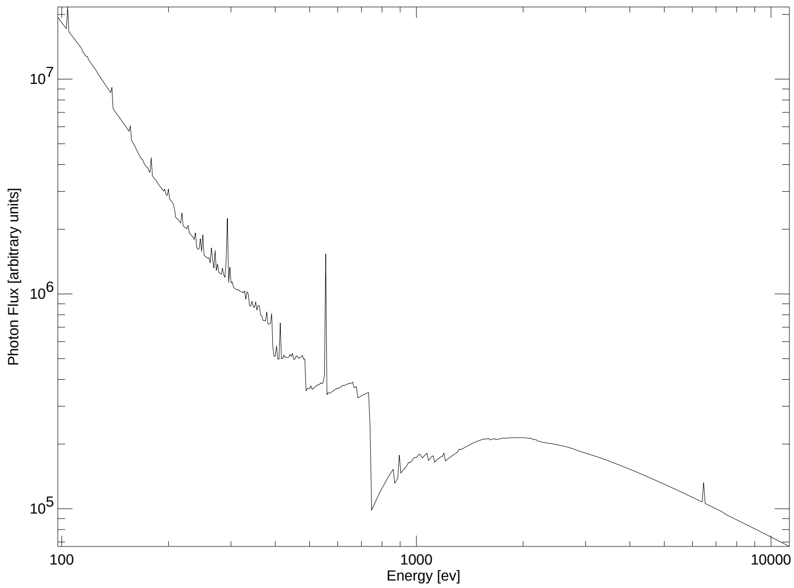


Abbildung 5.19: Transmittiertes und emittiertes Spektrum eines warmen Absorbers mit $T_{\mathrm{BB}} = 50$ eV, $\log U = 0.2$, $\log N_{\mathrm{H}} = 22.0$ und $\Gamma_{\mathrm{x}} = 1.8$.

# 5.4 Sichtbarkeit mit XMM

In diesem Abschnitt wird für ein typisches absorbiertes Spektrum, das alle oben untersuchten Komponenten enthält, eine simulierte Beobachtung mit dem Satelliten XMM vorgestellt. Anhand dieser Simulation soll die prinzipielle Beobachtbarkeit der einzelnen Merkmale kurz untersucht werden.
Abb. 5.19 zeigt das entlang der Sichtlinie zum Beobachter transmittierte und emittierte Spektrum eines warmen Absorbers mit den Parametern $T_{\mathrm{BB}} = 50$ eV, $\log U = 0.2$, $\log N_{\mathrm{H}} = 22.0$ und $\Gamma_{\mathrm{x}} = 1.8$. Alle untersuchten Kanten und Linien sind deutlich sichtbar. Für die Untersuchung wurde eine 50 ksec-Beobachtung mit einer mittleren Zählrate von 1.6 cps im gesamten Spektralbereich simuliert. Dabei wurden die aktuellsten verfügbaren Daten über die effektive Fläche und die Responsematrix des Instruments EPIC auf dem Satelliten XMM verwendet. Abb. 5.20 zeigt das Ergebnis dieser Simulation, wobei eine wichtige Einschränkung die fehlende interstellare Absorption ist. An das "gemessene" Spektrum wurde ein Modell aus soft excess und Potenzgesetz angepasst, wobei sich $T_{\mathrm{BB}} = 55.759 \pm 0.16$ eV und $\Gamma_{\mathrm{x}} = 1.471 \pm 0.005$ ergaben. Die Übereinstimmung der SET ist recht gut, die hohe Abweichung für das Potenzgesetz ist die Folge der Fehlanpassung an die Absorptionskanten. Die Anpassung eines "fehlerhaften" Modells mit fehlenden Absorptionskanten sollte in den Residuen die interessierenden Strukturen deutlicher hervortreten lassen:

- Sowohl die OVII- als auch die OVIII-Kante sind in der simulierten Messung deutlich sichtbar und gut getrennt. Die diagnostischen Möglichkeiten dieser Kanten sollten daher in

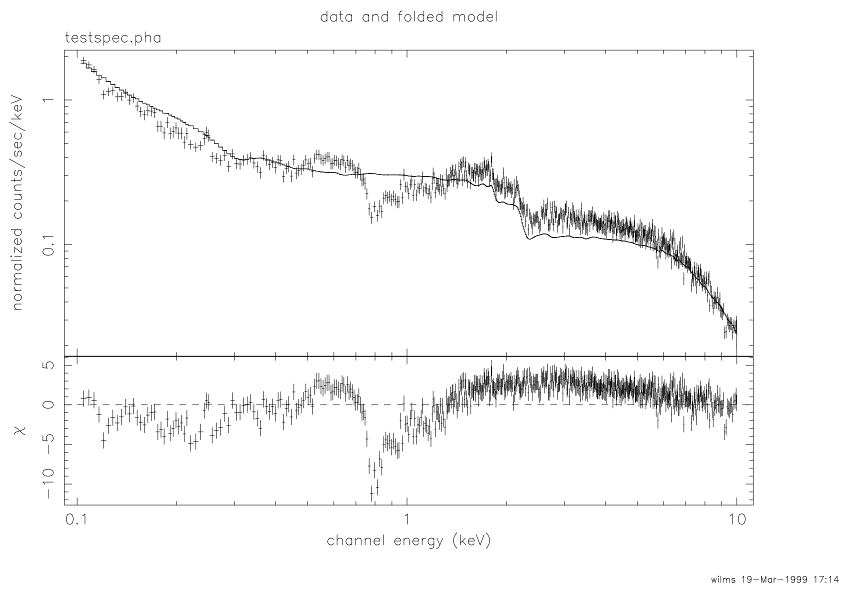


Abbildung 5.20: Simulierte Messung mit XMM (60 ksec, 1.6 cps). Zählrate mit angepaßtem soft-excess-plus-Potenzgesetz-Modell (oben). Residuen der Anpassung (unten).

wirklichen XMM-Messungen anwendbar sein, um beispielsweise erste Schätzwerte für eine Modellanpassung zu gewinnen.

- Die NVII-Kante ist von der OVII nicht deutlich genug getrennt, um sie für diagnostische Zwecke nutzen zu können, die NVI-Kante läßt sich in den Residuen zumindest erahnen, scheint jedoch durch den hohen Fluß in der OVII-Linie bei 555 eV sehr stark gestört zu werden. Die OVII-Linie ist trotz ihrer hohen Intensität nicht eindeutig feststellbar.
- Trotz ihrer relativen Deutlichkeit im simulierten warmen Absorber ist die CVI-Kante in den Residuen nicht gut zu erkennen. Hier scheint ebenfalls die OVII-Linie einen negativen Einfluß auszuüben. Gut sichtbar ist trotz ihrer Nähe zur NVI-Linie hingegen die CV-Kante; allerdings ist zu befürchten, daß ihre Sichtbarkeit unter Beachtung der interstellaren Absorption nicht realistisch ist.
- Die potentiell wichtige NeIX-Linie bei 895.07 eV ist deutlich zu erkennen. Zusammen mit den beiden Sauerstoffkanten sollte sich daher anhand der hier berechneten Modelle eine Abschätzung des soft excess durchführen lassen (mit den oben genannten Einschränkungen). Die gute Sichtbarkeit der Linie macht sie auch zu einem vielversprechenden Kandidaten für Untersuchungen der dynamischen Prozesse in warmen Absorbern.

# Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von Modellen warmer Absorber in Aktiven Galaxienkernen.
Zunächst wurde die Existenz eines warmen Absorbers anhand vorliegender Beobachtungen motiviert. Dabei wurde festgestellt, daß diese Beobachtungen eine systematische Untersuchung der Struktur des warmen Absorbers über weite Parameterbereiche nahelegen. Da zu diesem Zweck Simulationen von photoionisierter Materie notwendig waren, wurden zum besseren Verständnis der physikalischen Grundlagen solcher Vorgänge die relevanten Prozesse und Berechnungsmethoden zusammengestellt.
Zur Vorbereitung der Simulationen wurde der verwendete Photoionisationscode CLOUDY in seinen wichtigsten Eigenschaften erläutert. Die Suche nach einem geeigneten Eingangsspektrum für die Simulationen gestaltete sich kompliziert, da hier nach wie vor keine Einigkeit über Form und Ursprung innerhalb der wissenschaftlichen Gemeinde besteht. Die Wahl fiel schließlich auf ein Spektrum, das, wo vorhanden, den Standardwerten folgt, die strittigen Bereiche aber variiert. Da zu diesen strittigen Bereichen insbesondere der soft excess und die Steigung des Potenzgesetztes im Röntgenbereich zählen, war die Entscheidung für die Temperatur der Schwarzkörperkomponente $T_{\rm BB}$ und des Photonenindex $\Gamma_{\rm x}$ als zwei der vier freien Parameter des Modells naheliegend.
Bisherige Messungen an warmen Absorbern wurden vor allem durch den Ionisationsparameter $\log U$ und die Wasserstoffsäulendichte $\log N_{\rm H}$ charakterisiert, weshalb auch diese beiden Parameter systematisch variiert wurden.
Durch die Variation der genannten Parameter wurde ein Modellgitter mit 13860 Gitterpunkten generiert und für Auswertungszwecke die Ionisationsstruktur von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff, sowie die transmittierten und emittierten Spektren der warmen Absorber gewonnen.
Die Auswertung der Modelle erbrachte folgende wichtige Erkenntnisse:

- Ionisationsstruktur und absorbiertes Spektrum hängen nur wenig vom Photonenindex $\Gamma_{\rm x}$ ab. Der Einfluß des soft excess ist nur für Kohlenstoff von einiger Bedeutung und hat geringere Folgen für Ionisations- und Kantenstruktur von Stickstoff und Sauerstoff. Eine Ausnahme bildet die relative Stärke der beiden Sauerstoffabsorptionskanten, die im Rahmen von Variabilitätsbetrachtungen wohl Aussagen über $T_{\rm BB}$ zuliessen. Für eine Absicherung dieser Ergebnisse wären aber Untersuchungen der zeitabhängigen Photoionisation notwendig.

- Von ungleich größerer Bedeutung sind die Wasserstoffsäulendichte $\log N_{\rm H}$ und $\log U$, wobei insbesondere das Verhältnis dieser beiden Größen die beobachtbaren Eigenschaften des Spektrums beeinflußt. In weiten Bereichen skaliert zudem die optische Tiefe fast proportional mit der Säulendichte von Wasserstoff, was die Sichtbarkeit und das Verhältnis der meßbaren Kantentiefen der helium- bzw. wasserstoffähnlichen Ionen der betrachteten Elemente zu Indikatoren für den Wert des Ionisationsparameter $\log U$ macht.

- Der wesentliche Einfluß von $\log U$ auf die Ionisations- und Kantenstruktur des warmen Absorbers ist ein Beleg für die Richtigkeit der Interpretationen bisheriger Beobachtungen, die die Variabilität von AGN im niederenergetischen Röntgenbereich mit Variationen der Gesamtleuchtkraft der primären Quelle und den daraus folgenden Veränderungen der Ionisationsstruktur des warmen Absorbers erklären.

- Trotz prinzipieller Einschränkungen wurden auch Emissionslinen im weichen Röntgenbereich untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß die NeIX-Linie bei 895 eV grundsätzlich Möglichkeiten zur Diagnose eines soft excess bieten würde.

Um die Verwertbarkeit der gewonnenen Einsichten zu überprüfen wurde die Beobachtung eines typischen warmen Absorbers mit XMM simuliert. Dabei wurde klar, daß Untersuchungen im wesentlichen nur mit den Absorptionskanten von Sauerstoff und gegebenenfalls mit der NeIX-Linie möglich sein werden.

Im Zuge der Auswertung wurde deutlich, daß zukünftige Untersuchungen warmer Absorber im Computermodell folgende Aspekte berücksichtigen sollten:

- Der unerwartet große Einflußvon Neon-Absorptionskanten und -Emissionslinien auf das niederenergetische Röntgenspektrum legt Untersuchengen zur Ionisationsstruktur dieses Elements nahe. Zudem könnte eine Variation der Elementhäufigkeit mit anschließendem Vergleich der Absorptionskanten und Emissionlinien von Sauerstoff und Neon zu Erkennnissen über die tatsächliche Elementhäufigkeit in warmen Absorbern führen.

- Dynamische Effekte wurden in der vorliegenden Arbeit nicht behandelt. Eine zukünftige Arbeit sollte daher insbesondere den Einfluß solcher Effekte auf die Form der hier untersuchten Strukturen zum Gegenstand haben.

- Angesichts des Einflusses von $\log U$ auf die festgestellten Strukturen wäre eine Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Variabilität der primären Quelle und den “Relaxationszeiten” des warmen Absorbers von Interesse. Insbesondere sollte die Möglichkeit untersucht werden, das von Reynolds (1996) festgestellte Verhalten der Sauerstoffkanten in MCG-6-30-15 durch ein einzoniges Modell mit starkem soft excess zu erklären.

# Anhang A

# Übersicht der Modellspektren

Auf den folgenden Seiten werden die Übersichtplots für die optische Tiefe zwischen 0.1 und 10 keV sowie für die Linienemissivität zwischen 0.1 und 1 kev dargestellt. Die Diagramme werden in den Abschitten 5.2.1 (A.1-A.3) und 5.3.1 (A.4-A.6) erklärt und besprochen.

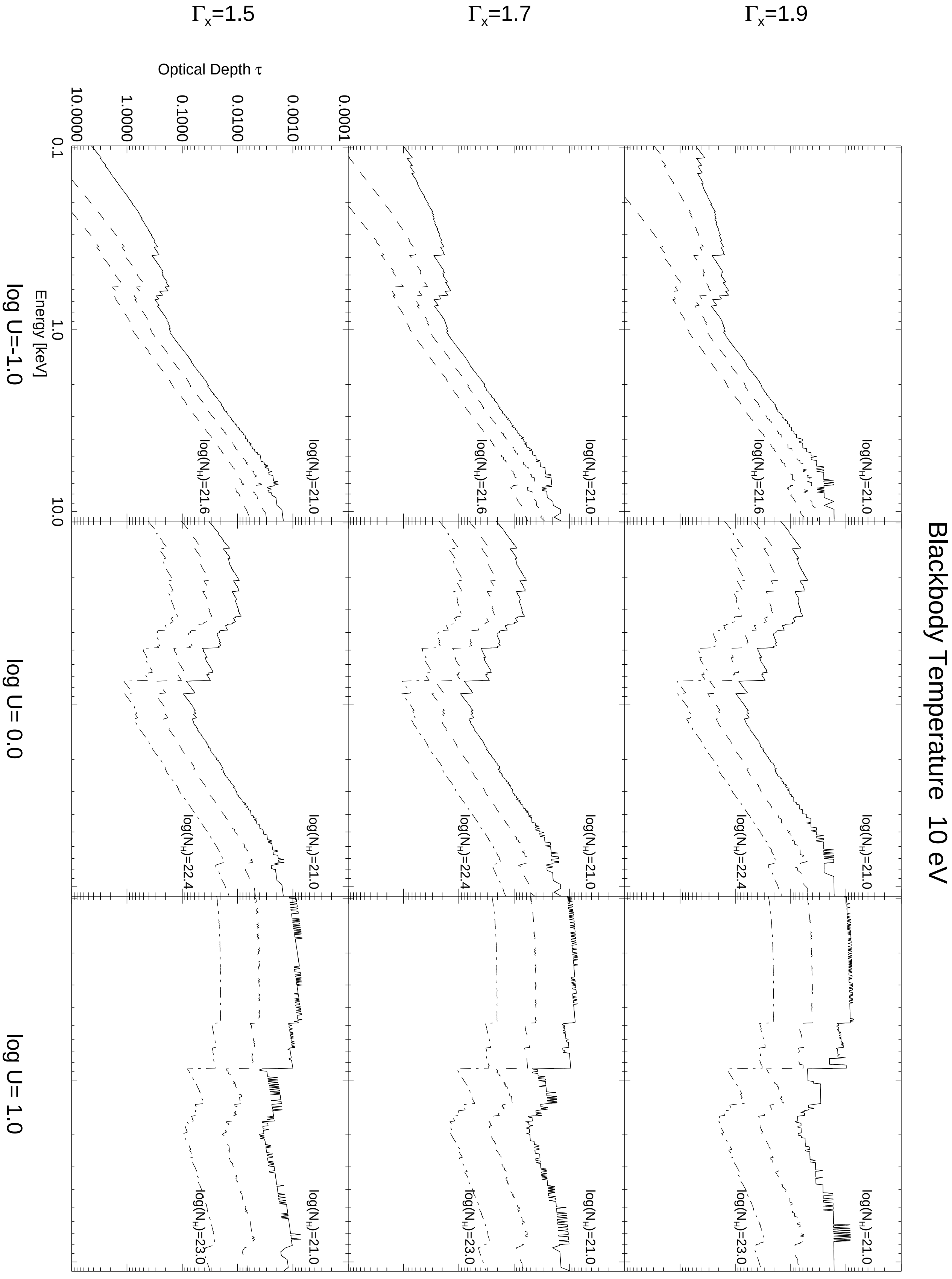


Abbildung A.1: Optische Tiefen des warmen Absorbers für eine Auswahl von Parametern. Von oben nach unten wird der Photonenindex $\Gamma$ variiert, von links nach rechts der Ionisationsparameter $U$. Jedes Diagramm enthält die optischen Tiefen für verschiedene Wasserstoffsäulendichten $n_H$, wobei diese für die kleinste und die größte Säule jeweils im Diagramm angegeben ist.

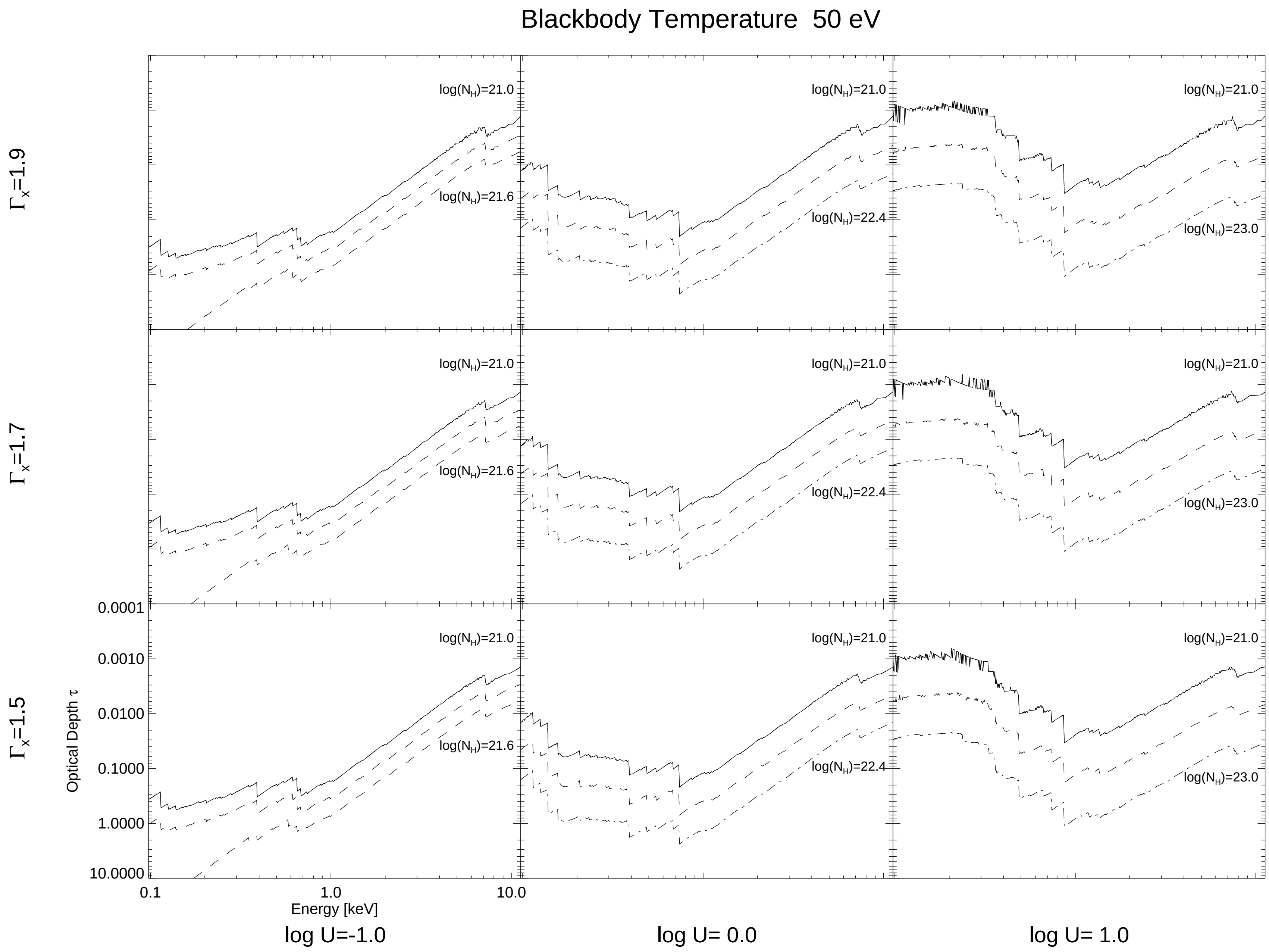


Abbildung A.2: Optische Tiefen des warmen Absorbers für $T_BB$=50eV.

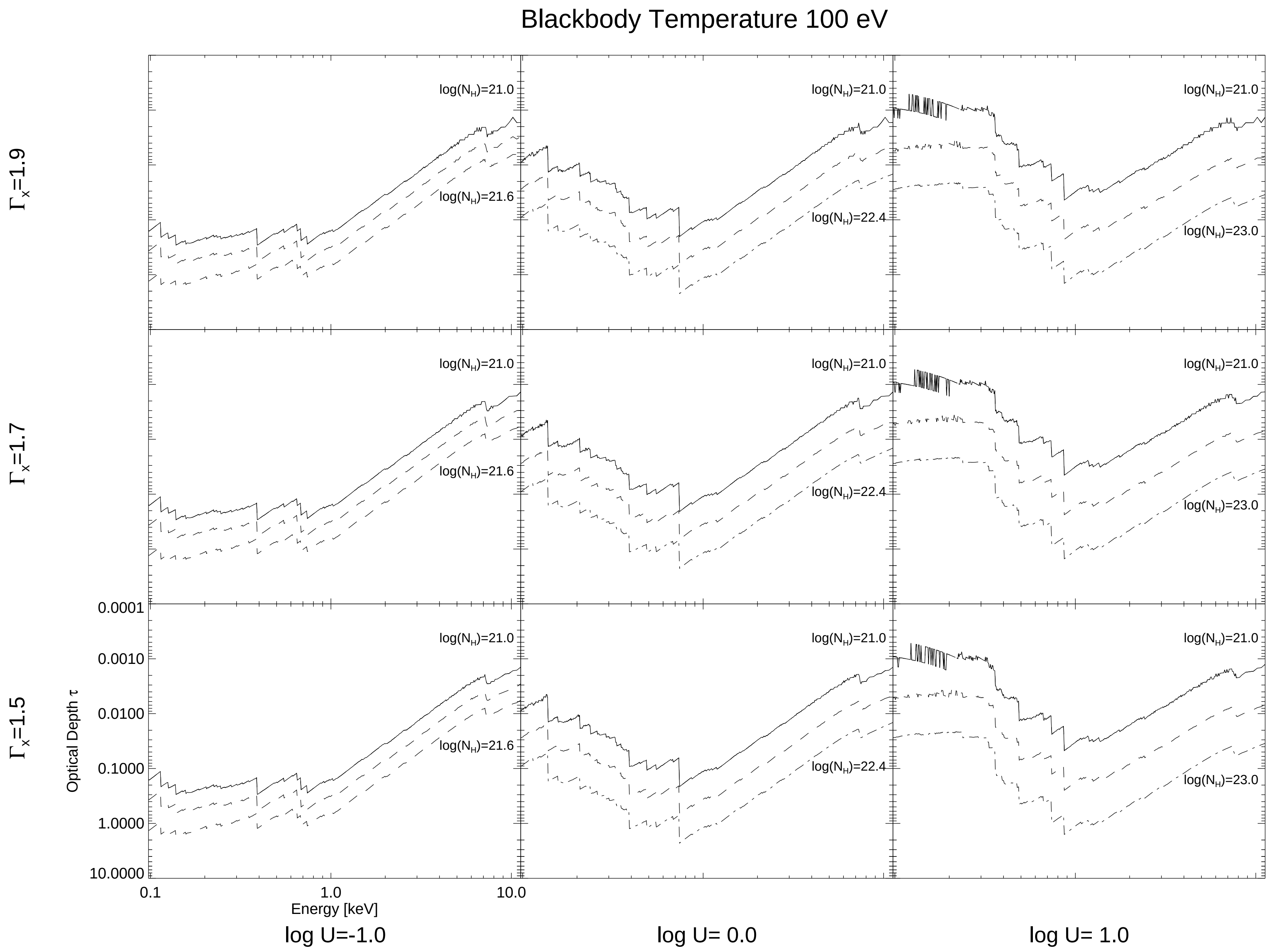


Abbildung A.3: Optische Tiefen des warmen Absorbers für $T_B B$=100eV.

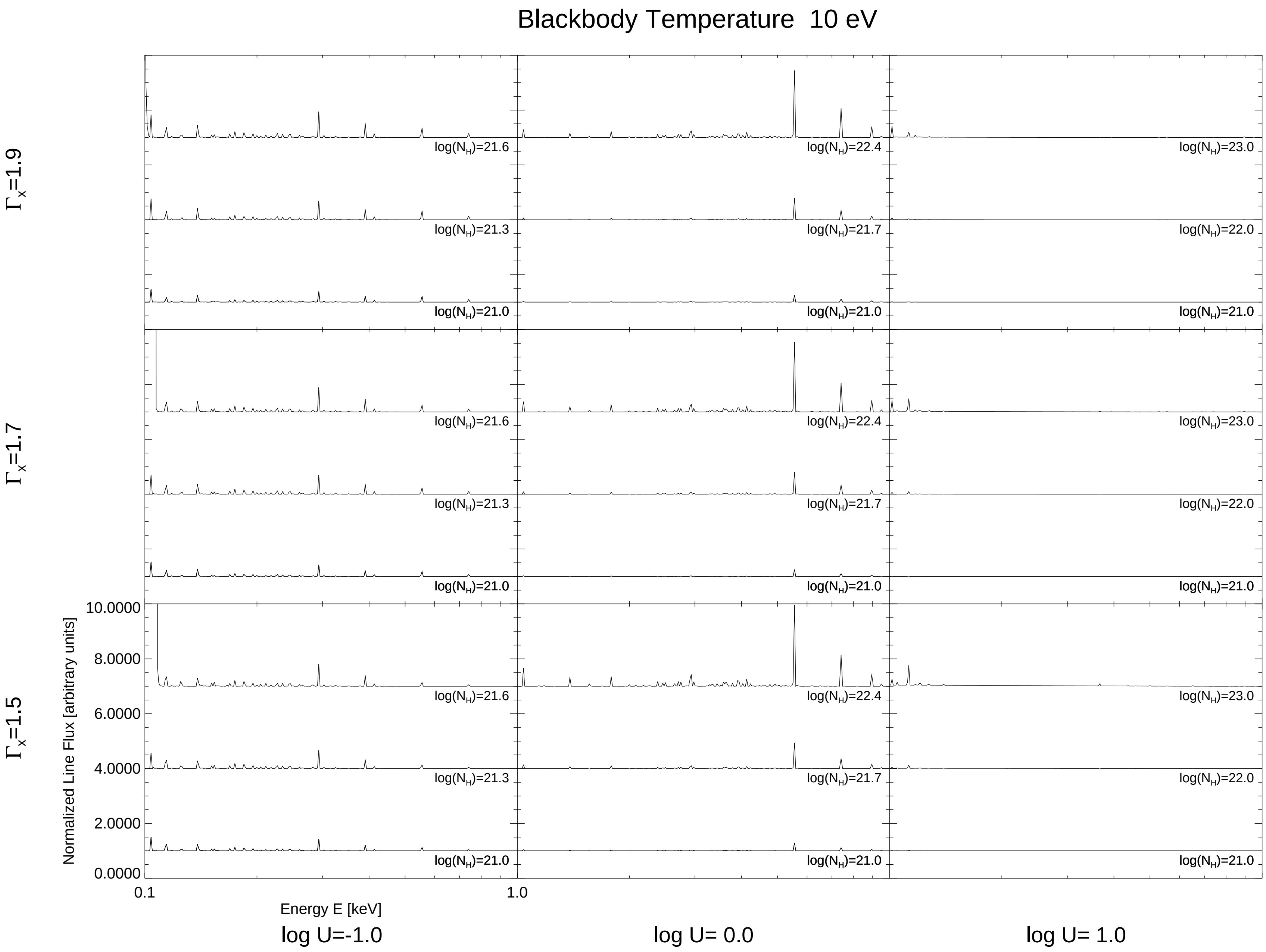


Abbildung A.4: Normierter Linienflußdes warmen Absorber mit $T_{\rm BB} = 10$ eV. Flüsse für höheres $\log n_{\rm H}$ sind jeweils um 3 nach oben verschoben.

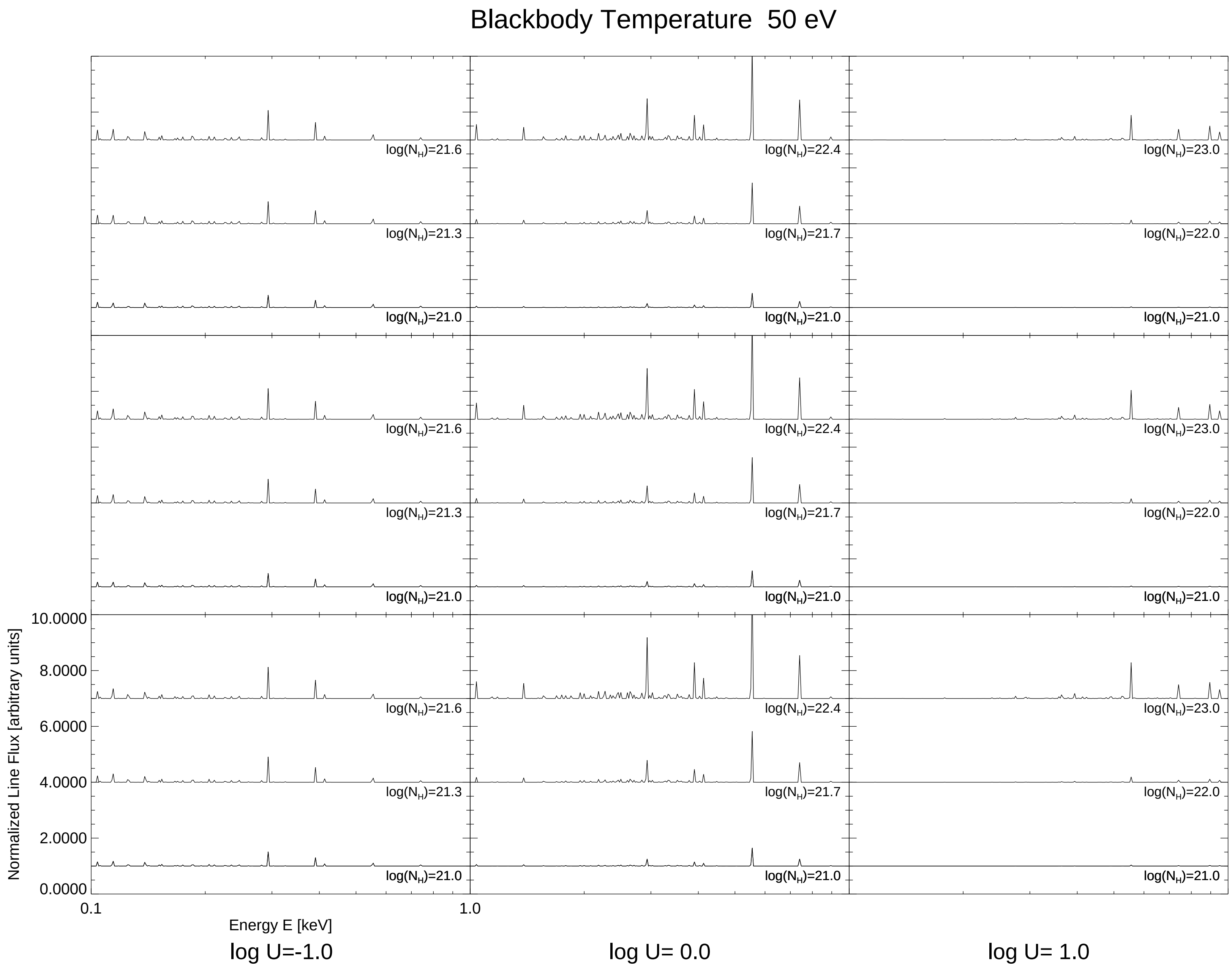


Abbildung A.5: Normierter Linienflußdes warmen Absorbers für $T_B B$=50eV.

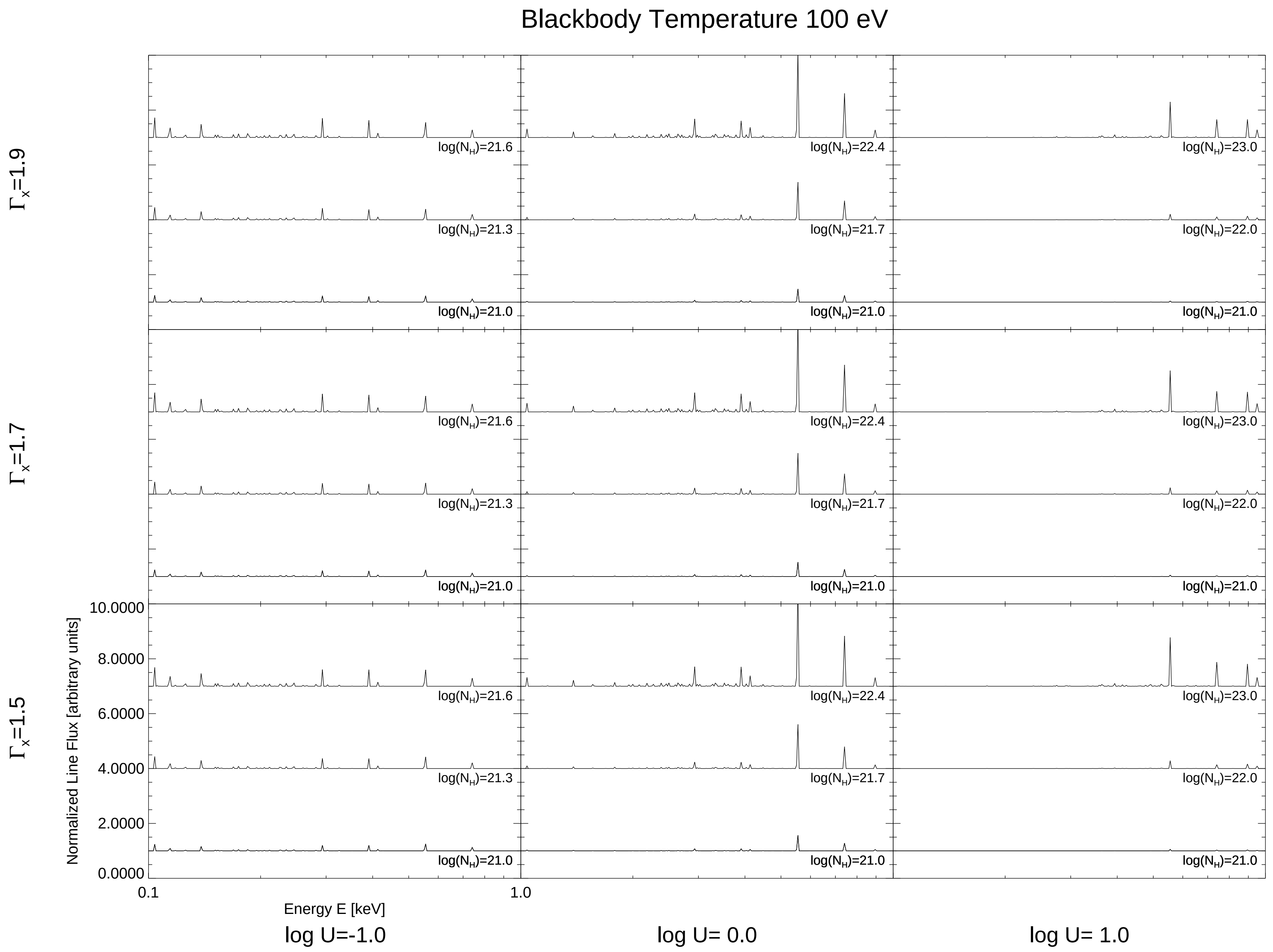


Abbildung A.6: Normierter Linienflußdes warmen Absorbers für $T_B B$=100eV.

# Anhang B

# Die CLOUDY-Inputfiles

Parameter für ein spezifisches Modell werden an CLOUDY mittels eines Eingangsfiles übergeben. Dieser Anhang erläutert an einem Beispielfile den Aufbau und Funktion der einzelnen Elemente, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden.

```
title - Warm absorber parameters nh=21.90 U=.40 alphax=.70 T=50
stop column density 21.90
iterate to convergence
ionization parameter = .40
covering factor 0.5
interpolate (10.517 -3.388) (13.477 4.0115) (14.829 2.658)
continue (14.83   2.66) (14.87   2.63) (14.91   2.61)
                              .
                              .
                              .

continue (20.30  -4.94) (20.34  -5.21) (20.38  -5.50)
hden 9.5
punch continuum last file='agn.cont'
punch element hydr last file='agn.hydr'
punch element heli last file='agn.heli'
punch element oxyg last file='agn.oxyg'
punch element nitr last file='agn.nitr'
punch element carb last file='agn.carb'
punch element iron last file='agn.iron'
punch results last file='agn.results'
punch convergence file='agn.conv'
punch heating last file='agn.heat'
punch cooling last file='agn.cool'
```

Die Zeilennummerierung ist nachträglich und dient nur der Orientierung. Gestartet wird eine Simulation mit dem Kommando `cloudy < agn.in > agn.out 2>agn.err`. Die Datei

`agn.in` ist vom beschriebenen Typ, `agn.out` enthält Informationen über den Verlauf der Modellrechnung; in die Datei `agn.err` werden eventuelle Fehlermeldungen umgeleitet.
Die einzelnen Zeilen in `agn.in` haben folgende Bedeutung:

| | |
|---|---|
| 1: | Titel der Simulation |
| 2: | Abbruchkriterium; die Simulation wird bei einer Wasserstoffsäulendichte von $\log N_{\mathrm{H}} = 21.9$ beendet. |
| 3: | Normalerweise wird nur einmal von innen nach außen iteriert. `iterate to convergence` bewirkt weitere Iterationen, die die nach der ersten Iteration bekannten Linieneinflüsse berücksichtigt (siehe auch Kapitel 3). |
| 4: | Setzt den Ionisationsparameter $\log U$ auf 0.2. |
| 5: | Setzt den Bedeckungsfaktor auf 0.5. |
| 6-51: | Interpolationspunkte für die Form des Eingangsspektrums. Jede Klammer enthält Frequenz und Fluß in der Form $(\log \nu, \log f_\nu)$. Dabei wird $\nu$ in Hz und $f_\nu$ in relativen Einheiten angegeben. Die Stützpunkte wurden entsprechend Kapitel 4 mit einem kurzen C-Programm (siehe Anhang C) für jede Parameterkombination von $T_{\mathrm{BB}}$ und $\Gamma_{\mathrm{x}}$ erzeugt. |
| 52: | Setzt die (Gesamt-)Wasserstoffdichte auf $n_{\mathrm{H}} = 10^{9.5}\ \mathrm{cm}^{-3}$. |
| 53: | Eingangs- und Ausgangspektren werden nach der letzten (`last`) Iteration in die Datei `agn.cont` geschrieben. |
| 54-59: | Ausgabe der Ionisationsstruktur von Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff nach der letzten Iteration. |
| 60: | Ausgabe einer allgemeinen Übersicht über die Ergebnisse der Simulation in die Datei `agn.results`. Diese Datei enthält unter anderem die Temperaturverteilung in der Gaswolke. |
| 61: | Ausgaben in diese Datei erfolgen nur, wenn Probleme mit der Modellkonvergenz auftreten; dies war bei den hier durchgeführten Simulationen nicht der Fall. |
| 62/63: | Ausgabe von Informationen über Heiz- und Kühlprozesse in den einzelnen Schichten des Modells. Diese Daten wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht ausgewertet. |

# Anhang C

# Quellcode für die Erzeugung des Eingangsspektrums

Die Interpolationspunkte für die CLOUDY-Eingabedatei wurden mit Hilfe des C-Programms `inpspec` erzeugt. Ein Aufruf des Programms mit `inpspec 10 0.5` erzeugt beispielsweise ein Einganspektrum mit $T_{\mathrm{BB}} = 10$ eV und $\Gamma_{\mathrm{x}} = 1.5$.

```
// This program generates an AGN input spectrum with
// given a_ox ratio, blackbody temperature and
// x-ray slope

// first argument ist Blackbody temperature in eV
// second argument ist alpha_x (!), NOT Gamma_x.

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>

#define h 6.626e-27
#define k 1.381e-16
#define c 2.998e8

void main(int argc, char* argv[])
{



  double energy, T, uv_slope, x_slope, f_nu;
  double a_ox, a, b, d;
  int count = 0;


  T = atoi(argv[2]);
  uv_slope = -0.5;
```

```
  energy = 2.8016*1.01;
  x_slope = atof(argv[3]);
  a_ox = -1.25;

  // calc coefficient of X-Ray power law for given a_ox

  a = (pow(4.96,uv_slope)*exp(-4.96/T)*pow(10,a_ox/0.384))
       /(pow(2000,x_slope));

  // print first line of CLOUDY interpolate command
  // with default values

  printf("interpolate ");
  printf("(10.517 -3.388) (13.477 4.0115) (14.829 2.658)\n");

  // calculate default-calculated joining point scaling

  b = pow(10,2.6576)/ ((pow(2.8016,uv_slope)*exp(-2.8016/T))
                  + a*pow(2.8016,x_slope)*exp(-2.8016/100000));

  // calculate interpolation points

  while(energy<=1000000)
    {
      f_nu = b*(pow(energy,uv_slope)*exp(-energy/T))
        + a*b*pow(energy,x_slope)*exp(-energy/100000.);


      if (count == 0)
        {
          printf("continue (%7.4f %7.4f)",
              log(energy*2.42e14)/log(10.),log(f_nu)/log(10.));
        }

      count++;

      // linefeed after three values

      if (count==3)
        {
          count = 0;
          printf("\n");
        };

      energy *= 1.01;
    };

  // final linefeed if not already done

  if (count!=0) printf("\n");
}
```

# Literaturverzeichnis


Antonucci R., 1993, ARA&A 31, 473

Baade W., Minkowski R., 1954, ApJ 119, 206

Blandford R.D., Netzer H., Woltjer L., 1990, Active Galactic Nuclei, Springer, Berlin

Bowyer S., Lampton M., Mack J., 1970, ApJ 161, L1

Bregman J.N., 1990, Astron. Astrophys. Rev. 2, 125

Camenzind M., 1997, Les noyeaux actifs de galaxies, Vol. 46 of *Lecture Notes in Physics*, Lecture Notes in Physics, Springer, Berlin Heidelberg

Cappi M., Mihara T., Matsuoka M., et al., 1996, ApJ 458, 149

Dörrer T., 1995, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Ferland G.J., 1996, Hazy, a brief Introduction to Cloudy, Univesity of Kentucky Department of Physics and Astronomy Internal Report

Ferland G.J., Korista K.T., Verner D.A., et al., 1998, PASP 110, 761

Grevesse N., Anders E., 1989, In: Waddington C.J. (ed.) AIP Conf. Proc. 183, Cosmic Abundances of Matter., AIP: New York, p. 1

Grevesse N., Noels A., 1993, In: Prantzos N., Vangioni-Flam E., Casse M. (eds.) Origin and Evolution of the Elements., Cambridge: Cambridge Univ. Press, p. 15

Halpern J.P., 1984, ApJ 281, 90

Halpern J.P., Grindlay J.E., 1980, ApJ 242, 1041

Iwasawa K., Fabian A.C., Reynolds C.S., et al., 1996, MNRAS 282, 1038

Kaastra J.S., Mewe R., 1993, A&AS 97, 443

Khachikian E.Y., Weedman D.W., 1974, ApJ 192, 581

Kingdon J.B., Ferland G.J., 1996, ApJS 106, 205

Komossa S., 1997, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München

Komossa S., Fink H., 1997, A&A 327, 483

Komossa S., Fink H., 1998, In: Aschenbach B. et al. (eds.) Highlights in X-Ray astronomy, Vol. in press., MPE Garching

Kriss G.A., Canizares C.R., 1985, ApJ 297, 177

Krolik J.H., Kriss G.A., 1995, ApJ 447, 512

Krull F., 1997, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Masai K., 1984, A&AS 98, 367

Mathews W.G., Ferland G.J., 1987, ApJ 323, 456

Mushotzky R.A., Done C., Pounds K.A., 1993, ARA&A 31, 717

Mushotzky R.F., 1982, ApJ 256, 92

Nandra K., Pounds K.A., 1992, Nat 359, 215

Nandra K., Pounds K.A., Stewart G.C., et al., 1991, MNRAS 248, 760

Netzer H., 1996, ApJ 473, 781

Netzter H., 1993, ApJ 411, 594

Nicastro F., Fiore F., Matt G., 1999a, ApJ accepted

Nicastro F., Fiore F., Perola G.C., Elvis M., 1999b, MNRAS 512, 136

Osterbrock D.E., 1989, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, University Science Books, Mill Valley, California

Pan H.C., Stewart G.C., Pounds K.A., 1990, MNRAS 242, 177

Peterson B.M., 1997, An Introduction to Active Galactic Nuclei, Cambridge University Press

Poutanen J., Svensson R., 1996, ApJ 470, 249

Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992, Numerical Recipes in C, Cambridge University Press, New York, 2nd edition

Reynolds C.S., 1996, Dissertation, Trinity College and Institute of Astronomy, University of Cambridge

Reynolds C.S., Fabian A.C., 1995, MNRAS 273, 1167

Rybicki G.B., Lightman A.P., 1979, Radiative Processes in Astrophysics, John Wiley & Sons, Inc., New York

Schmidt M., 1968, ApJ 151, 393

Seaton M.J., Zeippen C.J., Tully J.A., et al., 1992, Rev. Mex. Astron. Astrophys. 23, 19

Seyfert C.K., 1943, ApJ 97, 28

Shull J.M., Van Steenberg M., 1982, ApJS 48, 95

Tarter C.B., Tucker W.H., Salpeter E.E., 1969, ApJ 156, 943

Terlevich R., Tenorio-Tagle G., Franco J., Melnick J., 1992, MNRAS 255, 713

Trümper J., 1990, Phys. Bull. 46, 137

Turner T.J., George I.M., Kallman T., et al., 1996, ApJ 472, 571

Turner T.J., Pounds K.A., 1989, MNRAS 240, 833

Verner D.A., Yakovlev D.G., 1995, A&AS 109, 125

Voronov G.S., 1997, Atomic Data Nucl. Data Tables 65, 1

Weisheit J.C., 1974, ApJ 190, 735

Wilkes B.J., Elvis M., 1987, ApJ 323, 243

Williams O.R., Turner M.J.L., Stewart G.C., et al., 1992, ApJ 389, 157

Wilms J., 1996, Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Wilms J., 1998, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Zel'dovich Y.B., Novikov I.D., 1964, Sov. Phys. Dokl. 158, 811

Zweigle J., 1996, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen