

# Strahlungsemission in einem thermischen Hintergrundplasma in den Jets Aktiver Galaxienkerne

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften

in der

Fakultät für Physik und Astronomie  
der Ruhr-Universität Bochum

von

MARK SIEWERT

aus Herne

Dezember 2004



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Aktive Galaxien . . . . .	1
1.2	Überblick . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Das relativistische pick-up Modell</b>	<b>8</b>
2.1	Hochenergetische Teilchen . . . . .	8
2.2	Die Grundgleichungen . . . . .	9
2.2.1	Protonen . . . . .	11
2.2.2	Elektronen und Positronen . . . . .	12
2.2.3	Die Zeitskala . . . . .	13
2.3	Die Geometrie . . . . .	14
2.4	Die Temperatur . . . . .	15
2.5	Grenzen des Modells . . . . .	15
2.6	Freie Parameter . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Strahlungsprozesse</b>	<b>18</b>
3.1	Die Strahlungstransportgleichung . . . . .	18
3.1.1	Frei-Frei Emission . . . . .	20
3.1.2	Synchrotronemission . . . . .	20
3.1.3	Ein Vergleich der Strahlungskoeffizienten . . . . .	21
3.1.4	Die Geometrie . . . . .	24
3.1.5	Negative Absorptionskoeffizienten . . . . .	25
3.2	Typische Strahlungsspektren . . . . .	25
3.3	Zusammenfassung . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Die Geometrie des Plasmas</b>	<b>35</b>
4.1	Die exakte Lösung der Strahlungstransportgleichung . . . . .	35
4.1.1	Die optisch dicken und dünnen Grenzfälle . . . . .	35
4.1.2	Der allgemeine Fall . . . . .	36
4.2	Explizite Lösungen . . . . .	37
4.2.1	Die Scheibe . . . . .	37

4.2.2	Die Box . . . . .	42
4.2.3	Die Kugel . . . . .	43
4.2.4	Der simple Ansatz . . . . .	43
4.3	Ein Vergleich der Geometrien . . . . .	45
4.4	Komplexe Geometrien . . . . .	49
4.5	Zusammenfassung . . . . .	50
<b>5</b>	<b>Die Temperatur des Plasmas</b>	<b>51</b>
5.1	Heiz- und Kühlraten . . . . .	51
5.1.1	Heizung durch Coulombstöße . . . . .	51
5.1.2	Heizung durch Synchrotronstrahlung . . . . .	52
5.1.3	Die Kühlrate . . . . .	60
5.2	Numerische Rechnungen . . . . .	60
5.2.1	Eine detaillierte Analyse des Heizverhaltens . . . . .	62
5.2.2	Die wesentlichen Grenzfälle . . . . .	65
5.2.3	Eine Parameterstudie . . . . .	66
5.3	Zusammenfassung . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Weitere Aspekte</b>	<b>71</b>
6.1	Die Expansion des Universums . . . . .	71
6.2	Variationen der Parameter . . . . .	72
6.2.1	Eine einmalige Störung von $n_i^*$ . . . . .	72
6.2.2	Kontinuierliche Störungen von $n_i^*$ . . . . .	76
6.2.3	Fluktuationen des Magnetfelds $B$ . . . . .	79
6.2.4	Weitere Parameter . . . . .	79
6.3	Emissionslinien . . . . .	80
6.4	Ein wenig Statistik . . . . .	81
6.5	Zusammenfassung . . . . .	84
<b>7</b>	<b>Beobachtungen</b>	<b>85</b>
7.1	Lichtkurven . . . . .	85
7.2	Korrelationen . . . . .	87
7.2.1	Die gemeinsame Ursache für Synchrotron- und Frei- Frei-Emission . . . . .	89
7.3	Multifrequenzspektren . . . . .	92
7.3.1	Meßfehler . . . . .	92
7.3.2	Mögliche Störungen . . . . .	92
7.3.3	Die Modellierung der Daten . . . . .	93
7.3.4	Testdaten - analytische Daten . . . . .	95
7.3.5	Testdaten - numerische Daten . . . . .	99
7.3.6	Reale Quellen . . . . .	102

7.4	Zusammenfassung . . . . .	106
<b>8</b>	<b>Grenzen des Modells</b>	<b>108</b>
8.1	Hohe Temperaturen . . . . .	108
8.2	Die Feinstruktur des Jets . . . . .	109
8.3	Der Injektionsmechanismus . . . . .	109
8.4	Die elektrostatische Instabilität . . . . .	110
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>111</b>
<b>A</b>	<b>Das Programm blast</b>	<b>114</b>



# Kapitel 1

## Einführung

### 1.1 Aktive Galaxien

Aktive Galaxien(-kerne) (active galactic nuclei, im Folgenden als *AGNs* bezeichnet) gehören zu den stärksten bekannten Quellen hochenergetischer Gammastrahlung im Universum, welche, wie der Name schon andeutet, mit Galaxien identifiziert werden. Diese recht breite Definition zerfällt in eine Vielzahl von Unterkategorien, welche von dem vereinheitlichten Modell auf ein einzelnes Gesamtbild zurückgeführt werden (Urry und Padovani 1995).

Das vereinheitlichte Modell für Aktive Galaxien beschreibt die Quelle als eine Galaxie, in deren Zentrum sich ein supermassives Schwarzes Loch befindet. Dieses Objekt agiert als ein Beschleuniger, während die Materie der umgebenden Galaxie die Rolle des Treibstoffs übernimmt, durch den das System über einen langen Zeitraum hin stabil bleibt. Um das Schwarze Loch herum befindet sich eine typische Akkretionsscheibe (Shakura und Sunyaev 1973), welche häufig zur Erklärung von thermischen Komponenten innerhalb des Strahlungsspektrums herangezogen wird. Dieses Objekt ist auch die Quelle für Emissionslinien, die man häufig beobachten kann, und die für die Messung der Rotverschiebung der Quelle von Bedeutung sind.

Senkrecht auf der Akkretionsscheibe stehen zwei ausgeprägte *Jets*, extrem lange (bis zu einigen hundert kpc) und gebündelte Ausflüsse von Plasma, in denen normalerweise der wesentliche Anteil an nichtthermischer Strahlung produziert wird (siehe z. B. Urry und Padovani 1995). Am Ende der Jets befindet sich häufig ein „hot spot“, eine Emissionsregion, welche deutlich heller ist als ihre unmittelbare Umgebung (siehe z. B. von Montigny u. a. 1997). Auch wenn die Jets üblicherweise nicht mit thermischer Aktivität assoziiert werden, so kann dennoch nicht ausgeschlossen werden, daß sich in diesen Gebilden thermisch verteiltes Plasma befindet. Wie in dieser Arbeit

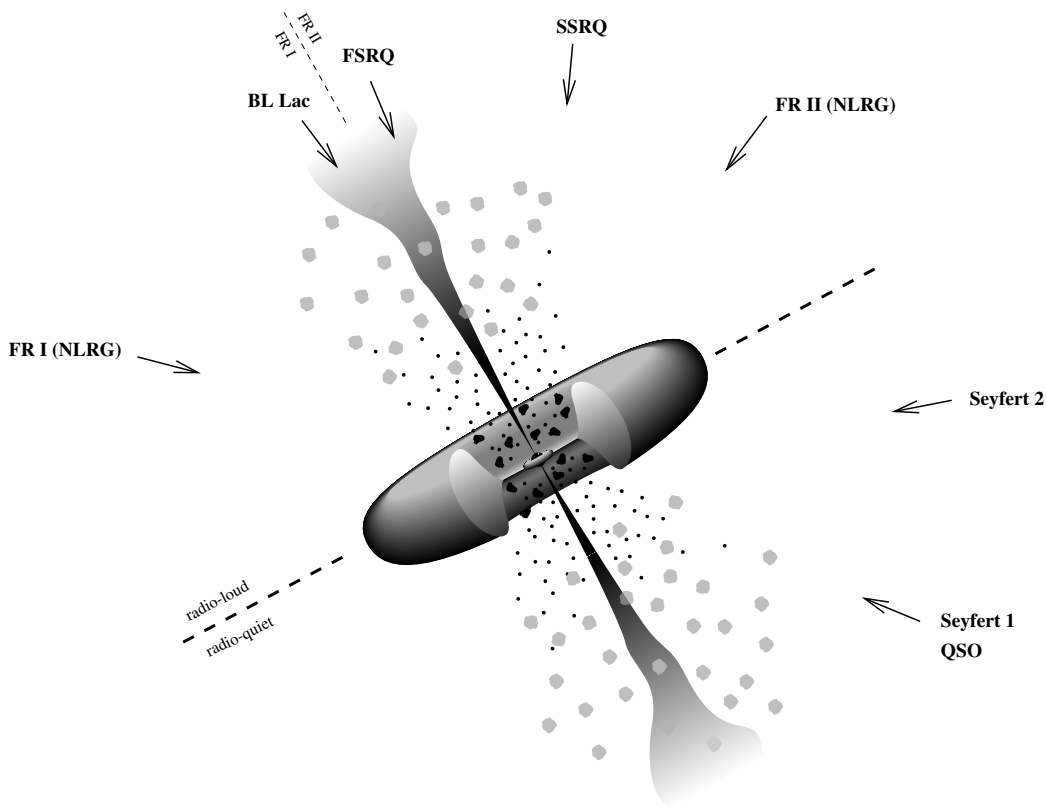


Abbildung 1.1: *Eine Aktive Galaxie (schematisch und nicht maßstabsgetreu). Von Collmar (2001), nach Urry und Padovani (1995). Die Klassifikation von verschiedenen Typen anhand des Aufsichtswinkels relativ zum Jet ist angedeutet.*

gezeigt wird, ist eine solche Konfiguration durchaus möglich, ohne daß die thermische Komponente einen Beitrag zu der Strahlungsemission hat, so daß kein Widerspruch zu bisherigen Beobachtungen entsteht. Ein solches Plasma kann ebenfalls die Quelle von Emissionslinien sein, welche zur Messung des Lorentzfaktors des Jets herangezogen werden können.

Schließlich nimmt man an, daß in den Halos von Aktiven Galaxien häufig Materie in Form eines Staubtorus (Urry und Padovani 1995) existiert, welcher herangezogen wird, um ein Fehlen von Emissionslinien, optisch dicke Emission oder ein invertiertes Spektrum im optischen oder nah-infraroten Energieband zu erklären. Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, kann thermisches Plasma innerhalb der Jets ebenfalls zu der optischen Dicke des Systems beitragen.

Eine Skizze, welche die wesentliche Konfiguration einer Aktiven Galaxie



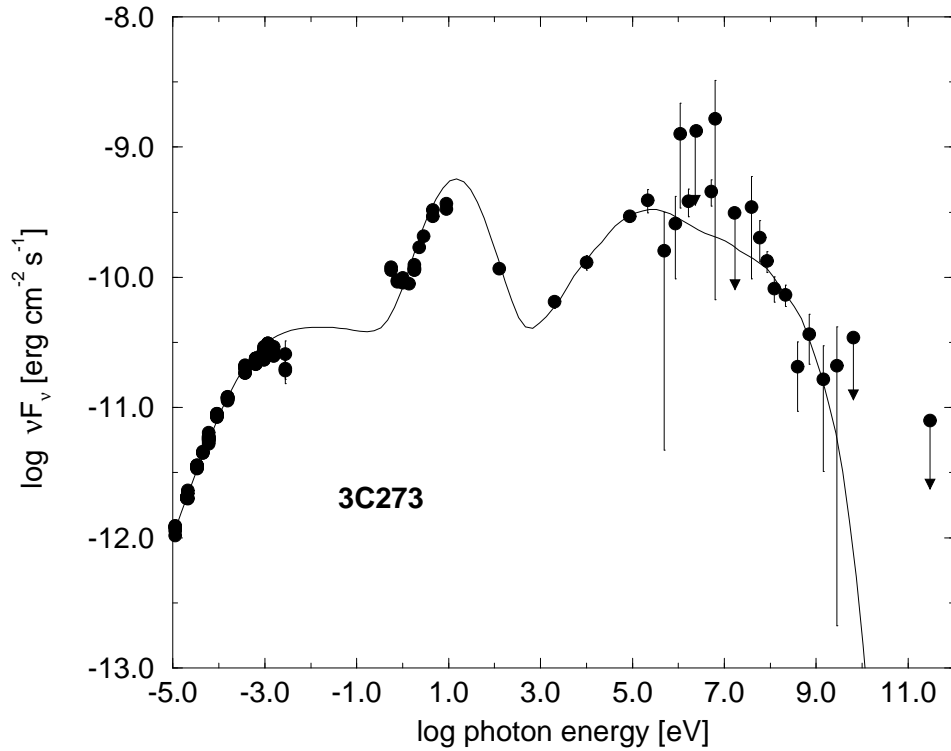


Abbildung 1.2: Ein typisches beobachtetes Photonenspektrum einer Aktiven Galaxie (3C 273). Von von Montigny u. a. (1997). Aufgetragen ist der Photonfluß  $F_\nu$ , multipliziert mit  $\nu$

zusammenfasst, findet sich in Abb. 1.1.

In den Unterarten von Aktiven Galaxien finden sich Objekte wie Radiogalaxien und Quasare, welche ihrerseits wieder in weitere Unterkategorien zerfallen, wie radiolaute und -leise Quellen, Seyferts und Fanoff-Reiley-Galaxien. Ein typisches Spektrum wird in Abbildung 1.2 vorgestellt. Eine weitere Kategorie von Quellen, Blasare, zeichnet sich durch extrem schwache oder nicht vorhandene Emissionslinien und sehr hohe zeitliche Variabilität aus.

Zu den Eigenschaften, anhand derer man eine Aktive Galaxie im Rahmen des vereinheitlichten Modells klassifiziert, gehören die bereits angesprochene Aktivität im Radiobereich („radio-quiet“ und „radio-loud“), die Breite der beobachteten Emissionslinien („narrow-line“/„Typ 2“ und „broad-

line“/„Typ 1“) und die Steilheit des beobachteten Spektrums („steep spectrum“ und „flat spectrum radio quasars“). Weiterhin gibt es noch Eigenschaften, die von dem vereinheitlichten Modell nicht erklärt werden, wie z. B. eine mögliche Beziehung zur Rotverschiebung, zur Größe der Galaxie oder zur Luminosität (Urry und Padovani 1995).

Die Grenzen zwischen diesen Klassen sind fließend; so assoziiert man z. B. Blasare (BL Lacs und Radioquasare) mit sehr kleinen Winkeln zwischen der Quelle und dem Beobachter. Außerdem existieren selbst in vereinheitlichten Modellen noch einige „weiße Flecken“, wie z. B. die scheinbare Abwesenheit von radioleisen BL Lacs (Stoche und Morris 1990; Urry und Padovani 1995), auch wenn es inzwischen Hinweise auf eine mögliche Kategorie von linienlosen Quasaren gibt, die diese Lücke auffüllen könnten (Londish u. a. 2004; Leighley u. a. 2004).

Das Modell, welches in dieser Arbeit verwendet wird, wurde ursprünglich entwickelt, um die hohe Variabilität in Blasaren zu erklären; es beschreibt lediglich den Jet und ignoriert andere Emissionsregionen, so daß die entsprechenden Ergebnisse nicht direkt mit anderen Modellrechnungen verglichen werden können. Der Energiebereich, der von besonderem Interesse für diese Arbeit ist, entspricht dem Peak im optischen Bereich (um 1 eV herum), welcher in Übereinstimmung mit vielen anderen Modellrechnungen auf Synchrotronemission zurückzuführen ist. Wie sich zeigt, kann dieses Modell eine *radioleise* Quelle beschreiben und somit möglicherweise die bereits angesprochenen „weißen Flecken“ theoretisch eliminieren.

Zu den ungelösten Problemen bei dem Verständnis Aktiver Galaxien zählt die Entstehung und Ausbreitung des bereits angesprochenen Jets (Urry und Padovani 1995), auch wenn es inzwischen einige erfolgversprechende Ansätze gibt (Ferrari 1998). Messungen der Variabilität deuten darauf hin, daß die Emissionsregion sehr klein sein muß (Elliot und Shapiro 1974; Schlickeiser 2002), was zu der häufig verwendeten Annahme führt, daß die Jets nicht homogen sind, sondern aus mehreren diskreten „Blobs“ bestehen. Diese Eigenschaft verkompliziert ein Verständnis der Jetentstehung noch zusätzlich.

Schließlich gibt es noch einen weiteren nur teilweise verstandenen Aspekt, und zwar die Beschleunigung der Teilchen, welche die beobachtete Strahlung emittieren. Da z. B. ein Elektron nicht mehr Energie abstrahlen kann als es selbst besitzt, muß es bei seiner Injektion in den Jet eine hinreichend hohe Energie besitzen oder aber innerhalb des Jets entsprechend stark beschleunigt werden, um die emittierte Strahlung erklären zu können. Die Strahlung, die von dem System emittiert wird, hängt ebenfalls nicht unwesentlich von dem Beschleunigungsprozess ab.

Die übliche Lösung dieses Problems besteht in der Annahme von hydrodynamischen Schockfronten innerhalb des Plasmas (siehe z. B. Tidman

und Krall 1971; Burlaga 1971; Schlickeiser 2002), also eine Grenzschicht zwischen zwei Gebieten unterschiedlicher Teilchenzahldichte, -geschwindigkeit und Magnetfeldstärken, die von dem zu beschleunigenden Teilchen durchdrungen wird. Hierbei gewinnt das Teilchen an kinetischer Energie; wiederholt man diesen Prozess mehrmals hintereinander (z. B. durch stochastische Hin- und Zurückstreuung), kann das Teilchen sehr hohe Energien erreichen. Diesen Mechanismus bezeichnet man als Fermi-Beschleunigung 1. Art (oder einfach Fermi 1); er resultiert in einer Potenzgesetzverteilung der Elektronen.

Diese Art von Beschleunigung hat einen entscheidenden Nachteil: sie ist für nichtrelativistische Schocks sehr langsam (man benötigt sehr viele Durchgänge durch die Schockfront, um hohe Energien zu erreichen) und relativ ineffizient (es gibt eine Obergrenze für die maximal erreichbare Energie (Schlickeiser 2002), die durch die Größe des Systems und die Stärke des Magnetfelds gegeben ist), so daß man, um die höchsten beobachteten Energien zu erklären, extremste Bedingungen annehmen muß. Eine Alternative zu diesem Beschleunigungsprozess ist das relativistische pick-up Modell von M. Pohl und R. Schlickeiser (Pohl und Schlickeiser 2000) (im Folgenden als RPI-Modell bezeichnet), welches in dieser Arbeit verwendet wird und in Kapitel 2 genauer beschrieben wird. Eine bemerkenswerte Eigenschaft dieses Modells ist, daß die Verteilungsfunktion der hochenergetischen Elektronen sich von einem Potenzgesetz radikal unterscheidet. Weiterhin ist der Mechanismus zur Erzeugung hochenergetischer Teilchen in diesem Modell sehr allgemein und erfordert nur sehr wenig spezielle Annahmen.

Während es durchaus möglich ist, trotz der bisherigen Komplikationen die elementaren Strahlungsprozesse innerhalb eines Jets zu berechnen, stellt sich in der Praxis das zusätzliche Problem, daß eine Aktive Galaxie mehrere Emissionsregionen aufweist, welche die Identifizierung der einzelnen Komponenten sehr schwierig machen. Das theoretische Emissionsspektrum eines isolierten Jets tritt üblicherweise in Form von zwei Peaks auf (bei einigen eV sowie bei einigen MeV, siehe z. B. Pohl und Schlickeiser 2000), während in der Praxis diese Peaks wesentlich weniger ausgeprägt sind aufgrund von anderen Emissionsgebieten (vgl. z. B. Urry und Padovani 1995; Dermer und Gehrels 1995; Türler u. a. 1999). Diese störenden Einflüsse können die charakteristischen Merkmale der in dieser Arbeit verwendeten Modells experimentell unkenntlich machen.

Da die beobachtete Strahlung auch eine gewisse Polarisation aufweist, können thermische Prozesse als Ursache weitgehend ausgeschlossen werden. Stattdessen assoziiert man den niederenergetischen Peak mit Synchrotronstrahlung, was die Existenz von starken Magnetfeldern impliziert, und den höherenergetischen Peak mit einem Inversen-Compton Modell (IC-Modell).

Aufgrund der hohen Variabilität, der Kompaktheit und des hohen An-

teils an superluminaler Bewegung (Schlickeiser 2002) nimmt man üblicherweise an, daß die  $\gamma$ -Strahlung in stark gebündelten Quellen entsteht, welche mit den Jets identifiziert werden. Um die hohe Variabilität vollständig zu erklären, kann die Emissionsregion außerdem nicht sehr groß sein (Elliot und Shapiro 1974), weshalb man annimmt, daß die Jets mit mehreren kompakten, diskreten *Blobs* gefüllt sind. Da das RPI-Modell keine speziellen Anforderungen an die Ausdehnung des Plasmas stellt, tritt auch kein Widerspruch auf zwischen der notwendigen Kompaktheit des Plasmas und der maximal erreichbaren Energie der hochenergetischen Teilchen.

Neben all diesen mehr oder weniger gut verstandenen Aspekten gibt es noch eine Unbekannte, die die Rechnungen wesentlich beeinflusst. Hierbei handelt es sich um die Form des hochenergetischen Teilchenspektrums, die nicht unwesentlich die Form des emittierten Photonenspektrums bestimmt. In den meisten Veröffentlichungen nimmt man einfach eine Fermi-artige Beschleunigung und ein Potenzgesetzspektrum an, was allerdings die Existenz von Schockfronten innerhalb des Plasmas voraussetzt und insbesondere in sehr kompakten Emissionsgebieten nicht der Fall sein muß. Daher ist es von Interesse, einen einfacheren Mechanismus zu verwenden, wie z. B. den relativistischen pick-up Mechanismus des RPI-Modells, welcher auf eine grundlegend andere Verteilung der hochenergetischen Teilchen führt.

## 1.2 Überblick

In dieser Arbeit wird den Einfluß von möglicherweise in den *Blobs* vorhandenem thermischem Plasma auf die Strahlungsemission untersucht. Während üblicherweise eine solche Komponente mit der Akkretionsscheibe identifiziert wird, ist es dennoch nicht auszuschließen, daß innerhalb der Jets ebenfalls thermisch verteiltes Plasma existiert.

Kapitel 2 enthält neben einer Einführung in das Modell auch die freien Parameter sowie eine Reihe von Emissionsspektren, die man durch Variation der Parameter erhält, wobei bereits einige der Rechnungen und Ergebnisse aus späteren Kapiteln dieser Arbeit verwendet werden.

In Kapitel 3 wird die Strahlungstransportgleichung vorgestellt, welche die Emissions- und Absorptionsprozesse innerhalb des Plasmas berücksichtigt und die Bestimmung der *emittierten* Spektren im Ruhesystems des Jets ermöglicht.

Kapitel 4 geht auf eine weitere Komplikation ein, und zwar auf die explizite Geometrie des Jets, welche in der Praxis nicht gemessen werden kann. Es werden einige einfache Geometrien betrachtet und hieraus Schlüsse gezogen, inwiefern eine genaue Kenntnis der Geometrie für die in dieser Arbeit

durchgeführten Rechnungen überhaupt notwendig ist.

Die Temperatur des Hintergrundplasmas ist Gegenstand von Kapitel 5, in dem die unterschiedlichen Heiz- und Kühlprozesse betrachtet werden, welche in dem System wirken. Die zeitliche Entwicklung der Temperatur wird vorgestellt und Abschätzungen werden hergeleitet, welche Beiträge zu der Heizrate wichtig sind.

In Kapitel 6 wird auf verschiedene Aspekte eingegangen, die man benötigt, um aus den Rechnungen Vorhersagen für Beobachtungen zu machen, was in Kapitel 7 durchgeführt wird.

Schließlich geht Kapitel 8 noch kurz auf weiterführende Aspekte ein, die Gegenstand von zukünftigen Rechnungen sein könnten.

In Anhang A wird das Programm beschrieben, mit dem die zeitliche Entwicklung des Systems berechnet wurde, einschließlich Anweisungen zur Weiterentwicklung.

# Kapitel 2

## Das relativistische pick-up Modell

Im Folgenden sind sämtliche Größen, sofern nicht ausdrücklich anders vermerkt, in cgs-Einheiten angegeben.

### 2.1 Hochenergetische Teilchen

Die Identifikation des Mechanismus zur Erzeugung von hochenergetischen Photonen in astrophysikalischen Umgebungen ist ein Problem, welches bisher noch nicht eindeutig gelöst werden konnte. Gesichert ist, daß man zur Erzeugung derartiger Photonen entsprechend hochenergetische geladene Teilchen benötigt. Das Problem besteht darin, einen geeigneten Mechanismus zu finden, der effizient und stabil genug ist, um niederenergetische Teilchen zu den Energien zu beschleunigen, die man benötigt, um die beobachteten Strahlungsenergien und Intensitäten erklären zu können (siehe z. B. Pohl 2002a).

Der Standardmechanismus, der zu diesem Zweck am häufigsten herangezogen wird, ist die Beschleunigung an hydrodynamischen Schockfronten (siehe z. B. Schlickeiser 2002), die man in astrophysikalischen Situationen beispielsweise in der Expansionsfront von Supernovaresten findet. Neben Schockbeschleunigung existieren noch weitere, alternative Mechanismen, um die Entstehung hochenergetischer Teilchen zu beschreiben. Das relativistische pick-up Modell (Pohl und Schlickeiser 2000) verwendet einen solchen alternativen Mechanismus, der komplett ohne Schocks auskommt.

Das relativistische pick-up Modell beschreibt den Jet einer aktiven Galaxie als eine Folge von kompakten, voll ionisierten Elektron-Proton „Blobs“, die mit hochrelativistischer Geschwindigkeit ( $\Gamma \gg 1$ ) von dem Schwarzen

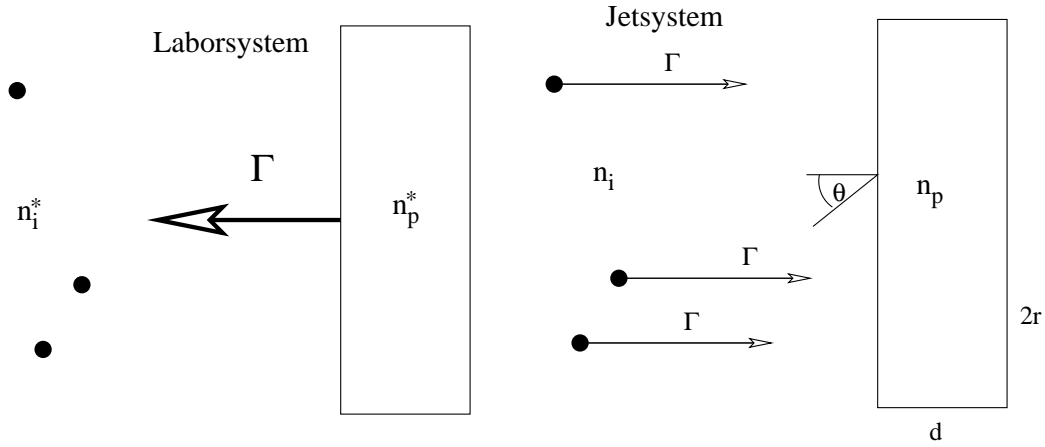


Abbildung 2.1: Der relativistische pick-up Prozess exemplarisch für die „dünne Scheibe“-Geometrie (vgl. Abb. 2.2).

Loch wegströmen. Im Folgenden werden die Begriffe „Jet“, „Blob“ und „Hintergrundplasma“ synonym verwendet; außerdem wird, sofern nicht ausdrücklich anders vermerkt, von einem einzigen Blob ausgegangen. In seinem eigenen Ruhesystem sieht das Plasma einen einfallenden Strahl von hochenergetischen Teilchen aus dem intergalaktischen Medium; ein expliziter Beschleunigungsprozess ist hierfür nicht notwendig (siehe Abb. 2.1). Eine weitere Eigenschaft dieses Ansatzes ist, daß aufgrund der relativistischen Transformation zwischen den unterschiedlichen Referenzsystemen sowohl die Injektionsrate der massiven Teilchen im Jetsystem als auch die Intensität der emittierten Strahlung im Beobachtersystem durch den Dopplereffekt verstärkt wird (siehe auch Abschnitt 2.2.3).

Es zeigt sich, daß die durch diesen Pick-up Prozess gewonnenen Teilchen praktisch ohne Zeitverlust durch Streuung an selbstangeregten Alfvén-Wellen isotropisiert werden, so daß man näherungsweise davon ausgehen kann, daß die hochenergetischen Teilchen zur Zeit ihrer Injektion bereits isotrop sind.

## 2.2 Die Grundgleichungen

Die Entwicklung der Teilchenzahlspektren folgt der Gleichung (Pohl und Schlickeiser 2000)

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \dot{N} - \frac{\partial}{\partial \gamma} (\dot{\gamma} N(\gamma)) - \frac{N(\gamma)}{T_c}. \quad (2.1)$$

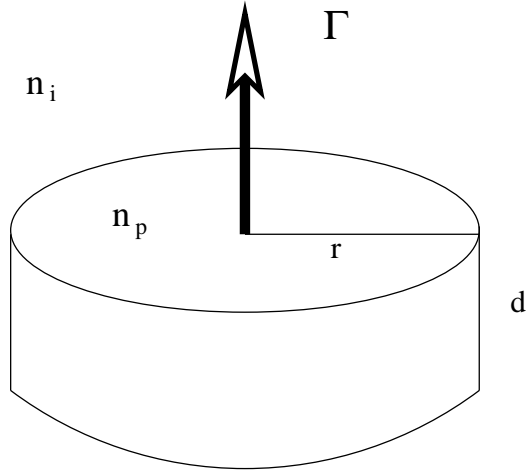


Abbildung 2.2: Die „dünne Scheibe“-Geometrie. Die Ausbreitungsrichtung steht senkrecht auf der Kreisfläche.

Bis auf Weiteres wird angenommen, daß die Verteilungsfunktion  $N(\gamma)$  auf ein Einheitsvolumen normiert ist. Demzufolge sind die Quellrate(n) an neu hinzugewonnenen Teilchen ( $\dot{N}$ ), die auf den folgenden Seiten angegeben sind, ebenfalls auf ein Einheitsvolumen normiert. Prozesse, die dies bewirken, sind der beschriebene Injektionsprozess, aber auch interne Prozesse, wie z. B. inelastische Proton-Proton Kollisionen, die sekundäre Teilchen erzeugen.  $T_c$  ist die charakteristische Zeitskala, auf der Teilchen dem System komplett verloren gehen, wie z. B. diffusives Entweichen oder Paarvernichtung. Kontinuierliche Energieverlustprozesse (mit  $\dot{\gamma}$  bezeichnet) sind Prozesse, die die Teilchenzahl erhalten und nur die Form der Verteilung modifizieren. Gleichung 2.1 muß für jede Teilchenart separat betrachtet werden, da z. B. Elektronen und Protonen unterschiedlichen Verlustprozessen unterliegen. Im Fall mehrerer Blobs innerhalb des Jets muß man diese ebenfalls getrennt behandeln.

Eine weitere Eigenschaft des Modells ist eine Abbremsung des Jets aufgrund von Massenzuwachs und -verlust sowie von Impulserhaltung. Eine solche Abbremsung wurde experimentell bereits beobachtet (Corbel u. a. 2002). Der Lorentzfaktor des Jets folgt den Differentialgleichungen (Pohl und Schlickeiser 2000; Schuster u. a. 2002)

$$\dot{\Gamma} = - \frac{\pi r^2 n_i^* c m_p}{M(t)} (\Gamma^2 - 1)^{3/2} \quad (2.2)$$

$$M(t) = V \left( n_p m_p + \sum_x \int_1^\infty \gamma m_x N_x(\gamma, t) d\gamma \right) \quad (2.3)$$



wobei  $M(t)$  die Masse des Jets zur Zeit  $t$  ist und  $V$  das Volumen des Plasmas. Der Index „\*“ bezeichnet das Ruhesystem des intergalaktischen Mediums (vgl. Abschnitt 2.2.3). Dieser Ausdruck muß aus den Teilchenzahlspektren bestimmt werden, wobei über alle Teilchenarten im System summiert wird. Aufgrund dieser Abbremsung ist die Energie der neu aufgesammelten Teilchen nicht konstant, sondern nimmt mit der Zeit ab (siehe Gleichungen 2.2 und 2.4).

Um explizite Gleichungen für die Verlustraten angeben zu können, benötigt man eine Annahme für die Geometrie des Systems. Hierzu wird zunächst analog zu den Rechnungen von Pohl und Schlickeiser (2000) von einer dünnen Scheibe ausgegangen, mit einem Radius  $r$  und einer Dicke  $d \ll r$  (vgl. Abb. 2.2).

### 2.2.1 Protonen

Die relevanten Gewinn- und Verlustprozesse für Protonen mit einem Lorentzfaktor  $\gamma$  sind näherungsweise

$$\text{Injektion} \quad \dot{N}(\gamma) = \frac{c n_i^*}{d} \sqrt{\Gamma^2 - 1} \delta(\gamma - \Gamma) \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad (2.4)$$

$$\text{diff. Verluste} \quad T_{\text{esc}} = 1.67 \cdot 10^{-19} \frac{d^2 \Gamma n_i^*}{\beta \sqrt{n_p}} \text{ sec} \quad (2.5)$$

$$\text{Neutronen} \quad T_{\text{neut}} = 3 \cdot 10^{15} n_p^{-1} \left( \exp \left( - \frac{L}{\gamma 2.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}} \right) \right) \text{ sec} \quad (2.6)$$

$$\text{elastisch} \quad -\dot{\gamma}_{\text{el,p}} = 3.75 \cdot 10^{-16} n_p \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \text{ sec}^{-1} \quad (2.7)$$

$$\text{inelastisch} \quad -\dot{\gamma}_{\text{inel,p}} = 7 \cdot 10^{-16} n_p \frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma + 1} \text{ sec}^{-1} \quad (2.8)$$

$$\frac{1}{T_{\text{c,tot}}} = \sum_i \frac{1}{T_{\text{c},i}}. \quad (2.9)$$

In Gleichung 2.6 bezeichnet  $L$  die Weglänge der Teilchen. Bei der Teilcheninjektion  $\dot{N}(\gamma)$  wird davon ausgegangen, daß die hochenergetischen Teilchen im Ruhesystem des Jets dieselbe Geschwindigkeit haben wie das System selbst (Pohl und Schlickeiser 2000).

Die Verlustzeitskala  $T_{\text{esc}}$  beschreibt Protonen, die aufgrund ihrer diffusiven Bewegung das System verlassen. Diese Gleichung wurde auf die „dünne Scheibe“-Geometrie spezialisiert (Pohl und Schlickeiser 2000); insbesondere nimmt man hier an, daß die Teilchen ihre Diffusion im Zentrum des Plasmas beginnen, und daß sie ausschließlich durch die (kreisförmigen) Boden- und

Deckelflächen entweichen, was in Abhängigkeit von ihrer Alfvén-Geschwindigkeit nicht der Fall sein muß (Vainio u. a. 2004).

Die Zeitskala  $T_{\text{neut}}$  (Pohl und Schlickeiser 2000) beschreibt den direkten Verlust von Neutronen, die in ( $p \rightarrow n$ ) Reaktionen gebildet werden und dann direkt (d. h. nicht diffusiv) aus dem System entkommen. Es zeigt sich, daß der Exponent in Gleichung 2.6 für alle Rechnungen in dieser Arbeit sehr nahe bei 1 liegt.

Elastische und inelastische Stöße (Haug 1988; Pohl und Schlickeiser 2000) sind kontinuierliche Energieverluste, die die (Protonen-)Teilchenzahl erhalten. Bei elastischen Stößen handelt es sich um einfache Coulombstreuung, während inelastische Prozesse eine Quelle von Sekundärteilchen darstellen, was man leider nur numerisch behandeln kann.

Auf die exakte Form der Protonenverteilungen wird hier nicht weiter eingegangen; einige exemplarische Ergebnisse befinden sich in Schuster u. a. (2002). Auf die Produktion von Sekundärteilchen geht der nächsten Abschnitt genauer ein.

## 2.2.2 Elektronen und Positronen

Im Weiteren werden primäre Elektronen vernachlässigt, da diese einen Faktor  $m_e/m_p$  weniger Energie erhalten und außerdem bei  $\gamma \ll 1000$  eine schlechte Strahlungsausbeute haben. Sekundäre Elektronen (und Positronen) werden in hadronischen Zerfallsketten gebildet, wie z. B.

$$p + p \rightarrow \pi^\pm + X \quad (2.10)$$

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu \quad (2.11)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu, \quad (2.12)$$

die als eine Folge von inelastischen Proton-Proton Kollisionen auftreten. Solche Reaktionen können analytisch nicht behandelt werden. Ich verwende hier das Ergebnis einer numerischen Simulation, auf der auch die Rechnungen von Pohl und Schlickeiser (2000) beruhen. Die Simulation verwendet das Monte-Carlo Modell DTUNUC 2.2 (Möhring und Ranft 1991; Ranft u. a. 1994; Ferrari u. a. 1996a; Engel u. a. 1997), eine Implementation des dualen Partonmodells (Capella u. a. 1994). Dieses Modell für die Wechselwirkung zwischen freien und im Atomkern gebundenen Hadronen berücksichtigt den nicht störungstheoretischen Bereich der Starken Wechselwirkung (QCD) und beschreibt erfolgreich hadronische Wechselwirkungen bei hohen Energien (Möhring u. a. 1993; Ranft und Roesler 1994; Ferrari u. a. 1996b; Roesler u. a. 1998).

Die relevanten Gewinn- und Verlustprozesse für Elektronen sind

$$\text{Paarvernichtung} \quad T_{\text{ann}}^{-1} = \frac{3c\sigma_{\text{T}}n_{\text{p}}}{8(\gamma+1)\sqrt{\gamma^2-1}} \times \left[ (\gamma+4+\gamma^{-1}) \log(\gamma+\sqrt{\gamma^2-1}) - \beta(\gamma+3) \right] \text{sec}^{-1} \quad (2.13)$$

$$\text{elastisch} \quad -\dot{\gamma}_{\text{el,e}} = 7.5 \cdot 10^{-13} n_{\text{p}} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2-1}} \text{sec}^{-1} \quad (2.14)$$

$$\text{Synchrotron} \quad -\dot{\gamma}_{\text{Sync}} = 1.1 \cdot 10^{-15} \frac{B^2}{m_e c^2} \gamma^2 \beta^2 \text{sec}^{-1} \quad (2.15)$$

$$\text{Bremsstrahlung} \quad -\dot{\gamma}_{\text{Brems}} = 8 \cdot 10^{-16} n_{\text{p}} \gamma \text{sec}^{-1} \quad (2.16)$$

Die Elektronen entweichen darüber hinaus ebenfalls diffusiv, wobei man bei ultrarelativistischen Teilchen dieselbe Gleichung verwenden kann wie für Protonen (Gl. 2.5). Die Verlustzeitskala  $T_{\text{ann}}$  beschreibt die direkte Annihilation von hochenergetischen Positronen mit Elektronen aus dem thermischen Hintergrundplasma unter der Annahme, daß die Temperatur des Hintergrundplasmas wenigstens 100 eV (das entspricht etwa  $10^6$  K) beträgt. Unterhalb dieses Betrags zerfallen Positronen nicht direkt, sondern über eine Zwischenstufe, ein wasserstoffartiges „Atom“ bekannt als Positronium. Hierdurch wird die Lebensdauer eines Positrons erheblich verkürzt, weshalb im Weiteren zur Vereinfachung die Positronen vernachlässigt werden. Auf diesen Punkt wird in Kapitel 8 noch einmal eingegangen.

Die für Elektronen spezifischen kontinuierlichen Verlustprozesse sind Synchrotronemission (Pacholczyk 1970), wobei über alle Emissionsrichtungen *gemittelt* wurde (Crusius und Schlickeiser 1988) und Bremsstrahlung (Hayakawa 1969; Pohl und Schlickeiser 2000), wobei die Synchrotronemission der dominante Prozess bei nichtrelativistischen Energien ist. Außerdem unterliegen diese Teilchen ebenfalls elastischen Streuprozessen (Haug 1988; Pohl und Schlickeiser 2000), analog zu den Protonen. Die kontinuierlichen Verluste werden für die hier betrachtete Konfiguration im relativistischen Bereich von Synchrotronemission dominiert, da die anderen Beiträge bei großen  $\gamma$  praktisch konstant sind.

Die exakte Form der Elektronenverteilung wird in Kapitel 7.3 genauer behandelt.

### 2.2.3 Die Zeitskala

Ein weiterer Aspekt, den man bei der Integration der Differentialgleichungen über die Zeit berücksichtigen muß, sind die unterschiedlichen Referenzsysteme. Bei dem hier vorliegenden Problem existieren drei verschiedene, nämlich

die Ruhesysteme des Jets, des intergalaktischen Mediums und des Beobachters. Die charakteristischen Zeitskalen und Energieverlustraten liegen im Jetsystem vor, während die intergalaktische Teilchenzahldichte sinnvollerweise im eigenen Ruhesystem ( $n_i^*$ , siehe auch Abb. 2.1) angegeben wird. Der von Null verschiedene Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung und der Sichtlinie zum Beobachter bewirkt dann, daß man ein drittes Bezugssystem erhält.

Die Beziehungen zwischen den einzelnen Systemen sind (siehe z. B. Pohl 2002b)

$$n_i = \Gamma n_i^* \quad (2.17)$$

$$n_p = n_p^*/\Gamma \quad (2.18)$$

$$\cos \theta^{\text{obs}} = \frac{\cos \theta + \beta_\Gamma}{1 + \beta_\Gamma \cos \theta} \quad (2.19)$$

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta^{\text{obs}} - \beta_\Gamma}{1 - \beta_\Gamma \cos \theta^{\text{obs}}} \quad (2.20)$$

$$D = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta_\Gamma \cos \theta^{\text{obs}})} \quad (2.21)$$

$$\nu^{\text{obs}} = D\nu \quad (2.22)$$

$$I^{\text{obs}}(\nu^{\text{obs}}) = D^3 I(\nu^{\text{obs}}/D) \quad (2.23)$$

$$dt^{\text{obs}} = dt/D \quad (2.24)$$

wobei  $\beta_\Gamma$  die dem Lorentzfaktor  $\Gamma$  des Jets entsprechende relativistische Geschwindigkeit ist.

## 2.3 Die Geometrie

Um das Modell anwenden zu können, muß man, wie bereits erwähnt, eine Annahme für die Geometrie des Blobs machen, nicht nur zur Abschätzung der diffusiven Entweichprozesse, sondern auch zur Berechnung des Photospektrums, wie in den nächsten Kapiteln gezeigt wird.

Dieser Aspekt verkompliziert nicht nur die Rechnungen, sondern auch einen Vergleich mit realen Systemen. Da es aufgrund der hohen Entfernungen zur Quelle unmöglich ist, die exakte Form eines Blobs zu messen, können sämtliche angenommenen Geometrien nur als eine Approximation gesehen werden. Eine reale Geometrie wird darüber hinaus nicht nur eine wesentlich komplexere Form aufweisen, sondern auch noch zeitlich variabel sein, wenn z. B. der Jet einen Öffnungswinkel besitzt, was bedeutet, daß sich das Plasma bei seiner Propagation langsam ausdehnt. In Kapitel 4 werden mehrere

Ansätze für die Geometrie betrachtet, wie auch die Frage, inwiefern solche Rechnungen angesichts der realen Unsicherheiten sinnvolle Ergebnisse liefern. Es zeigt sich, daß einfache Geometrien eine akzeptable Näherung darstellen.

## 2.4 Die Temperatur

Während das Modell hochenergetische Teilchen durch den pick-up Mechanismus und die Evolutionsgleichung 2.1 ausreichend gut beschreibt, bleibt die Frage offen, welche Verteilung das Hintergrundplasma hat. Die einfachste Annahme ist, daß das Hintergrundplasma „kalt“ ist, ohne auf diesen Aspekt weiter einzugehen (Pohl und Schlickeiser 2000). Will man nun auch die Verteilungsfunktion des Hintergrundplasmas berücksichtigen, so kann man z. B. eine Maxwell-Boltzmann Verteilung oder ein Potenzgesetz ansetzen.

Diese Arbeit verwendet eine Maxwell-Boltzmann Verteilung an mit einer Temperatur  $T$ . Unter der Annahme, daß die Maxwell-Boltzmann Verteilung zu jedem Zeitpunkt stabil ist, gehorcht die Temperatur der Differentialgleichung

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{n_p k} (\gamma_A - 1) (\dot{\epsilon} - \Lambda) \quad (2.25)$$

wobei  $\gamma_A$  der Adiabatenindex ist (5/3 für ein nicht-relativistisches Elektron-Proton-Gas),  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $n_p$  die Protonendichte des thermischen Plasmas. Die Heizraten sind mit  $\dot{\epsilon}$  und die Kühlraten mit  $\Lambda$  bezeichnet; die genaue Form dieser Ausdrücke ist Inhalt von Kapitel 5. Wie im weiteren Verlauf dieser Arbeit demonstriert wird, ist die Temperatur ein wesentlicher Parameter für die Stabilität des Modells.

## 2.5 Grenzen des Modells

Das relativistische pick-up Modell für Aktive Galaxien enthält noch einige Unbekannte. Neben der Temperatur, mit der sich diese Arbeit befasst, existiert noch eine *elektrostatistische* Turbulenz, welche im Gegensatz zu der *elektromagnetischen* Turbulenz die Energien der aufgesammelten Teilchen modifiziert. Dies hat keine Auswirkungen auf die emittierte Strahlung bei optischen Energien, kann aber einen wesentlichen Beitrag zu der Heizrate  $\dot{\epsilon}$  liefern. Dieser Aspekt wird im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht, da er eine komplette plasmaphysikalische Behandlung der Situation erfordert; eine einfache Abschätzung versagt leider kläglich (Pohl u. a. 2002).

Parameter	Standardwert
Mittleres Magnetfeld $B$	1 G
Teilchenzahldichte im Jet $n_p$	$5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Teilchenzahldichte im Hintergrundplasma $n_i^*$	$0.4 \text{ cm}^{-3}$
Beobachterwinkel $\theta^{\text{obs}}$	$0.1^\circ$
anfänglicher Lorentzfaktor $\Gamma_0$	300
anfängliche Temperatur	$10^4 \text{ K}$
Dicke der Scheibe $d$	$3 \cdot 10^{13} \text{ cm}$
Radius der Scheibe $r$	$10^{14} \text{ cm}$

Tabelle 2.1: *Standardparameter in dieser Arbeit. Abweichungen hiervon sind explizit im Text angegeben.*

Eine weitere Grenze des Modells, die eng mit dem vorherigen Problem verknüpft ist, ist die Stabilität der Maxwell-Boltzmann Verteilung bzw. ihr relativistischer Grenzfall. Bei relativistischen Temperaturen ( $kT > m_e c^2$ ) sind elastische Stoßprozesse nicht mehr effizient genug, um die Verteilung auf Dauer zu erhalten, und das Konzept einer Temperatur bricht zusammen (Stepney 1982). Außerdem ist in diesem Fall die Teilchenzahl nicht mehr erhalten, und die Gleichungen müssen für Paarerzeugung korrigiert werden. Interessanterweise deuten Beobachtungen darauf hin (Sikora und Madejski 2000), daß die Jets von radiolauten Quasaren eine Mischung aus einem Proton-Elektron-Plasma und einem Paarplasma enthalten, was eine Konfiguration favorisiert, in der bei hohen Temperaturen  $e^+ - e^-$  Paare erzeugt werden.

Schließlich ist das Verhalten des Systems nicht bekannt, wenn das Hintergrundplasma ausdrücklich nicht thermisch verteilt ist, sondern z. B. ein Potenzgesetzspektrum aufweist, wie es in der Theorie der Schockbeschleunigung häufig auftritt (siehe z. B. Schlickeiser 2002), und welches in der Literatur bevorzugt verwendet wird.

## 2.6 Freie Parameter

Aufgrund der vielen Details, die im Modell berücksichtigt werden, sind hier sämtliche freien Parameter in einer Übersicht zusammengefaßt.

1. Die Teilchenzahldichten  $n_p$  des Plasmas und  $n_i^*$  des interstellaren Mediums, gemessen in ihren jeweiligen Ruhesystemen. Die Beziehung zwischen beiden Systemen ist  $n_i = \Gamma n_i^*$  und  $n_p^* = \Gamma n_p$ .

2. Das mittlere Magnetfeld  $B$ , welches für die Synchrotronemission sowie die Stabilität des Jets verantwortlich ist.
3. Der Winkel  $\theta^{\text{obs}}$ , unter dem die emittierte Strahlung beobachtet wird. Dieser Parameter ist äquivalent zu einem Emissionswinkel  $\theta$ , wobei die Umrechnung mit den Gleichungen 2.19 und 2.20 vorgenommen wird.
4. Der anfängliche Lorentzfaktor  $\Gamma_0$  und die anfängliche Temperatur  $T_0$  des emittierten Plasmas. Es sei angemerkt, daß  $\Gamma_0$  wesentlich größer sein kann als typische beobachtete Werte von etwa 10 (Vermeulen und Cohen 1994; Konopelko u. a. 2003).
5. Die Form und die Dimensionen des Plasmas. Im Fall der dünnen Scheibe entspricht das zwei Parametern, dem Radius  $r$  und der Dicke  $d$  (siehe auch Abb. 2.2).

Um Wiederholungen zu vermeiden, wurde ein Satz von Standardparametern gewählt. Diese Parameter sind als eine schnelle Referenz in Tabelle 2.1 aufgeführt; Abweichungen von diesen Werten sind explizit angegeben. Die Werte wurden so gewählt, daß sie physikalisch sinnvoll und mit den Modellannahmen verträglich sind (vgl. hierzu auch Kapitel 5, insbesondere Abschnitt 5.2.3). An dieser Stelle sei noch angemerkt, daß das relativistische pick-up Modell das Plasma *nicht* explizit als eine Flüssigkeit, sondern lediglich als eine Teilchenverteilung betrachtet, so daß die aus der Physik der Schockbeschleunigung bekannten Rankine-Hugenot-Sprungbedingungen (Schlickeiser 2002) nicht angewendet werden können.

# Kapitel 3

## Strahlungsprozesse

Dieses Kapitel geht auf die relevanten Strahlungsprozesse ein, die man benötigt, um die Strahlungsproduktion bei niedrigen Energien zu verstehen.

### 3.1 Die Strahlungstransportgleichung

Strahlung in einem ionisierten Plasma (wie auch in anderen physikalischen Systemen) entsteht durch induzierte und spontane Emission und wird vernichtet durch Absorption. Ein Photon, welches im Inneren eines Plasmas erzeugt wird, wird mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit wieder absorbiert, bevor es das System verlassen kann. Die kollektiven Effekte von Emission und Absorption werden durch die Strahlungstransportgleichung beschrieben (siehe z. B. Rybicki und Lightman 1985),

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = S_\nu - I_\nu \quad (3.1)$$

$$S_\nu = j_\nu / \alpha_\nu = \sum_i j_{\nu,i} / \sum_i \alpha_{\nu,i} \quad (3.2)$$

$$\tau = \int_0^s \alpha_\nu dx \quad (3.3)$$

Hierbei ist  $j_\nu$  der *spontane* Emissionskoeffizient,  $\alpha_\nu$  der Absorptionskoeffizient und  $\tau$  die optische Dicke, eine verallgemeinerte Weglänge. Die Summation über  $i$  symbolisiert verschiedene Beiträge zu den Prozessen. Der Ausdruck  $S_\nu$  wird als Quellfunktion bezeichnet, während die Strahlungskoeffizienten durch die Ausdrücke

$$j_\nu = \frac{dE}{dV dt d\nu d\Omega} \quad (3.4)$$

$$\alpha_\nu = n\sigma \quad (3.5)$$



definiert werden (Pohl 2002b). Hierbei sei angemerkt, daß  $j_\nu$  per Definition nur die *spontane* Emission enthält, während die *stimulierte* Emission in den Absorptionskoeffizienten eingeht. Aus diesem Grund ist es möglich, daß  $\alpha_\nu$  negativ wird, was bedeutet, daß die stimulierte Emission effizienter wird als die Absorption. Ein solches System bezeichnet man als *MASER* oder auch *LASER*. Im Weiteren wird allerdings davon ausgegangen, daß der Absorptionskoeffizient positiv ist; auf einen möglichen Vorzeichenwechsel geht Abschnitt 3.1.5 genauer ein.

Eine häufig verwendete Approximation für  $\tau$ , die auch in dieser Arbeit zunächst verwendet wird, ist

$$\tau_s(\nu) = \alpha_\nu \cdot s, \quad (3.6)$$

wobei  $s$  die Wegstrecke des Photons im Plasma darstellt. Dieser Ansatz folgt aus der zusätzlichen Annahme, daß der Absorptionskoeffizient entlang der Wegstrecke des Photons konstant ist, was äquivalent ist zu der Forderung nach einem homogenen und langsam veränderlichen Medium.

Zur Vereinfachung kann man außerdem im Emissionskoeffizienten  $d\nu$  nach  $dE$  transformieren, wodurch alle weiteren Rechnungen unabhängig von der gewählten Energieeinheit sind. Diese Approximation ist lediglich kosmetischer Natur, weshalb im Weiteren darauf verzichtet wird.

Die Lösung der Strahlungstransportgleichung ist für eine Einheitsfläche trivial, ebenso die Identifikation ihrer zwei Grenzfälle,

$$I'_\nu(\tau) = S_\nu [1 - \exp(-\tau_s)] \quad (3.7)$$

$$= j_\nu \cdot s \quad \text{für } \tau_s \ll 1 \quad (3.8)$$

$$= S_\nu \quad \text{für } \tau_s \gg 1. \quad (3.9)$$

Aus offensichtlichen Gründen bezeichnet man diese Grenzfälle als optisch dick ( $\tau_s \gg 1$ ) und dünn ( $\tau_s \ll 1$ ). Die Photonenfrequenz, die  $\tau_s = 1$  entspricht, bezeichnet man als die *turn-over frequency*, welche einen physikalisch interessanten Bereich markiert, der im Weiteren noch eine wichtige Rolle spielt, analytische Ausdrücke für diese Frequenz sind in Kapitel 5 angegeben.

Da Gleichung 3.7 lediglich eine Einheitsfläche beschreibt, muß dieser Ausdruck noch über die gesamte emittierende Fläche integriert werden, wobei  $\tau$  dann in der Regel nicht konstant ist, sondern eine Funktion der Geometrie des Systems und des Emissionspunktes auf der Fläche. Im Fall einer konstanten Weglänge  $s$  reduziert sich dieses Problem auf eine Multiplikation von Gleichung 3.7 mit der emittierenden Fläche  $A$ ,

$$I_\nu = A \cdot I'_\nu \quad (3.10)$$

$$= A \cdot S_\nu [1 - \exp(-\tau_s)]. \quad (3.11)$$

### 3.1.1 Frei-Frei Emission

Unter Frei-Frei Emission (auch als thermische Bremsstrahlung bezeichnet) versteht man die inelastische Streuung eines Elektrons im Coulombfeld eines geladenen Nukleons bei gleichzeitiger Emission eines Photons, wobei die Elektronen eine thermische Maxwell-Boltzmann Verteilung besitzen,

$$\frac{dN}{dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{2kT} \right)^{3/2} n_p v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (3.12)$$

mit der Temperatur  $T$ , der Teilchenmasse  $m$  und der Teilchengeschwindigkeit  $v$ . Die Strahlungskoeffizienten  $j_{\text{br}}$  und  $\alpha_{\text{br}}$  sind dann (Rybicki und Lightman 1985)

$$j_{\text{br}} = \frac{\sqrt{2} n_p^2 \alpha_{\text{em}} \sigma_T \hbar c}{\pi^{3/2}} \sqrt{\frac{mc^2}{kT}} \ln\left(\frac{2kT}{h\nu}\right) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (3.13)$$

$$\alpha_{\text{br}} = \frac{2 n_p^2 \alpha_{\text{em}} \sigma_T c^3}{(2\pi)^{5/2} \nu^3} \sqrt{\frac{mc^2}{kT}} \ln\left(\frac{2kT}{h\nu}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right] \quad (3.14)$$

mit dem Thomson-Querschnitt  $\sigma_T$  und der elektromagnetischen Feinstrukturkonstante  $\alpha_{\text{em}}$ . Diese Ausdrücke gelten nur für  $h\nu \ll 2kT$ ; für höhere Energien erhält man aufgrund des Logarithmus negative Strahlungskoeffizienten, was unphysikalisch ist. Dies kommt daher, daß der Logarithmus lediglich eine Näherung an einen komplexeren Ausdruck ist (siehe z. B. Rybicki und Lightman 1985). Bei Frequenzen von  $h\nu \gg 2kT$ , für die man formal unphysikalische Ausdrücke erhält, schneidet der Emissionskoeffizient exponentiell ab, während der Absorptionskoeffizient so klein wird, daß das Plasma optisch dünn ist, und  $\alpha_\nu$  keinen Beitrag mehr zu der Emission hat. Aus diesen Gründen wird der Logarithmus im Weiteren einfach bei einer Untergrenze von  $\ln(2kT/h\nu) = 1$  eingefroren.

### 3.1.2 Synchrotronemission

Synchrotronemission ist die Abstrahlung von Photonen durch hochenergetische geladene Teilchen, die sich in einem externen Magnetfeld  $B$  bewegen. Die Strahlungskoeffizienten für diesen Prozess sind (Rybicki und Lightman 1985)

$$j_{\text{Sync}} = \frac{1}{4\pi} \int_1^\infty d\gamma N(\gamma) p_{\text{Sync}}(\nu) \quad (3.15)$$

$$\alpha_{\text{Sync}} = -\frac{1}{8\pi m\nu^2} \int_1^\infty d\gamma (\gamma^2 - 1) p_{\text{Sync}}(\nu) \frac{\partial}{\partial \gamma} \left( \frac{N(\gamma)}{\gamma^2 - 1} \right) \quad (3.16)$$

mit der spektralen Energie pro Elektron

$$p_{\text{Sync}}(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad (3.17)$$

und

$$\nu_c = \frac{3eB}{4\pi mc} \gamma^2 \quad F(x) \approx 1.8 x^{\frac{1}{3}} \exp(-x). \quad (3.18)$$

$F(x)$  ist eine Approximation an ein Integral, welches analytisch nicht lösbar ist. Under der Annahme, daß der Winkel zwischen dem Magnetfeld und der strahlenden Elektronenverteilung zufällig verteilt ist, erhält man die angegebene Form von  $F(x)$  (Crusius und Schlickeiser 1988; Pohl 2002b). In dem relativistischen pick-up Modell ist diese Situation durch die Isotropie der sekundären Elektronen gegeben.

Diese Gleichungen gelten allerdings nur für ein dünnes Plasma; in einem dichten Plasma mit Plasmafrequenz  $\nu_p$  wird die spektrale Leistung bei niedrigen Energien durch den Razin-Tsytovich Effekt modifiziert (Rybicki und Lightman 1985; Crusius und Schlickeiser 1988), welcher die korrekte Dispersionsrelation für elektromagnetische Wellen in einer solchen Situation berücksichtigt. In Formeln ausgedrückt lautet dieser Effekt

$$p_{\text{sy, Razin}}(\nu) = \frac{p_{\text{Sync}}(\nu R^{3/2})}{\sqrt{R}} \quad (3.19)$$

mit

$$R = 1 + \left(\frac{\nu_p \gamma}{\nu}\right)^2 \quad \nu_p \simeq 9 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{n_p}{\text{cm}^{-3}}} \text{ Hz}. \quad (3.20)$$

Dies entspricht einem abrupten Abschneiden des emittierten Spektrums bei niedrigen Frequenzen, welches im Fall der Standardparameter (siehe Tabelle 2.1) im Infrarotbereich auftritt (siehe z. B. Abb. 3.4). Demzufolge ist ein System, in dessen Jets sich thermisches Plasma befindet, in die Kategorie der „radioleisen“ Quellen einzuordnen (vgl. Kapitel 1, Urry und Padovani (1995)).

### 3.1.3 Ein Vergleich der Strahlungskoeffizienten

Da die Strahlungskoeffizienten von vielen Parametern und Größen abhängen, von denen einige (z. B. die Temperatur  $T$ ) nicht analytisch behandelt werden können, ist es nicht möglich, den Einfluß dieser Parameter mit rein analytischen Methoden zu verstehen. Aus diesem Grund werden hier einige repräsentative Beispiele angegeben, die auf den Modellrechnungen dieser Arbeit beruhen, einschließlich der Evolution der Temperatur, welche in Kapitel 5 beschrieben wird.

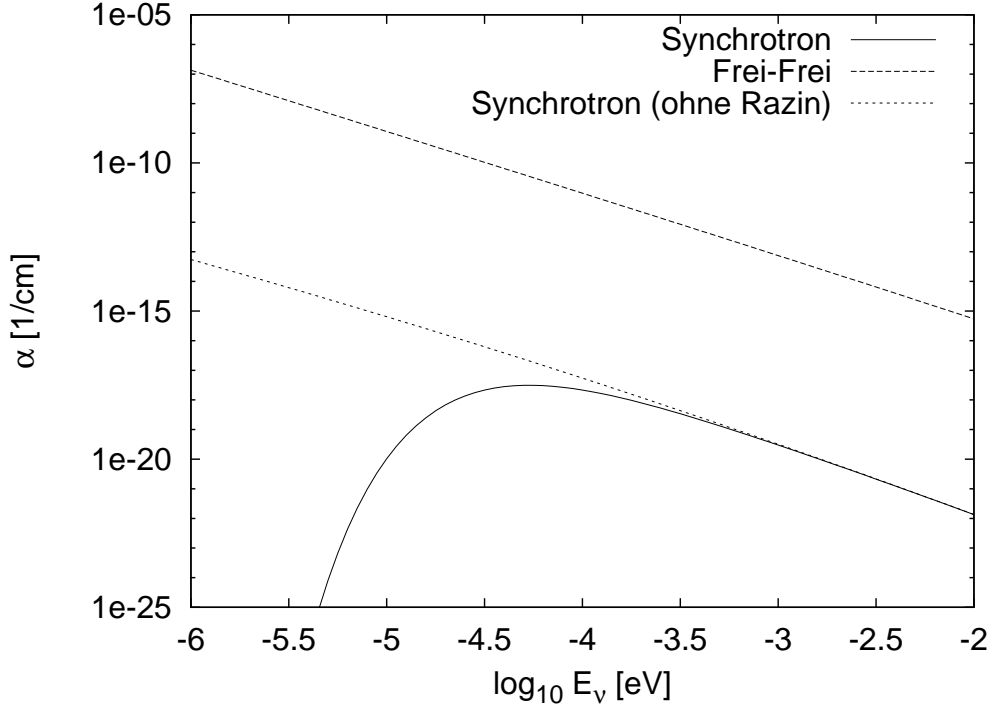


Abbildung 3.1: Die Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  für Frei-Frei und Synchrotronabsorption nach einer Stunde beobachteter Zeit für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1); die Temperatur ist hier etwa  $3 \cdot 10^4$  K. Die Frei-Frei Absorption ist offensichtlich dominant.

Für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1) erhält man nach einer Stunde beobachteter Zeit die Koeffizienten, die in den Abbildungen 3.1 und 3.2 dargestellt sind; die Temperatur nach dieser Zeit ist etwa  $3 \cdot 10^4$  K, während der Lorentzfaktor um ca. 10% auf etwa 270 gesunken ist. In diesen Abbildungen erkennt man, daß die Absorptionseigenschaften des Systems offenbar von Frei-Frei Absorption dominiert werden, ein Ergebnis, welches in Kapitel 5.1.2 verwendet wird.

Weiterhin sieht man, daß die Emission von dem Synchrotronprozess dominiert wird, und daß der Emissionskoeffizient bei niedrigen Energien ansteigt; das Spektrum ist also invertiert. Unter Berücksichtigung des Razineffekts erhält man ein kleines Energieintervall zwischen der Plasmalfrequenz  $\omega_p = 2\pi\nu_p$  (unterhalb dieser kann Strahlung nicht frei propagieren) und dem Razin-Cutoff, in dem keine Synchrotronstrahlung möglich ist, und wo man daher Frei-Frei Emission erwarten kann. Allerdings ist diese wesentlich schwächer als die Synchrotronemission, so daß es zweifelhaft ist, ob dieser

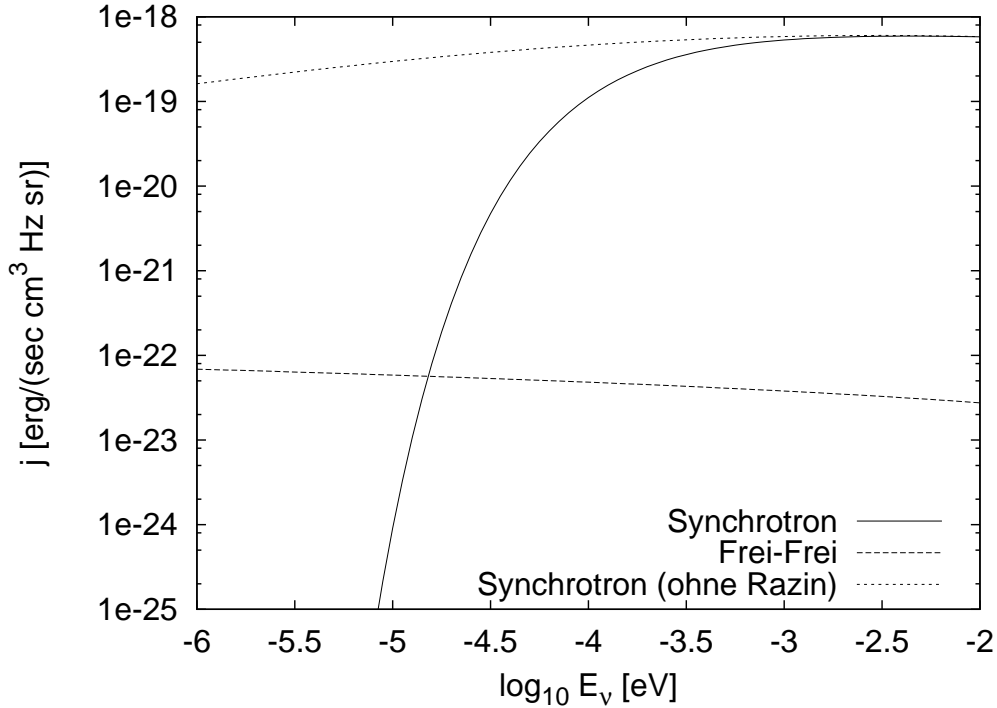


Abbildung 3.2: Die Emissionskoeffizienten für Frei-Frei und Synchrotronemission nach einer Stunde beobachteter Zeit für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1), analog zu Abb. 3.1. Die Frei-Frei Emission wird nur aufgrund des Razin-Effekts sichtbar. Die Energie, die der Plasmafrequenz entspricht, liegt bei  $E_\nu \approx 8 \cdot 10^{-7}$  eV, so daß dieser Graph das gesamte gültige Energiespektrum abdeckt.

Beitrag experimentell beobachtet werden kann. Es ist jedoch erwähnenswert, daß ein eventuell beobachteter Cutoff des Spektrums bei niedrigen Energien nicht mit der Plasmafrequenz übereinstimmen muß. Zusammengekommen bewirken die Strahlungskoeffizienten außerdem, daß das System Energie von den hochenergetischen (aufgesammelten) Teilchen durch Synchrotronstrahlung in das (thermische) Hintergrundplasma transferiert, was einen zusätzlichen möglichen Heizprozess bedeutet, der in Kapitel 5.1.2 genauer behandelt wird. Eine derartige Konfiguration wurde experimentell bereits beobachtet (Ulvestad 1999).

Die wesentlichen Parameter, die die Eigenschaften der Strahlungskoeffizienten bestimmen, sind die Temperatur  $T$  und die Dichte  $n_p$  des Jets. Die Dichte des Jets trägt auch zu der Entwicklung der Temperatur bei, wobei *sinnvolle* Werte für diesen Parameter allerdings sehr stark eingeschränkt

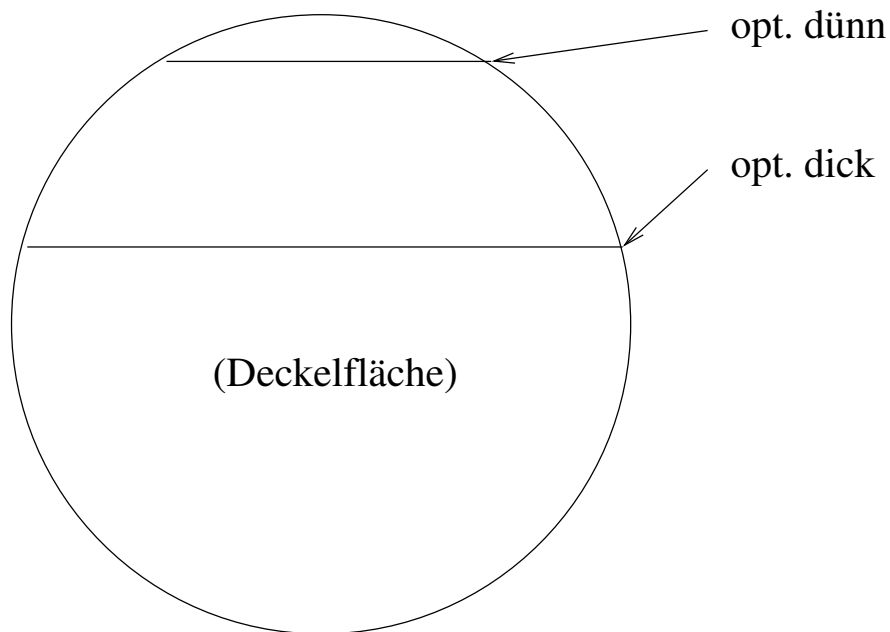


Abbildung 3.3: *Optisch dicke und dünne Wegstrecken für die „dünne Scheibe“ Geometrie.*

sind; wie in Abschnitt 5.2.3 gezeigt wird, sind Variationen in der Intensität über mehr als eine Größenordnung auszuschließen, um eine stabile Maxwell-Boltzmann Verteilung (und demzufolge eine stabile Temperatur) zu erhalten.

### 3.1.4 Die Geometrie

Bisher (siehe Gleichung 3.6) wurde die optische Dicke durch  $\tau_s = \alpha_\nu \cdot s$  approximiert, wobei auf die Weglänge  $s$  nicht weiter eingegangen wurde. Tatsächlich reduziert sich das Problem hierdurch praktisch auf die Grenzfälle „optisch dick“ und „optisch dünn“ (Gl. 3.8). In vielen Situationen ist diese Näherung ausreichend, bei niedrigen Energien und kompakten Systemen, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, allerdings nicht. So ist z. B. ein System für einen optischen Weg, der hinreichend nahe am Rand verläuft, immer optisch dünn. Dagegen ist für ein Photon derselben Energie, welches einen längeren Weg zurücklegt, das System womöglich optisch dick (vgl. auch Bild 3.3). Schließlich ist dieser Effekt auch noch abhängig von der Energie der emittierten Photonen, wobei das System für hinreichend hohe Energien üblicherweise optisch dünn ist.

Aus diesen Gründen ist es wichtig, die Geometrie des Systems zu berück-

sichtigen; es stellt sich hierbei heraus (siehe Kapitel 4), daß die wesentlichen Unterschiede zu den einfachen Näherungen in der Nähe der turn-over frequency auftreten, wo man sich genau auf der Grenze zwischen dem optisch dünnen und dem optisch dicken Bereich befindet. Die Lösung dieses Problems ist für beliebige Geometrien nicht trivial, kann aber für die „dünne Scheibe“-Geometrie exakt gelöst werden. Im Weiteren wird, sofern nicht ausdrücklich anders erwähnt, zur Berechnung der emittierten Photonenspektren diese exakte Lösung des Problems verwendet (vgl. Abschnitt 4.2.1).

### 3.1.5 Negative Absorptionskoeffizienten

In Abschnitt 3.1 wurde bereits ein möglicher negativer Absorptionskoeffizient  $\alpha_\nu$  angesprochen. Dieser Fall ist interessant, da er eine Verstärkung der totalen Emission über die spontane Emission hinaus bewirkt.

Dies ist für Frei-Frei Emission (vgl. Abschnitt 3.1.1) nie der Fall, wie aus einer entsprechenden Rechnung folgt (Rybicki und Lightman 1985). Für Synchrotronstrahlung (Gl. 3.16) ist die notwendige Bedingung, daß die zugrundeliegende Verteilung der Elektronen sich wie ein Potenzgesetzespektrum mit einem Exponenten von wenigstens 2 verhalten muß (Crusius und Schlickeiser 1988). Dies erfordert einen sehr effizienten Beschleunigungsmechanismus.

Diese Bedingung ist notwendig, aber nicht hinreichend. Aufgrund der Integration über die Elektronenverteilung kann ein *lokal* (d. h. auf einem endlichen Teilintervall) hartes Spektrum zwar einen negativen Beitrag (auf diesem Intervall) liefern, der Rest des Integrationsbereichs liefert aber einen positiven Beitrag zu dem Absorptionskoeffizienten. Nur wenn der negative Beitrag (d. h. die harten Elektronen) das Integral dominieren, erhält man tatsächlich ein negatives  $\alpha_\nu$ . Im Rahmen des hier verwendeten numerischen Modells für die Elektronenproduktion ist das nicht der Fall, so daß ein (Synchrotron-) Maser praktisch ausgeschlossen ist.

## 3.2 Typische Strahlungsspektren

In diesem Abschnitt werden Strahlungsspektren vorgestellt, wie sie von dem System für verschiedene Parameter emittiert werden, unter Berücksichtigung der Evolution der Temperatur aus Kapitel 5. Hierbei wird die Strahlungsemission im *lokalen* Bezugssystem des emittierenden Jets betrachtet, was einen Vergleich der Spektren wesentlich vereinfacht. Zum Vergleich mit Beobachtungen müssen die Spektren und Energien noch in das Referenzsystem der Erde transformiert werden, was neben der relativistischen Transformation (siehe Seite 14) auch noch einen Beitrag für die Expansion des Universums

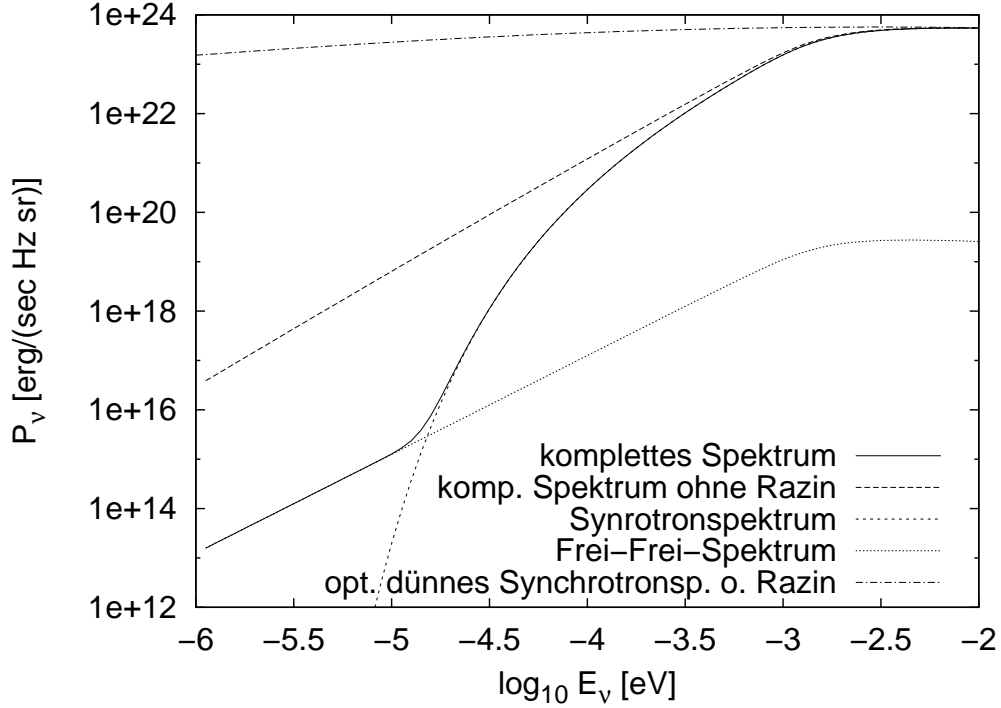


Abbildung 3.4: Emissionsspektren für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1) nach einer Stunde beobachteter Zeit für verschiedene Emissions- und Absorptionsprozesse. Der Einfluß des Razin-Effekts ist deutlich sichtbar.

erfordert (z. B. Lang 1974),

$$I(\nu)_{\text{obs},z} = I(\nu)_{\text{obs}}/d_L^2 \quad (3.21)$$

$$d_L = \frac{c}{H_0 q_0^2} \{z q_0 + (q_0 - 1)(\sqrt{2q_0 z + 1} - 1)\} \quad (3.22)$$

$$\nu_{\text{obs},z} = \frac{\nu_{\text{obs}}}{1 + z} \quad (3.23)$$

wobei  $z$  die (kosmologische) Rotverschiebung der betrachteten Quelle ist,  $H_0 \approx 77 \text{ km/s Mpc}$  die Hubblekonstante und  $q_0 \approx 0.5$  der kosmologische Verzögerungsparameter. Hierbei wurde ein Faktor von  $1/4\pi$  vernachlässigt, welcher bereits in den Emissionskoeffizienten enthalten ist.

In Abbildung 3.4 wird die Strahlung gezeigt, die das System nach einer Stunde beobachteter Zeit für die Standardparameter (Tabelle 2.1) emittiert. Um die Bedeutung der einzelnen Strahlungsprozesse aus den letzten Abschnitten hervorzuheben, befinden sich auf diesem Bild Spektren für unterschiedliche Kombinationen von Prozessen. Man erkennt sowohl den Beitrag



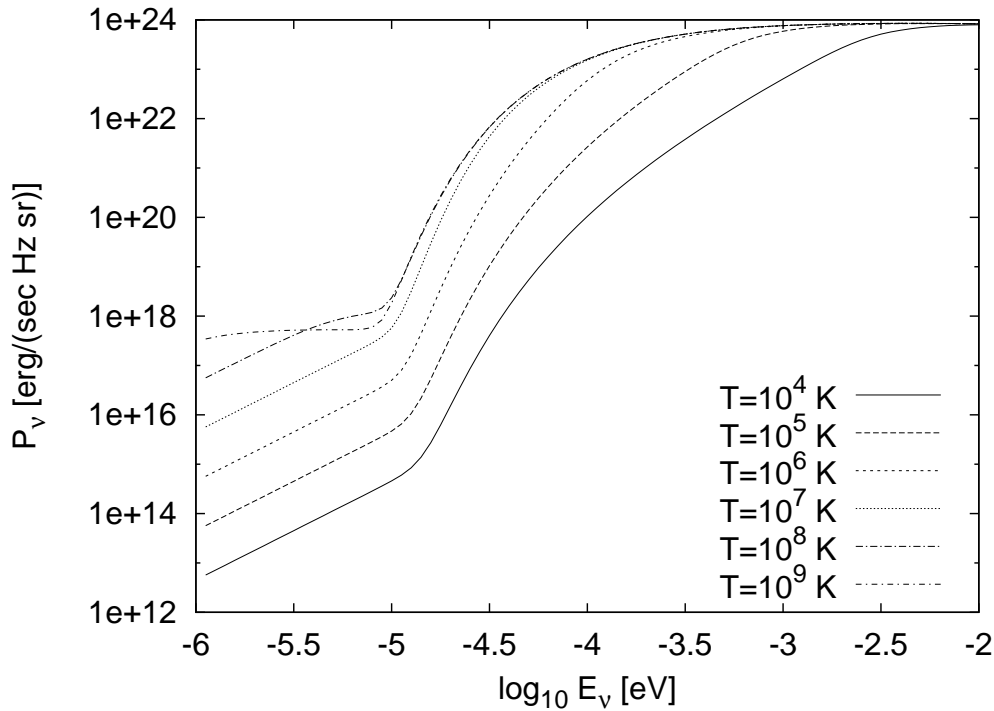


Abbildung 3.5: *Emissionsspektren für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1), die sich hieraus ergebende Standardverteilung der Elektronen und parametrisch gewählte Temperaturen nach einer Stunde beobachteter Zeit. Man erkennt, daß die turn-over frequency, bei der das System optisch dick wird, mit wachsender Temperatur sinkt (vgl. Gleichung 3.14). Oberhalb von  $10^8$  K erhält man sogar optisch dünne Frei-Frei Emission.*

des Razin-Effekts (den Cutoff bei niederenergetischer Strahlung) als auch die Frei-Frei Emission bei niedrigen Energien. Es ist offensichtlich, daß letztere nicht ohne Weiteres beobachtbar sein wird, da sie deutlich schwächer als die Synchrotronemission ist.

Ein weiterer Aspekt ist die optische Dicke des Systems. Für die gezeigten Spektren liegt die turn-over frequency (siehe Seite 19) zwischen  $10^{-2}$  und  $10^{-3}$  eV, so daß nur die niedrigsten Frequenzen optisch dick sind. Dieser Effekt verstärkt den Razin-Cutoff und unterdrückt die emittierten Strahlungsspektren stark.

Da das System bei niedrigen Frequenzen gegen Frei-Frei Absorption optisch dick ist, sollte die Temperatur des Hintergrundplasmas einen Einfluß auf das emittierte Spektrum haben. Aus diesem Grund zeigt Abbildung 3.5 eine Reihe von Strahlungsspektren bei unterschiedlichen Temperaturen. Da

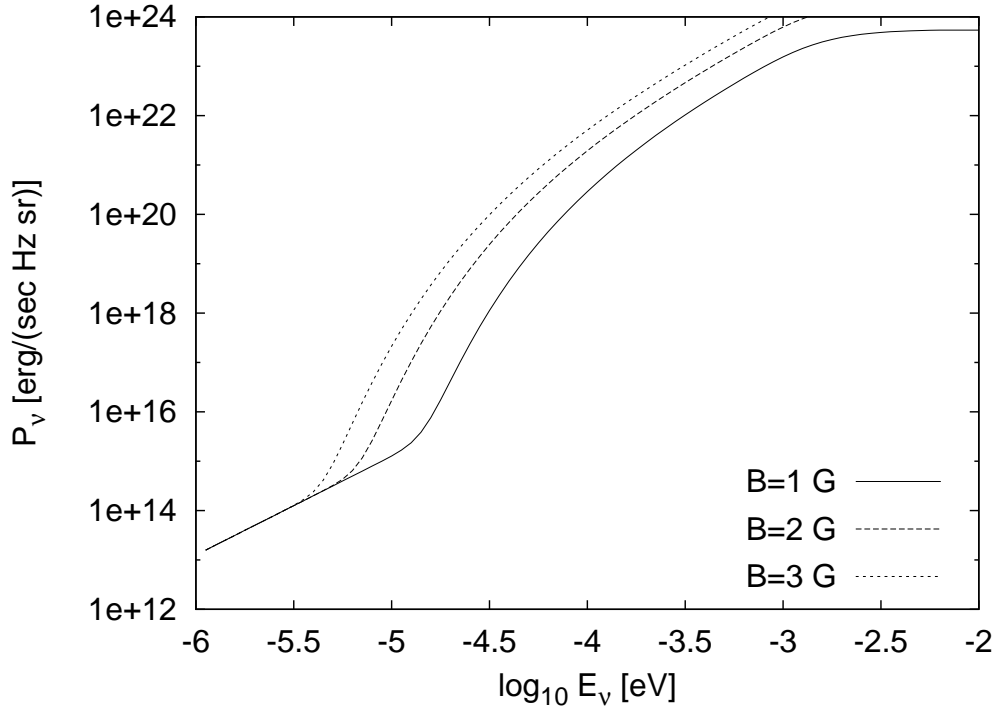


Abbildung 3.6: *Emissionsspektren für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1) nach einer Stunde beobachteter Zeit bei variierenden Magnetfeldstärken.*

die Temperatur kein freier Parameter des Systems ist (vgl. Kapitel 5), ist hier, um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, eine identische Verteilung an hochenergetischen Elektronen für jede dieser Kurven gewählt worden. Um sich nicht zu weit von dem Modell zu entfernen, wurden hierfür das Elektronenzahlspektrum nach einer Stunde beobachteter Zeit für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1) berechnet und für jede der Kurven verwendet (vgl. Abb. 7.4).

Auf der Abbildung erkennt man bei höchsten Temperaturen ( $10^9$  K) eine Modifikation der thermischen Emission unterhalb des Razin-Cutoffs. Hierbei handelt es sich um optisch dünne Frei-Frei Emission, die aufgrund einer stark gesunkenen turn-over frequency auftritt. Bei höchsten Temperaturen ist es daher möglich, optisch dünne Frei-Frei Emission zu erhalten. Weiterhin erkennt man eine lineare Temperaturabhängigkeit der optisch dicken Frei-Frei Emission aufgrund von  $h\nu \ll kT$  (unter Vernachlässigung von Synchrotron-

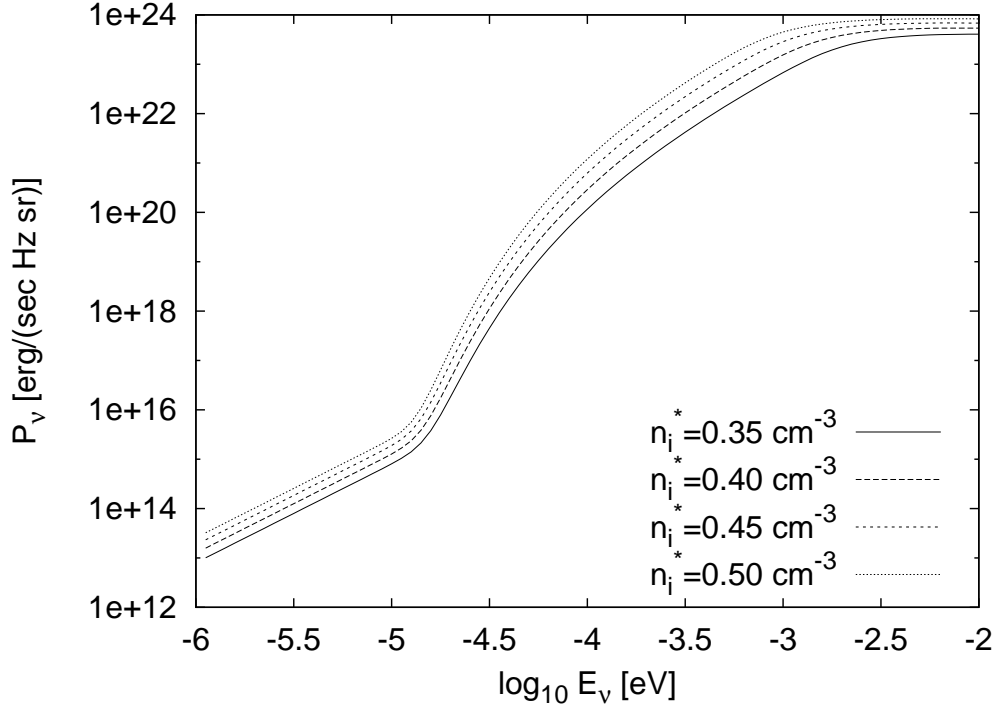


Abbildung 3.7: *Emissionsspektren für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1) nach einer Stunde beobachteter Zeit bei variierender Teilchenzahldichte  $n_i^*$ .*

beitragen)

$$I_{\nu, \tau \gg 1} \propto \frac{j_{\text{br}}}{\alpha_{\text{br}}} \propto T, \quad (3.24)$$

sowie einen optisch dünnen Razin-Effekt bei hohen Temperaturen wie aus den Gleichungen 3.13 und 3.14 folgt.

Die Magnetfeldstärke  $B$  modifiziert primär den Synchrotronprozess und sekundär auch die Verteilung der hochenergetischen Elektronen (siehe Gl. 2.15). In Abbildung 3.6 wird der Einfluß dieses Parameters demonstriert. Man erkennt, daß die Synchrotronemission mit steigendem Magnetfeld effizienter wird, was mit Gleichung 2.15 gut übereinstimmt. Durch Erhöhung des Magnetfeldes ist es theoretisch möglich, die Frei-Frei Emission komplett zu verdrängen. Die Frei-Frei Beiträge selbst, insbesondere die optische Dicke, sind unabhängig von dem Magnetfeld.

Als nächstes wird der Einfluß der Teilchenzahldichten auf das emittierte Spektrum betrachtet. In Kapitel 5 wird gezeigt, daß die Wahl dieser Para-

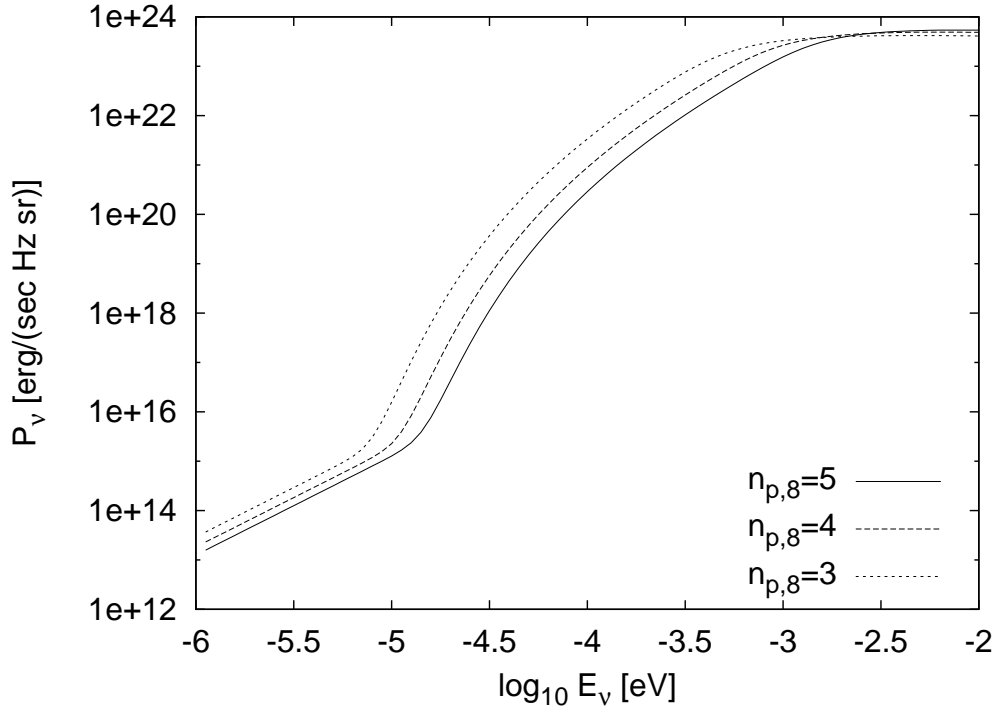


Abbildung 3.8: *Emissionsspektren für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1) nach einer Stunde beobachteter Zeit bei variierender Teilchendichte  $n_{p,8} = n_p/10^8 \text{ cm}^{-3}$ .*

meter sehr eingeschränkt wird, wenn man als Nebenbedingung eine stabile Maxwell-Boltzmann Verteilung im Hintergrundplasma wählt. Da dies mit der Einführung der Plasmatemperatur  $T$  bereits implizit angenommen wurde, ist es hier möglich, „sinnvolle“ Zahlenwerte einzusetzen. In Abb. 3.7 wird die intergalaktische Materiedichte und somit die pick-up Rate (Gl. 2.4) variiert. Man erkennt, daß die gesamte emittierte Energie mit der Dichte anwächst, für alle Emissionsprozesse und optischen Dicken, was auf eine höhere Anzahl hochenergetischer Teilchen zurückzuführen ist. Aus demselben Grund wird auch die Frei-Frei Emission stärker; wie in Kapitel 5 gezeigt wird, ist die Heizrate und somit auch die Temperatur direkt proportional zu der totalen Anzahl hochenergetischer Teilchen im System, und die erhöhte Frei-Frei Emission ist auf eine erhöhte Temperatur zurückzuführen. Die Synchrotronemission wird durch die angestiegene Anzahl hochenergetischer Teilchen im System ebenfalls verstärkt.

Eine Modifikation der Dichte  $n_p$  des thermischen Plasmas innerhalb des

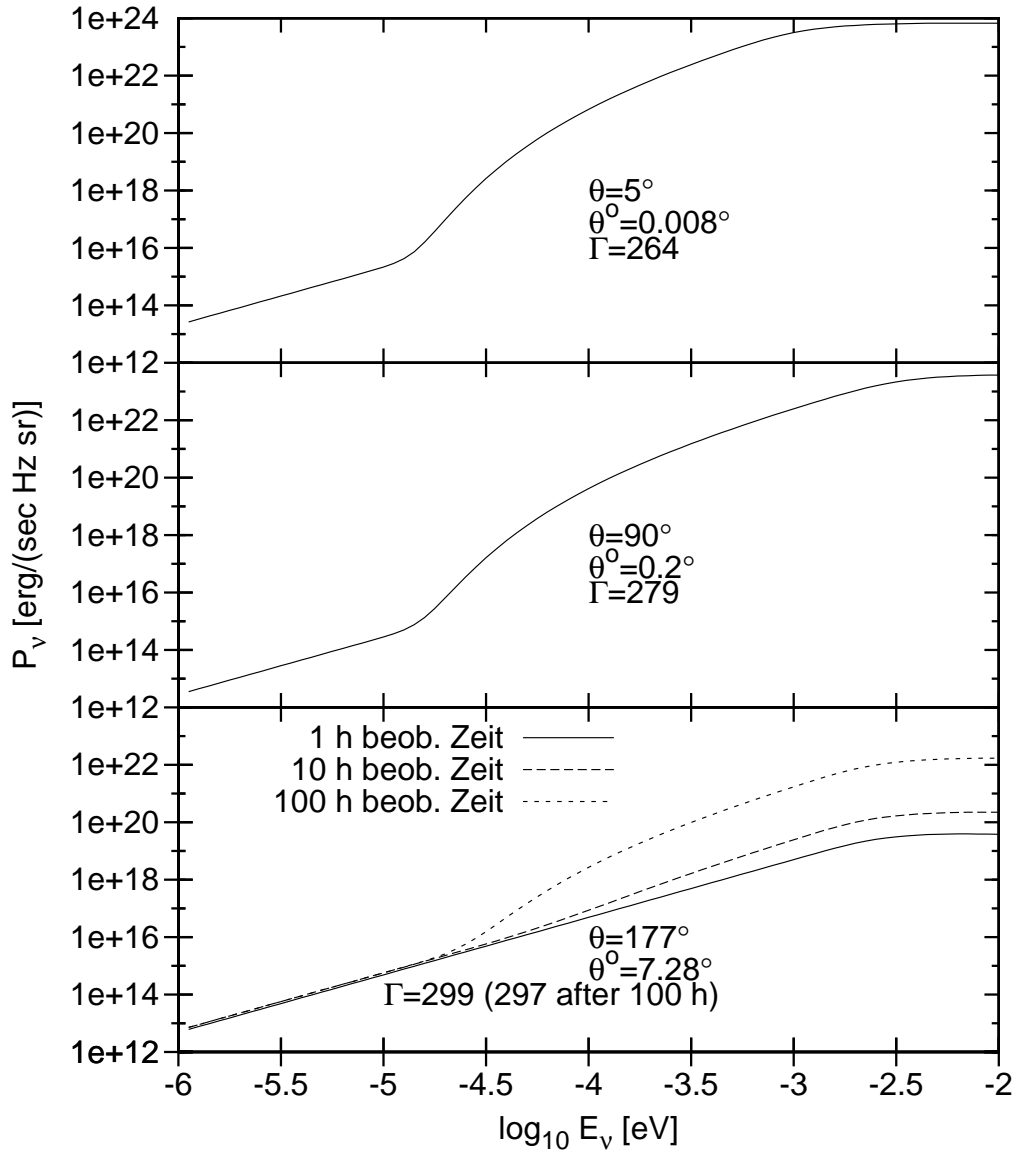


Abbildung 3.9: Emissionsspektren für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1) nach einer Stunde beobachteter Zeit und unterschiedliche Emissionswinkel. Bei großen  $\theta^{\text{obs}}$  wurde zur Demonstration der unterschiedlichen Zeitskalen im Jet und im Beobachtersystem das langsame Anwachsen der Synchrotronstrahlung reproduziert.

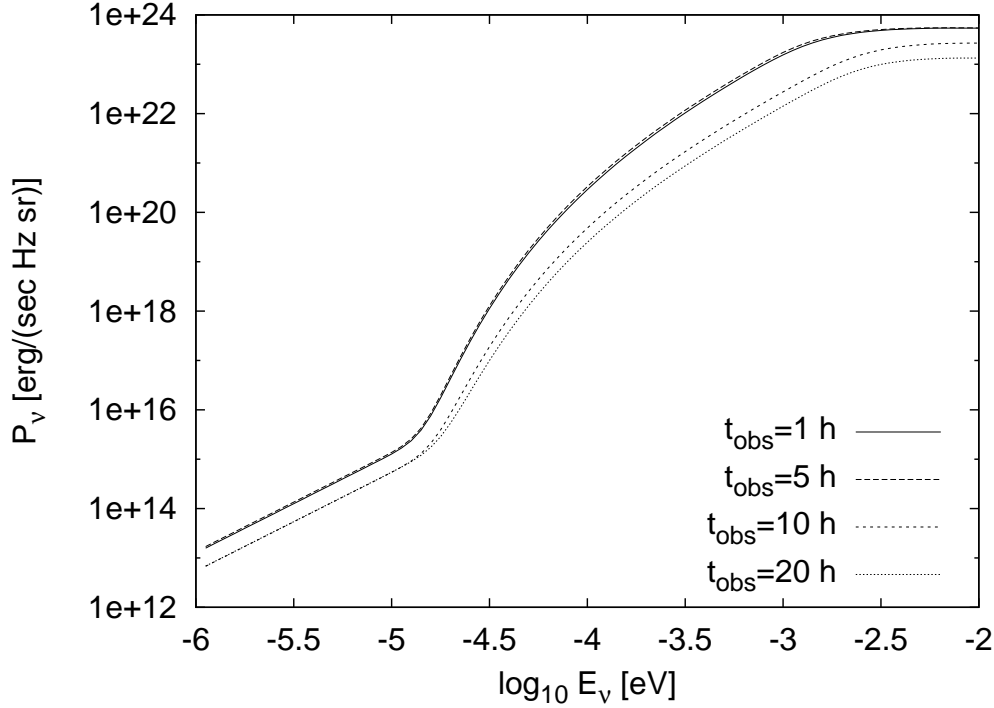


Abbildung 3.10: *Emittierte Photonenspektren für die Standardparameter (siehe Tabelle 2.1) nach unterschiedlich langen beobachteten Zeiten. Man erkennt, daß die Emission des Systems nach einem anfänglichen Anstieg kontinuierlich ineffizienter wird.*

Jets liefert ähnliche Resultate, wobei im optisch dicken Bereich die Emission allerdings mit einer wachsenden Dichte leicht *sinkt* (siehe Abb. 3.8). Dies ist erneut auf die Temperatur des Jets zurückzuführen, denn die Kühlrate des Systems ist proportional zu dem Quadrat der Dichte des thermischen Plasmas,  $n_p^2$  (vgl. Gleichung 5.41). Im optisch dünnen Synchrotronbereich schlägt dies in das Gegenteil um, was auf die diffusive Entweichzeitskala (Gl. 2.5) zurückzuführen ist. Diese skaliert mit  $\Gamma/\sqrt{n_b}$ , so daß bei hohen Jetdichten zwar die hochenergetischen Teilchen effizienter verloren gehen, hierdurch aber auch die Masse des Systems langsamer zunimmt, so daß  $\Gamma$  langsamer absinkt und die Anzahl hochenergetischer Teilchen im System insgesamt zunimmt.

In Abb. 3.9 werden verschiedene Emissionswinkel betrachtet. Dieser Parameter modifiziert über den Dopplerfaktor (Gl. 2.21) die beobachteten Zeitskalen (Gl. 2.24), was wiederum einen Einfluß auf die relativistische Geschwindigkeit  $\Gamma$  des Jets nach einer Stunde *beobachteter* Zeit hat. Daher

unterscheiden sich die Verteilungsfunktionen hochenergetischer Teilchen im System lediglich durch ihre tatsächliche Evolutionszeit im Jetsystem. Ein weiteres Problem, welches hier auftritt, ist, daß aufgrund der Abbremsung des Systems die Relation zwischen Emissions- und Beobachterwinkel nicht konstant ist. Aus diesem Grund werden auf dieser Abbildung sowohl der Emissionswinkel im Jetsystem wie auch den Beobachterwinkel im Beobachtersystem angegeben.

Man erkennt, daß im Wesentlichen zwei signifikant unterschiedliche Fälle auftreten, kleine Winkel ( $\theta^{\text{obs}} \ll 1^\circ$ ) und große Winkel ( $\theta^{\text{obs}} > 1^\circ$ ). Im Fall kleiner Winkel ist die Zeit im Jetsystem, die z. B. einer Stunde beobachter Zeit entspricht, groß, und man erhält Variabilität auf sehr kurzen Zeitskalen. Bei großen Winkeln entspricht die beobachtete Zeit einer wesentlich kürzeren Zeit im Jetsystem, und man muß das System länger beobachten, um ein vergleichbares Verhalten zu erzielen.

Da die Zeitskala einen beobachtbaren Einfluß auf das System hat, folgt nun eine Untersuchung, auf welche Art und Weise eine längere beobachtete Zeit die emittierte Strahlung modifiziert. Während der Effekt kleiner Zeitskalen bereits in Abbildung 3.9 deutlich wird, ist in Abbildung 3.10 ein Abklingen des Spektrums für längere Zeitskalen zu erkennen. Dies deutet darauf hin, daß sich das System zu diesem Zeitpunkt bereits zu großen Teilen im Gleichgewicht befindet, und daß die Abbremsung seine weitere Entwicklung bestimmt. Auffällig ist außerdem, daß sogar die Frei-Frei Emission absinkt. Diese Beobachtung beruht darauf, daß die Heizrate des Systems asymptotisch ebenfalls absinkt, und daher auch die Temperatur und die optische Dicke. Details hierzu befinden sich in Kapitel 5.

### 3.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, auf welche Art die emittierte Strahlung in den Jets Aktiver Galaxien erzeugt wird und wie sie von den einzelnen Modellparametern abhängt. Es zeigt sich, daß die Temperatur ein entscheidender Parameter für die qualitative Form des emittierten Photonenspektrums ist, welcher wiederum empfindlich von den anderen freien Parametern abhängt.

Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, ist es ohne Weiteres möglich, durch die Wahl dieser freien Parameter Temperaturen von einigen  $10^8 - 10^9$  K zu erreichen, wobei sich das Emissionsverhalten wesentlich ändert gegenüber den Beispielen, die hier angegeben sind. Diese Temperaturen stellen eine Obergrenze dar, bis zu der die Rechnungen einigermaßen zuverlässig sind.

In Tabelle 3.1 sind stichpunktartig die Reaktion des Systems auf modifizierte Parameter zusammengefasst.

Parameter	klein	groß
$T$	schwach	stark
$B$	schwach	stark
$n_i^*$	schwach	stark
$n_p$	stark	schwach
	umgekehrt f. opt. dünne Synchrotronemission	
$\theta^{\text{obs}}$	stark	schwach
$t_{\text{obs}}$	stark	schwach

Tabelle 3.1: *Tendenzielles Verhalten der niederenergetischen Emission für unterschiedliche Modellparameter. So ist z. B. für kleine Temperaturen  $T$  die Strahlungsemission schwächer als für große Temperaturen, während für große Beobachtungszeitskalen  $t_{\text{obs}}$  die Emission abnimmt.*



# Kapitel 4

## Die Geometrie des Plasmas

Wie in den vorherigen Kapiteln bereits angedeutet wurde, ist die Geometrie des Hintergrundplasmas ein wichtiger Parameter. Um die Photonemission eines ausgedehnten Gebiets zu bestimmen, muß man die Lösung der Strahlungstransportgleichung 3.7 über die emittierende Fläche integrieren, wobei die optische Dicke eine Funktion des Photonenweges ist, der wiederum von der Form des Systems abhängt sowie von der Emissionsrichtung. In diesem Kapitel wird dieses Problem detailliert behandelt, einschließlich einer Abschätzung, wie groß die systematischen Fehler sind, die man aufgrund der Unkenntnis der Geometrie realer Systeme erwarten kann.

### 4.1 Die exakte Lösung der Strahlungstransportgleichung

#### 4.1.1 Die optisch dicken und dünnen Grenzfälle

Um Gleichung 3.7 für beliebige Geometrien zu lösen, muß man das Integral über die emittierende Fläche ausführen,

$$I_\nu = \int J_\nu dA \quad (4.1)$$

wobei  $J_\nu$  die Lösung der Strahlungstransportgleichung für einen einzelnen Sehstrahl mit konstanter Weglänge ist. Hierfür braucht man im allgemeinen Fall eine Parametrisierung der Fläche  $dA$  und der optischen Dicke  $\tau$ , was nur in den einfachsten Fällen analytisch möglich ist.

Im komplett optisch dünnen Fall (Gl. 3.8) ist die Emission des Systems gegeben durch

$$I_\nu = V \cdot j_\nu, \quad (4.2)$$

wobei Absorptionsprozesse vernachlässigbar sind. Das bedeutet, daß man in diesem Fall die eigentliche Geometrie des Systems fast völlig ignorieren kann; der einzige verbleibende Parameter ist das Volumen.

Im komplett optisch dicken Fall (Gl. 3.9) ist die Emission des Systems gegeben durch

$$I_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} A, \quad (4.3)$$

was nur von der emittierenden Fläche abhängt, und erneut nicht von der kompletten Geometrie.

Der optisch dicke Grenzfall vernachlässigt den Beitrag, den man von dem *Rand* des Plasmas erhält, da hier ein beliebiges Plasma *immer* optisch dünn ist. Das ist eine direkte Folgerung aus Gleichung 3.3, wonach die optische Dicke des Systems mit sinkender Wegstrecke ebenfalls sinkt (vgl. auch Abb. 3.3). Aus diesem Grund kann die Emission im optisch dicken Bereich aufgrund von optisch dünnen Beimischungen anders sein als erwartet; in der hier vorliegenden Situation folgt aus dem optisch dünnen Beitrag eine *Verstärkung* der beobachtbaren Emission, da Absorption und Emission auf unterschiedlichen physikalischen Prozessen beruhen (vgl. Abschnitt 3.1.3).

#### 4.1.2 Der allgemeine Fall

Hieraus folgt, daß die vollständige Geometrie nur dann wichtig sein kann, wenn das System weder optisch dick noch optisch dünn ist, also in der Umgebung der turn-over frequency ( $\tau(\nu) \approx 1$ ). Dann erhält man ein Emissionsspektrum, welches *zwischen* den optisch dünnen (Obergrenze) und den optisch dicken (Untergrenze) Grenzfällen liegt. Um das Verhalten des Systems in diesem Bereich zu verstehen, benötigt man eine exakte Lösung der Strahlungstransportgleichung.

Oft sind die naheliegendsten Parameterisierungen der Emissionsfläche nicht die beste Wahl um das Ergebnis in überwiegend analytischer Form anzugeben. Als störend erweist sich in Gleichung 3.7 der Term proportional zu  $\exp(-\tau)$ ; da  $\tau$  eine Funktion der Geometrie und der Emissionsrichtung ist, lassen sich die Integrale nur in wenigen Spezialfällen exakt lösen. Einige Fälle, in denen man analytische Lösungen angeben kann, werden im nächsten Abschnitt behandelt: die dünne Scheibe, die in dieser Arbeit als Standardgeometrie angenommen wird, eine dünne Box mit quadratischer Grundfläche und eine Kugel.

Die Forderung nach analytisch lösbaren Integralen ist rein praktischer Natur; während es im Prinzip keinen Unterschied macht, ob man ein ein- oder mehrfaches numerisches Integral hat, steigt die benötigte Rechenzeit mit der

Zahl der zu integrierenden Dimensionen exponentiell an (siehe z. B. Press u. a. 1986–2001). Außerdem sind analytische Ausdrücke in der Regel wesentlich einfacher verständlich als numerische Ausdrücke, so daß eine geschickte Wahl der Integrationsvariablen entscheidend für ein gutes Verständnis des Resultats ist.

## 4.2 Explizite Lösungen

Um die folgenden Ausdrücke nicht unnötig zu verkomplizieren, sind in den folgenden Rechnungen die Intensitäten auf die Quellfunktion  $S_\nu$  normiert,

$$I_{\nu,\text{norm}} = I_\nu/S_\nu. \quad (4.4)$$

### 4.2.1 Die Scheibe

Um die Emission von einem scheibenförmigen Plasma zu berechnen, werden *kartesische* Koordinaten für das Integral über die emittierende Fläche angesetzt. (Der naheliegendste Fall, Polarkoordinaten, führt auf zweifache numerische Integrale.) Die Integrationsvariablen werden im Weiteren als der „Impaktparameter“  $a$  und die „Linie“  $x$  bezeichnet. Das Integral über  $dA = ds dx$  wird hierbei zunächst über eine „Linie“  $dx$  ausgeführt, wobei das Ergebnis als „Scheibe“  $S$  bezeichnet wird.

Weiterhin werden folgende Hilfsgrößen definiert (siehe auch Abb. 4.1, 4.3 und 4.4)

$$\theta_c = \arctan\left(\frac{2r}{d}\right) \quad (4.5)$$

$$a_c(\theta) = \sqrt{r^2 - d^2/4 \tan^2 \theta} \quad (4.6)$$

$$w(a) = 2\sqrt{r^2 - a^2} \quad (4.7)$$

$$s(\theta) = d \tan \theta \quad (4.8)$$

$$S = \int I_\nu dx \quad (4.9)$$

wobei die letzte dieser Größen,  $S$ , die Definition der bereits angesprochenen „Scheibe“ ist.  $a_c(\theta)$  ist ein kritischer Parameter, der die Grenze zwischen zwei unterschiedlichen Formen eines der Integrale in den folgenden Rechnungen angibt;  $\theta_c$  ist ein kritischer Emissionswinkel, oberhalb dessen die Größe  $a_c$  nicht mehr sinnvoll definiert ist, da hier das Integral eine einheitliche Form annimmt (praktisch gilt  $\theta_c(a \geq a_c) = 0$ ).  $w(a)$  wird benötigt, um die Weglänge des Photons in der Region  $a > a_c$  zu behandeln, während die

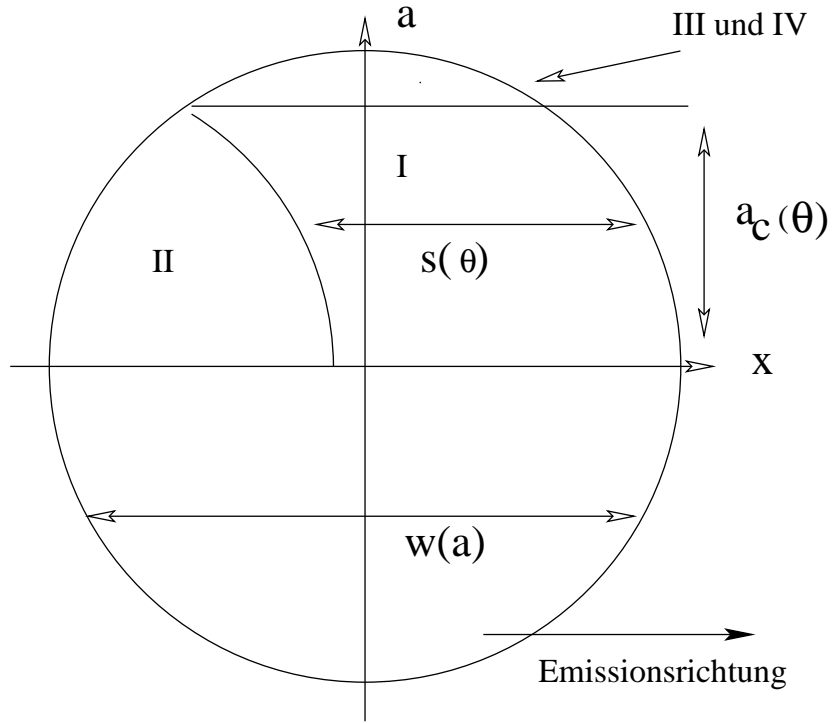


Abbildung 4.1: Graphische Darstellung der Definitionen zur Berechnung des Integrals über die emittierende Fläche. Ansicht von oben.

Größe  $s(\theta)$  erforderlich ist, um die Photonenweglänge in den Randgebieten der Scheibe, wo sie nicht konstant ist, zu behandeln.

Um das Integral in Gleichung 4.9 auszuführen, muß man an der Stelle  $a_c(\theta)$  eine Fallunterscheidung machen, da das Integral über die emittierende Fläche (bzw. Linie) hier seine Form ändert. Die unterschiedlichen Konfigurationen in Abhängigkeit von  $a$ , die man hier erhält, sind in Abbildung 4.2 anschaulich dargestellt.

Die Lösung des Integrals für den mit  $I$  markierten Bereich in Abb. 4.2 ist trivial, während für Bereich  $II$  die Parametrisierung  $\tau(x) = \tau_{\max} \cdot x/x_{\max}$  gewählt wurde, mit  $0 \leq x \leq x_{\max}$ . Aus Symmetriegründen sind die Beiträge beider „Ecken“ identisch. Analoges gilt für die Bereiche  $III$  und  $IV$ ; eine graphische Darstellung der Parametrisierung findet sich in den Abbildungen 4.3 und 4.4. Für die beiden Arten von Scheiben erhält man dann

$$S_1 = (w(a) - s(\theta)) \cos \theta (1 - \exp(-\tau_a / \cos \theta)) + 2 \int_0^{s(\theta) \cos \theta} \left[ 1 - \exp\left(-\alpha_\nu \frac{d}{\cos \theta} \frac{x}{s(\theta) \cos \theta}\right) \right] dx \quad (4.10)$$

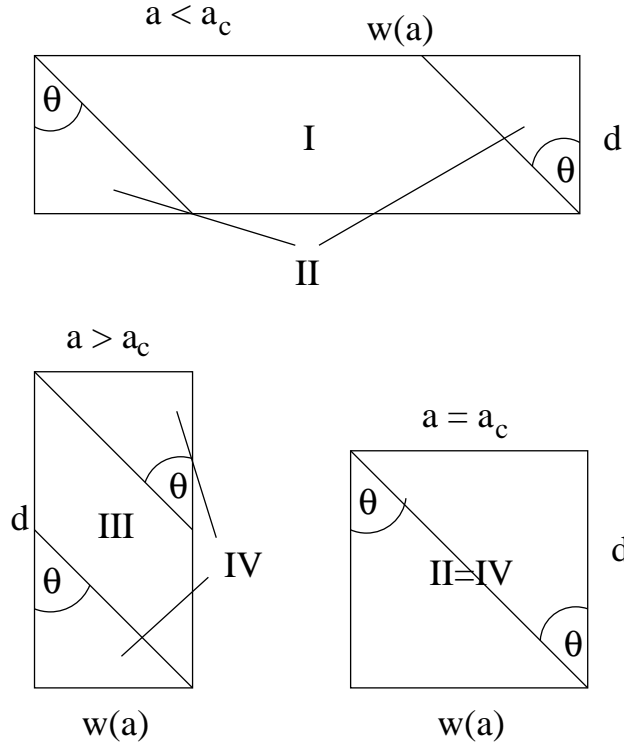


Abbildung 4.2: Einige senkrechte Schnitte durch die dünne Scheibe bei verschiedenen Abständen  $a$  von der Symmetrieachse und die entsprechenden Bereiche des Integrals über  $dx$  in Gleichung 4.9.

$$\begin{aligned}
 &= (1 - \exp(-\tau_d / \cos \theta)) \cdot \\
 &\quad \left( (w(a) - s(\theta)) \cos \theta - 2 \frac{\sin \theta \cos \theta}{\alpha_\nu} \right) \\
 &\quad + 2s(\theta) \cos \theta \tag{4.11}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_2 &= 2 \int_0^{w(a) \cos \theta} \left[ 1 - \exp\left(-\alpha_\nu \frac{w(a)}{\sin \theta} \frac{x}{w(a) \cos \theta}\right) \right] dx \\
 &\quad + (d - h(a)) \sin \theta (1 - \exp(-\tau_{w(a)} / \sin \theta)) \tag{4.12}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= 2w(a) \cos \theta \\
 &\quad + (1 - \exp(-\tau_{w(a)} / \sin \theta)) \cdot \\
 &\quad \left( (d - h(a)) \sin \theta - 2 \frac{\sin \theta \cos \theta}{\alpha_\nu} \right). \tag{4.13}
 \end{aligned}$$

Hierbei steht der Index 1 für den Bereich kleiner Impaktparameter ( $a < a_c$ ) und der Index 2 für große Impaktparameter ( $a > a_c$ ).

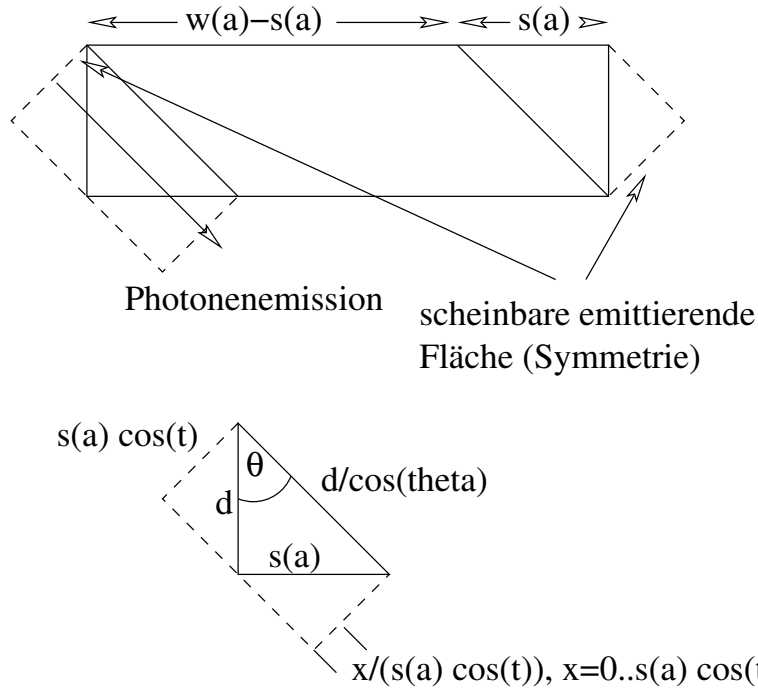


Abbildung 4.3: Detaillierte Ansicht der Geometrie in  $x$ -Richtung für kleine Impaktparameter  $a < a_c$ .

Für die emittierte Strahlung wird nun der Ansatz

$$I_{\nu, \text{norm}} = I_1 + I_2 \quad (4.14)$$

$$I_1 = 2 \int_0^{a_c} S_1(\theta) da \quad (4.15)$$

$$I_2 = 2 \int_{a_c}^r S_2(\theta) da \quad (4.16)$$

gemacht, wobei der Faktor 2 von der Symmetrie des Systems unter  $a \rightarrow -a$  kommt. Da die „Scheiben“ nun in analytischer Form vorliegen, kann man die zweite Hälfte des Integrals über die emittierende Fläche, über den „Impaktparameter“  $da$  ohne größere Probleme ausführen, und man erhält

$$\begin{aligned}
 I_1 &= 2(1 - \exp(-\tau_d / \cos \theta)) \cdot \\
 &\quad (\cos \theta (a_c w(a_c) / 2 + r^2 \arcsin a_c / r) - a_c d \sin \theta - 2 \frac{a_c \sin \theta \cos \theta}{\alpha_\nu}) \\
 &\quad + 4 a_c d \sin \theta \quad (4.17) \\
 I_2 &= \cos \theta (2 \arccos \frac{a_c}{r} - a_c w(a_c))
 \end{aligned}$$

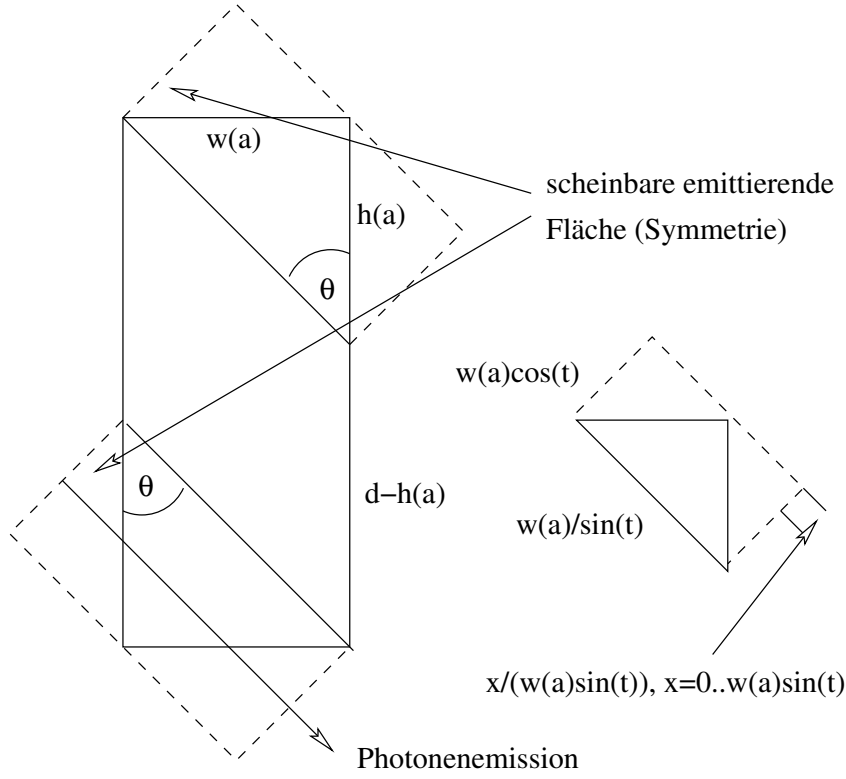


Abbildung 4.4: Detaillierte Ansicht der Geometrie in  $x$ -Richtung für große Impaktparameter  $a > a_c$ .

$$\begin{aligned}
& + 2 \sin \theta (r - a_c) \left( d - \frac{2 \cos \theta}{\alpha_\nu} \right) \\
& + 2 \cos \theta \int_{a_c}^r w(a) \exp\left(-\frac{\tau_{w(a)}}{\sin(\theta)}\right) da \\
& - 2 \sin \theta \left( d - 2 \frac{\cos \theta}{\alpha_\nu} \right) \int_{a_c}^r \exp\left(-\frac{\tau_{w(a)}}{\sin(\theta)}\right) da
\end{aligned} \tag{4.18}$$

Die Integrale, die nicht ausgewertet wurden, müssen numerisch behandelt werden, wofür aufgrund des einfacheren Integranden Quadraturformeln niedriger Ordnung ausreichend sind.

Damit ist das Problem im Prinzip gelöst, wobei man allerdings noch eine weitere Fallunterscheidung machen muß,

$$I_{\nu, \text{norm}}(\theta < \theta_c) = I_1(a_c(\theta)) + I_2(a_c(\theta)) \tag{4.19}$$

$$I_{\nu, \text{norm}}(\theta > \theta_c) = I_2(a_c = 0). \tag{4.20}$$

Oberhalb von  $\theta_c$  verschwindet der Term  $I_1$ , da hier  $a_c$  seinen Minimalwert

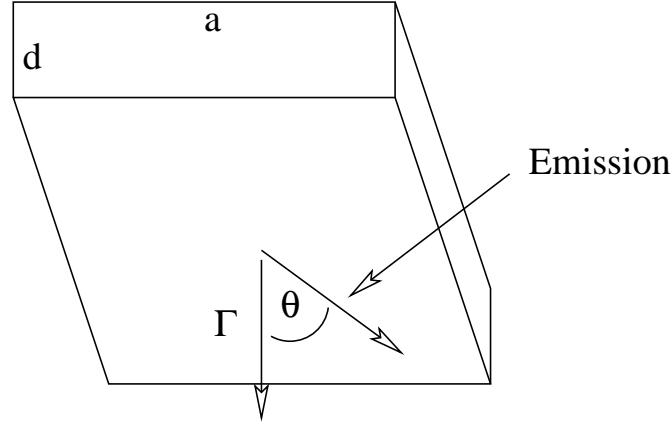


Abbildung 4.5: Die Box-Geometrie. Alle unbenannten Winkel sind gleich  $90^\circ$ .

von Null erreicht hat.

### 4.2.2 Die Box

Nun wird eine alternative Geometrie untersucht, eine Box mit einer quadratischen Grundfläche (siehe Abb. 4.5). Zur Vereinfachung wird eine Rotations-symmetrie eingeführt, durch die Annahme, daß die Emissionsrichtung immer parallel zu einer der Seitenflächen liegt, so daß keine polare Richtung ausgezeichnet ist. Um die Ergebnisse später leichter vergleichen zu können, wird hier eine Kantenlänge von  $a = \sqrt{\pi r}$  verwendet, wodurch die Emissionsfläche der dünnen Scheibe erhalten bleibt.

Das Integral über die Emissionsfläche kann mit einer analogen Parametrisierung gelöst werden wie im Fall der dünnen Scheibe, wobei es hier keinen kritischen Impaktparameter  $a_c$  und keine numerischen Integrale gibt. Das Ergebnis ist

$$\begin{aligned}
 I_{\text{box,norm}}(\theta < \theta_c) &= a(1 - \exp(-\tau_d / \cos \theta)) \cdot \\
 &\quad \left( d \sin \theta - a \cos \theta - 2 \frac{\sin \theta \cos \theta}{\alpha_\nu} \right) \\
 &\quad + 2ad \sin \theta
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

$$\begin{aligned}
 I_{\text{box,norm}}(\theta > \theta_c) &= a(1 - \exp(-\tau_a / \sin \theta)) \cdot \\
 &\quad \left( a \cos \theta - d \sin \theta - 2 \frac{\sin \theta \cos \theta}{\alpha_\nu} \right) \\
 &\quad + 2a^2 \cos \theta.
 \end{aligned} \tag{4.22}$$

$$\theta_c = \arctan \left( \frac{a}{d} \right) \tag{4.23}$$



Offensichtlich sind diese Ausdrücke wesentlich einfacher als die exakten Lösungen der Scheibe in Abschnitt 4.2.1.

### 4.2.3 Die Kugel

Schließlich wird eine Kugel als Form des emittierten Plasmas gewählt, wodurch die Emission unabhängig von der Emissionsrichtung wird. In diesem Fall kann man das Integral sehr einfach in Polarkoordinaten lösen. Die emittierende Fläche ist unter jedem Aufsichts- oder Emissionswinkel ein Kreis mit dem Radius  $R$  der Kugel, wobei Gebiete mit identischer optischer Dicke kreisförmige „Höhenlinien“ um den Mittelpunkt der emittierenden Fläche herum sind (siehe auch Abb. 4.6). Die Wegstrecke  $s$  eines Photons durch die Kugel ist dann

$$s(r) = 2\sqrt{R^2 - r^2} \quad (4.24)$$

$$R = (0.75r^2d)^{1/3} \quad (4.25)$$

mit dem Kugelradius  $R$ , welcher das Volumen der Scheibe erhält, und der Integrationsvariablen  $r < R$ . Die Emissionsfläche ist in diesem Fall wesentlich kleiner als bei einem dünnen System.

Die Integration über die emittierende Fläche führt dann auf

$$\begin{aligned} I_\nu &= 2\pi \int_0^R r(1 - \exp(-\alpha_\nu s(r)))dr \\ &= 2\pi \int_0^R r(1 - \exp(-2\alpha_\nu R\sqrt{1 - (r/R)^2}))dr \\ &= 2\pi R^2 \int_0^1 x(1 - \exp(-2\alpha_\nu R\sqrt{1 - x^2}))dx \\ &= \frac{\pi}{2\alpha^2} ((1 + 2\tau_R) \exp(-2\tau_R) - 1 + 2\tau_R^2) \end{aligned} \quad (4.26)$$

mit  $\tau_R = \alpha_\nu R$ .

### 4.2.4 Der simple Ansatz

Schließlich wird noch der simple Ansatz betrachtet, der in Abschnitt 3.1 bereits kurz angesprochen wurde. Dieser besteht darin, die Lösung für einen einzelnen Strahl (Gl. 3.7) heranzunehmen und diese mit der emittierenden Fläche  $A$  zu multiplizieren. Berücksichtigt man noch unterschiedliche Emissionswinkel, so erhält man mit

$$A \rightarrow A \cos \theta \quad (4.27)$$

$$\tau \rightarrow \tau / \cos \theta \quad (4.28)$$

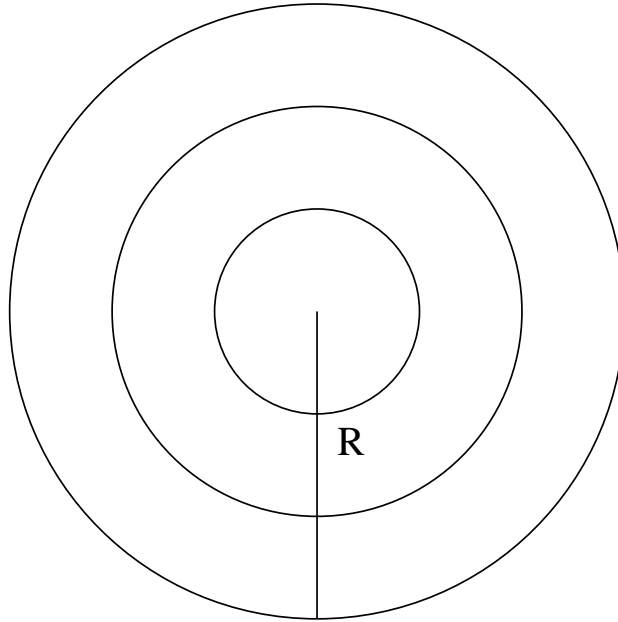


Abbildung 4.6: „Höhenlinien“ auf der Emissionsfläche von gleicher Weglänge bei der Kugelgeometrie.

die Gleichung

$$I_\nu = A \cos \theta \cdot S_\nu (1 - \exp(-\tau / \cos \theta)). \quad (4.29)$$

Dieser Ausdruck stellt eine stark vereinfachte Lösung des Integrals über die emittierende Fläche dar, wobei jede Art von Geometrie vernachlässigt wird, allerdings nicht der Emissionswinkel.

Offensichtlich hat diese Gleichung mehrere Nachteile, speziell bei großen Emissionswinkeln. Für  $\theta = 90^\circ$  verschwindet die Emission vollständig, weshalb dieser Ansatz nur bei dünnen Systemen und kleinen Emissionswinkeln sinnvolle Ergebnisse liefert. Eine mögliche Korrektur besteht in der Addition eines Terms für die Seitenfläche (mit  $\cos \rightarrow \sin$ ), was aber wiederum zu Problemen im optisch dünnen Fall führt, wo man ein zu großes Emissionsvolumen erhält. Um ein verschwindendes Ergebnis bei großen Winkeln zu vermeiden, wird im Weiteren eine Variante mit einem Beitrag für die Seitenfläche verwendet,

$$I_{\nu, \text{simpel}} = \pi r^2 \cos \theta \cdot S_\nu (1 - \exp(-\alpha_\nu d / \cos \theta)) + 2rd \sin \theta \cdot S_\nu (1 - \exp(-\alpha_\nu r / \sin \theta)), \quad (4.30)$$

welche zwar im optisch dünnen Bereich überhöhte Spektren liefert, dafür aber bei großen  $\theta$  niemals vollständig verschwindet. Hierbei treten weitere

geometrische Probleme auf, wie z. B. die optische Dicke zwischen zwei Punkten auf den Seitenflächen, welche nicht einmal näherungsweise konstant ist (vgl. auch Abb. 3.3).

Ein anderes Problem ist die komplette Vernachlässigung von Randeffekten. Da das System an seinem Rand, wo die Photonenwegstrecken beliebig kurz werden, immer optisch dünn ist, die simple Lösung derartige Effekte aber nicht berücksichtigt, kann man weitere Ungenauigkeiten in diesem Ansatz erwarten.

Auch ohne eine explizite Rechnung kann man hier schon ersehen, daß der simple Ansatz einer exakten Lösung immer unterlegen ist, und daß jeder (einfache) Versuch, diese Ungenauigkeiten zu beseitigen, neue Ungenauigkeiten einführt, auch wenn in diesem Fall diese Ungenauigkeiten relativ klein sind (vgl. Abb. 4.7). Diese Probleme beziehen sich auf den Übergang zwischen optisch dicker und optisch dünner Emission.

### 4.3 Ein Vergleich der Geometrien

Nun werden Emissionsspektren für unterschiedliche Geometrien bei unterschiedlichen Winkeln miteinander verglichen. Zuerst wird hierzu der Emissionswinkel auf seinem Standardwert festgehalten und ausschließlich die *Form* des Plasmas variiert. Die entsprechenden Spektren befinden sich in Abbildung 4.7.

Man erkennt, daß die Emissionsspektren alle recht nahe beieinanderliegen; im Detail erkennt man allerdings jedoch einige Unterschiede. Die dünne Scheibe und die (ebenfalls dünne) Box liefern praktisch identische Emissionsspektren. Im Gegensatz hierzu weist die Kugelgeometrie sichtbare Abweichungen auf, was darauf hinweist, daß die geometrische Dicke wichtiger ist als die exakte Form des Plasmas (eine Kugel ist nicht „dünn“). Die Kugel hat eine signifikant kleinere Emissionsfläche als die dünne Scheibe, so daß die optisch dicke Emission abnimmt.

Da die Emissionsspektren in Abb. 4.7 nur einem einzelnen Emissionswinkel entsprechen, wird diese Rechnung in Abb. 4.8 für verschiedene Emissionswinkel wiederholt. Auf dieser Abbildung erkennt man deutlich, daß die Emission der Kugel sich bei allen Winkeln von geometrisch dünnen Systemen deutlich unterscheidet, so daß die Relevanz dieser Eigenschaft bestätigt wird.

Weiterhin ist es von Interesse, herauszufinden, wie groß der Unterschied zwischen der exakten Rechnung und dem simplen Ansatz ist. Da man dies auf den bisherigen Bildern nur schlecht erkennen kann, präsentiert Abb. 4.9 die *relativen* Abweichungen der dünnen Box und des simplen Ansatzes von der exakten Lösung der dünnen Scheibe. Die optisch dicke Kugel weist we-

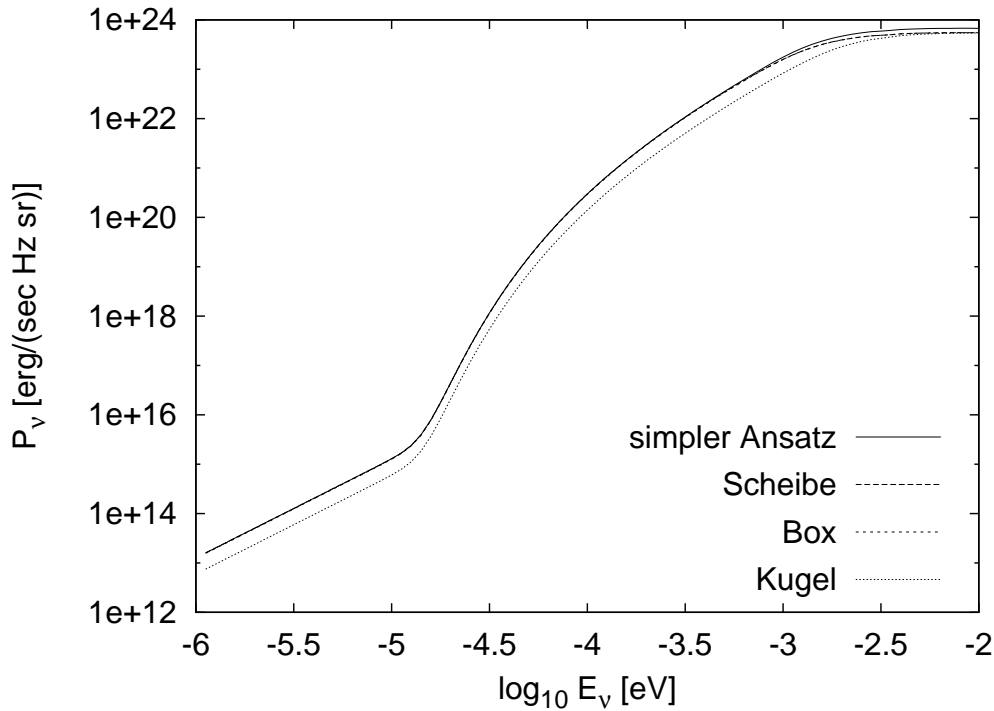


Abbildung 4.7: Emissionsspektren für unterschiedliche Formen des Plasmas. Man erkennt, daß die unterschiedlichen Ansätze recht nahe beieinander liegen. Die Kurven für die Scheibe und die Box sind praktisch identisch; die relativen Abweichungen sind in Abbildung 4.9 dargestellt.

sentliche Abweichungen von den dünnen Systemen auf, was auf die reduzierte Emissionsfläche zurückzuführen ist. Der simple Ansatz liefert im optisch dünnen Bereich überhöhte Ergebnisse, wie in Abschnitt 4.2.4 bereits erwähnt.

Um die Qualität der einzelnen Approximationen zu bewerten, reicht es nicht aus, die relativen Fehler miteinander zu vergleichen; man muß auch berücksichtigen, daß bei niedrigsten Energien (im optisch dicken Bereich) die Emission praktisch nicht beobachtbar ist, und daß demnach Fehler bei diesen Energien weniger schwer wiegen als die Fehler im beobachtbaren Bereich, welcher im Jetsystem bei etwa 1 eV liegt. Da das Maximum der emittierten Strahlung ungefähr in diesen Bereich fällt, ist eine gute Modellierung des Übergangs zwischen optisch dicker und optisch dünner Emission wichtig, während man in anderen Bereichen größere Fehler in Kauf nehmen kann.

Demzufolge ist offensichtlich die flache Box eine gute Approximation für dünne Systeme, da sie sowohl Randeffekte berücksichtigt als auch mathematisch sehr einfach behandelt werden kann.

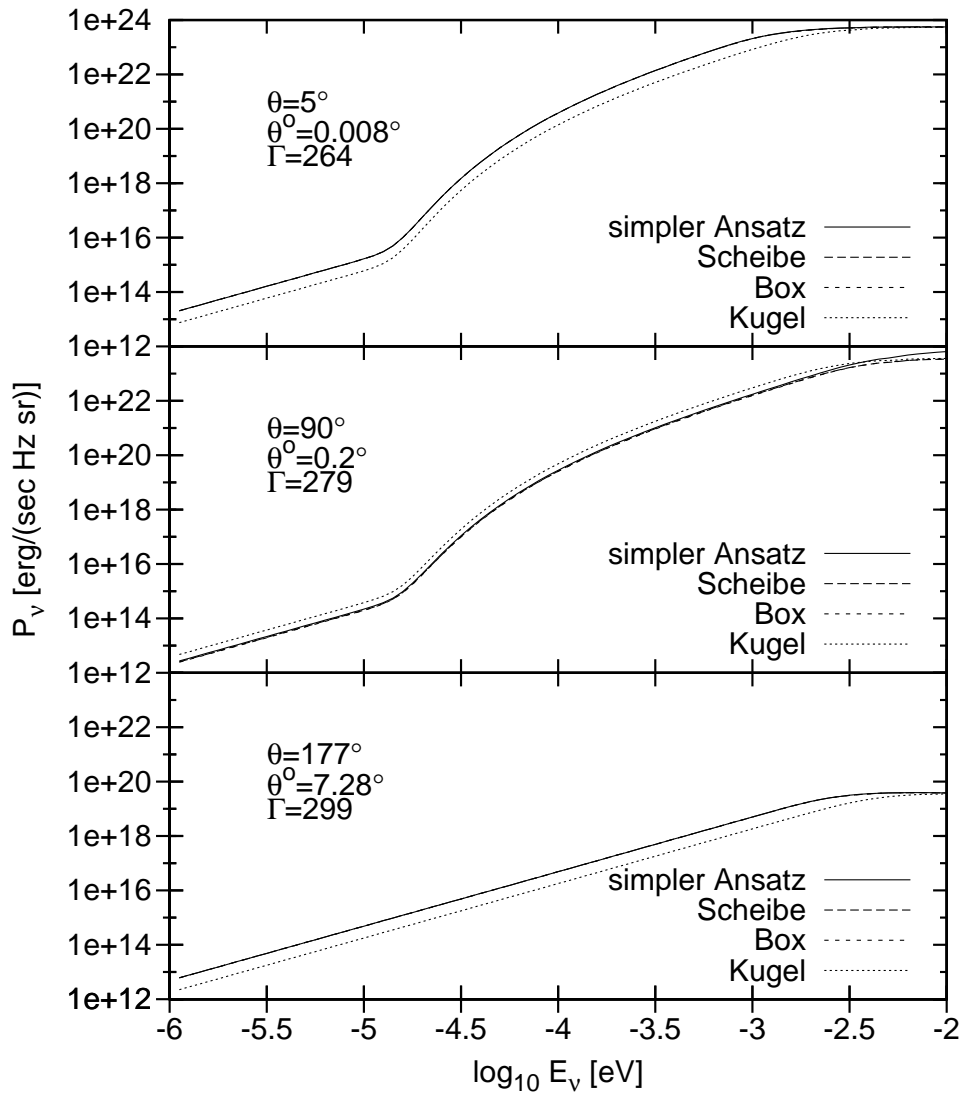


Abbildung 4.8: Emissionsspektren für unterschiedliche Formen des Plasmas bei unterschiedlichen Winkeln nach einer Stunde beobachteter Zeit. Man erkennt deutlich den Unterschied zwischen dem geometrisch dünnen und dem geometrisch dicken System (der Kugel).

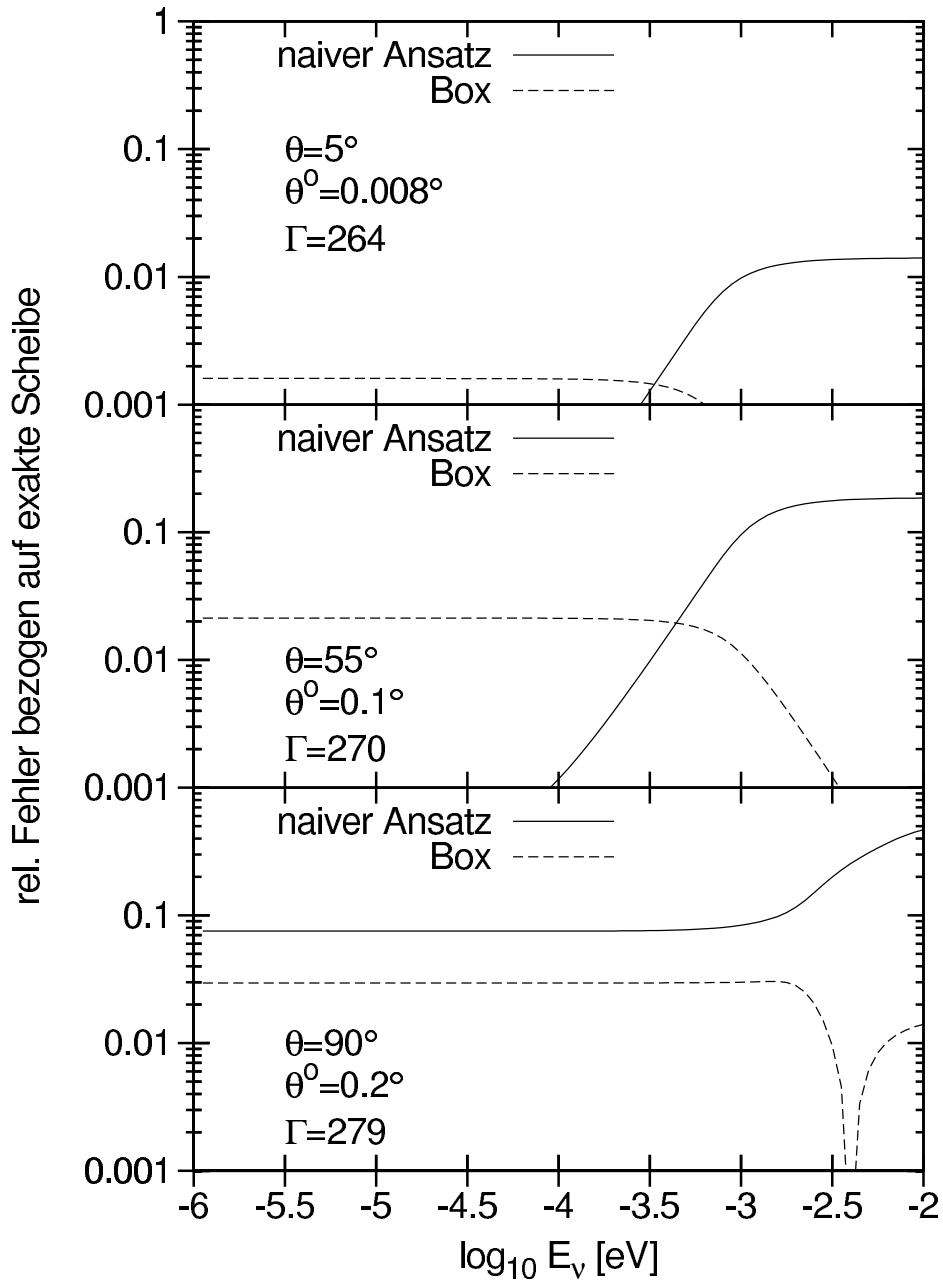


Abbildung 4.9: Relative Fehler bei der Emission im Jetsystem für unterschiedliche Geometrien, verglichen mit der exakten Lösung der Scheibe nach einer Stunde beobachteter Zeit. Man erkennt, daß in dem wichtigen Bereich in der Nähe der turn-over frequency (bei etwa  $1 - 10$  meV) die flache Box eine ausgezeichnete Approximation darstellt, welche auch im optisch dicken Bereich sehr gut erfüllt ist.

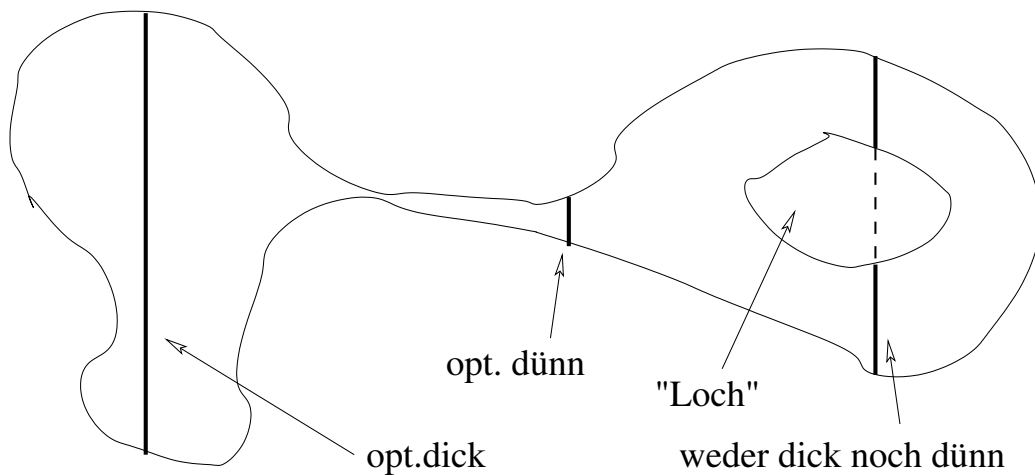


Abbildung 4.10: *Ein extremes Beispiel für eine komplexe Geometrie. Die dicken Linien entsprechen Sichtlinien.*

## 4.4 Komplexe Geometrien

Ein reales System weist eine komplexere Geometrie auf als die bisher besprochenen einfachen Fälle. Außerdem ist es sehr wahrscheinlich, daß das (thermische) Plasma des Jets in seinem Inneren Dichteschwankungen aufweist. Eine extreme Konfiguration eines realen Plasmas ist in Abbildung 4.10 skizziert.

Zunächst ist es möglich, daß die optisch dünnen Gebiete nicht notwendigerweise am Rand liegen, was bedeutet, daß es wesentlich mehr optisch dünne Emission geben kann als erwartet. In diesem Fall verhält sich ein System möglicherweise wie die dünne Scheibe, obwohl es geometrisch dick ist.

Weiterhin kann es innerhalb des Plasmas Gebiete geben, in denen die Teilchenzahldichte von dem Mittelwert  $n_p$  stark abweicht. In so einem Fall wird ebenfalls die optische Dicke des Plasmas modifiziert, und man kann mehr optisch dünne Emission erhalten als erwartet. Diese Variation der lokalen Dichte des Plasmas kann so weit gehen, daß man „Löcher“ erhält, in denen praktisch keine für die Absorptionseigenschaften relevante Materie mehr vorhanden ist.

Schließlich ist die Geometrie eines realen Jets in der Regel auch zeitabhängig. Obwohl die Prozesse, die den Jet entstehen lassen und über große Distanzen kollimiert halten, nicht verstanden sind, ist es sehr wahrscheinlich, daß in dem kompakten Plasma Deformationen auftreten durch Wechselwirkung mit der Umgebung. Ein Beispiel hierfür ist ein Öffnungswinkel des Jets,

wobei das Plasma sich bei seiner Propagation auch ausdehnt (siehe z. B. Cellotti u. a. 1998). Die einzige sinnvolle Forderung, die man an das Modell machen kann, ist, daß sämtliche relevanten Eigenschaften zumindest im Mittel unverändert oder wenigstens nur langsam veränderlich sind.

Die exakten Lösungen diverser einfacher Geometrien sind demnach auch nicht als ein exaktes Abbild der Natur zu sehen, sondern nur als eine Mittelung einer realen Situation. Die einzelnen Geometrieparameter (wie z. B. der Radius oder die Höhe der Scheibe) haben keine exakte Bedeutung, sondern beschreiben nur „typische“ Längenskalen in dem Plasma. Da die Ergebnisse für die Box und die Scheibe sehr ähnliche Ergebnisse liefern, kann man sie näherungsweise als äquivalent betrachten (und mit der einfacheren Formel weiterarbeiten).

Die Kugelgeometrie beschreibt im Gegensatz hierzu ein hochsymmetrisches System, welches insbesondere nicht (geometrisch) dünn ist. Gleichung 4.26 kann also herangezogen werden, um den effektiven Symmetriegrad eines realen Systems abzuschätzen. Ist eine Beobachtung gut verträglich mit diesem Ansatz, so kann man davon ausgehen, daß das emittierende System relativ wenig Fluktuationen aufweist. Kann man dagegen das System besser mit einer dünnen Geometrie beschreiben, so weiß man, daß die reale Zusammensetzung des Plasmas sehr komplex sein kann. Aufgrund dieser Unsicherheiten kann man den gesamten Fehler bei der Parametrisierung eines realen Plasmas durch geeignete, einfache Geometrien auf 10% schätzen.

## 4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Abhängigkeit der Strahlungsproduktion in den Jets aktiver Galaxien von der speziellen geometrischen Verteilung des Plasmas untersucht. Aus den exakten Lösungen mehrerer einfacher Geometrien folgt, daß die exakte Kenntnis dieser Systemeigenschaft weder notwendig noch sinnvoll ist, und daß die wesentlichen Eigenschaften des Systems nur auf den typischen Längenskalen beruhen, die in dem Plasma auftreten.

Die einzige geometrische Eigenschaft, die hierbei von Relevanz ist, ist die geometrische Dicke; die Emissionsspektren eines dicken Systems, wie z. B. einer Kugel und eines dünnen Systems unterscheiden sich voneinander.

Weiterhin muß der Rand des Systems, wo es immer optisch dünn ist, angemessen behandelt werden, um das Spektrum in der Nähe der turn-over frequency zu verstehen.



# Kapitel 5

## Die Temperatur des Plasmas

In diesem Kapitel wird die Evolution der Temperatur betrachtet, was die Heiz- und Kühlprozesse umfaßt sowie die Grenzen, die sich hieraus für das Modell ergeben.

### 5.1 Heiz- und Kühlraten

Um die Evolution des thermischen Plasmas zu beschreiben, wird zunächst angenommen, daß das Hintergrundplasma zu jeder Zeit  $t$  eine stabile Maxwell-Boltzmann Verteilung (Gl. 3.12) besitzt. Die Temperatur  $T$  folgt dann der Differentialgleichung 2.25,

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{n_p k} (\gamma_A - 1) (\dot{\epsilon} - \Lambda). \quad (5.1)$$

#### 5.1.1 Heizung durch Coulombstöße

Einer der einfachsten Heizprozesse ist die Heizung durch elastische Coulombstöße. Die Rate, mit der ein einfach geladenes Teilchen mit einem Lorentzfaktor  $\gamma$  Energie durch diesen Prozess verliert, ist (Butler und Buckingham 1962; Haug 1988)

$$\dot{E} = \frac{3}{2\beta} \sigma_T m_e c^3 n_p \ln \lambda \left[ \operatorname{erf}(x) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} x \exp(-x^2) \right] \quad (5.2)$$

$$x = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)m_e c^2}{kT}}, \quad (5.3)$$

mit dem Coulomblogarithmus  $\ln \lambda \simeq 25$ , der Gauß'schen Fehlerfunktion  $\operatorname{erf}(x)$  und dem Thomson-Querschnitt  $\sigma_T$ . Die totale Heizrate ist dann

$$\dot{\epsilon} = \int_1^\infty d\gamma N(\gamma) \dot{E}(\gamma). \quad (5.4)$$

Für hochrelativistische Teilchen ( $\gamma \gg 1$ ) kann man hier  $\beta = 1$  setzen; weiterhin ist die eckige Klammer dann näherungsweise 1, so daß sich die Gleichung reduziert auf

$$\dot{\epsilon} = \int_1^\infty d\gamma N(\gamma) \frac{3}{2} \sigma_T m_e c^3 n_p \ln \lambda \quad (5.5)$$

$$= \int_1^\infty f_{\text{cou}}(\gamma, \nu) N(\gamma) d\gamma \quad (5.6)$$

mit der Gewichtsfunktion

$$f_{\text{cou}} = \frac{3}{2\beta} \sigma_T m_e c^3 n_p \ln \lambda \quad (5.7)$$

$$= 6 \cdot 10^{-19} \left( \frac{n_p}{\text{cm}^{-3}} \right) \text{erg/sec.} \quad (5.8)$$

Um die Energie zu erhalten, die von einer Verteilung hochenergetischer Teilchen  $N(\gamma)$  auf das Hintergrundplasma übertragen wird, muß man schließlich das Integral über  $N(\gamma)d\gamma$  ausführen, und erhält

$$\dot{\epsilon} \simeq f_{\text{cou}} \cdot N_{\text{tot}} \quad (5.9)$$

mit

$$N_{\text{tot}} = \int_1^\infty N(\gamma) d\gamma, \quad (5.10)$$

also die Multiplikation eines konstanten Vorfaktors mit der totalen Anzahl hochenergetischer Teilchen  $N_{\text{tot}}$  pro Einheitsvolumen.

Diese Heizrate gilt für alle einfach geladenen Teilchen, da Coulombstreuung von relativistischen Teilchen nicht von ihrer Masse, sondern ausschließlich von der Ladung der Stoßpartner abhängt ( $E_{\text{rel.}} \approx \gamma mc^2$ ).

### 5.1.2 Heizung durch Synchrotronstrahlung

In Abschnitt 3.1.3 wurde gezeigt, daß das System bei niedrigen Frequenzen üblicherweise *thermisch* optisch dick ist. Daher stellt die Absorption von Photonen durch das thermische Hintergrundplasma einen Energiegewinn, also einen weiteren Heizprozess dar. Dieser wird nun für Synchrotronstrahlung abgeschätzt.

Die Energie, die das Hintergrundplasma durch Absorption von Strahlung erhält, die von der hochenergetischen Komponente emittiert wird, ist im allgemeinen Fall

$$\dot{\epsilon} = 4\pi \int \frac{\alpha_{\nu, \text{brems}}}{\alpha_{\nu, \text{tot}}} (j_\nu - I_{\nu, \text{av}}/V) d\nu. \quad (5.11)$$

Hierbei handelt es sich um die Differenz zwischen der gesamten produzierten Energie und der Energie, die das System tatsächlich verläßt, gewichtet mit dem Beitrag, den der Frei-Frei Prozess an der gesamten Absorption hat. Hierbei wird über den Emissionswinkel  $d\Omega$  gemittelt (weshalb diese Größe mit dem Index „av“ gekennzeichnet ist), da die emittierte Strahlungsenergie  $I_\nu$  in der Regel winkelabhängig ist (vgl. Kapitel 4). Aus diesem Grund kann das Integral über  $d\Omega$  trivial ausgeführt werden, und man erhält den Faktor von  $4\pi$ . Außerdem muß  $I_{\nu,\text{av}}$  durch das Volumen  $V$  des Systems dividiert werden, da aufgrund der Integration über die emittierende Fläche in Gleichung 4.1 der Ausdruck nicht mehr auf ein Einheitsvolumen bezogen ist.

### Eine erste Abschätzung

Integral 5.11 ist in der Regel nicht exakt lösbar, was auf den Term proportional zu  $I_\nu \propto j_\nu/\alpha_\nu$  zurückzuführen ist. Um diese Größe abzuschätzen, wird zunächst festgehalten, daß der Absorptionsprozess nur im optisch dicken Bereich effizient ist, so daß man das Integral über alle emittierten Photonenenergien lediglich bis zu einem geeigneten  $\nu_+$  ausführen muß, welches die Obergrenze des optisch dicken Bereichs definiert.

Ein weiterer Aspekt, der beachtet werden muß, ist die spektrale Form der emittierten Energie eines einzelnen Elektrons unter dem Synchrotronprozess,  $F(x)$  (Gl. 3.18). Betrachtet man die Form dieses Emissionsspektrums (siehe Abb. 5.1), so erkennt man, daß praktisch alle emittierten Photonen oberhalb einer Frequenz  $\nu_-$  liegen, welche hier durch das Maximum der Funktion bei  $x \approx 0.3$  definiert wird,  $\nu \approx 0.3 \nu_c$ . Unterhalb dieser Frequenz ist die Emission und somit auch die maximal mögliche Heizrate durch Photonen wenig effizient.

Die kritischen Frequenzen sind

$$\begin{aligned} \nu_+ &= n_p \sqrt{\frac{2 \alpha_\nu \sigma_T \hbar c}{(2\pi)^{3/2} m_e}} \left(\frac{mc^2}{kT}\right)^{3/4} \sqrt{s} \sqrt{L} \\ &\approx (10^{11} \text{ Hz}) \left(\frac{n_p}{10^9 \text{ cm}^{-3}}\right) \sqrt{\frac{s}{10^{14} \text{ cm}}} \sqrt{\frac{L}{10}} \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}}\right)^{-3/4} \end{aligned} \quad (5.12)$$

$$\nu_- = 1.26 \cdot 10^6 \left(\frac{B}{\text{G}}\right) \gamma^2 \text{ Hz} \quad (5.13)$$

wobei für  $\nu_+$  der Ansatz  $\alpha(\nu_+) \cdot s = 1$  mit einem mittleren Weg  $s$  gewählt wurde, während  $\nu_-$  die Definition von  $x$  (Gl. 5.3) mit  $x(\nu_-) = 0.3$  verwendet.  $L$  ist eine Kurzschreibweise für den Ausdruck  $\ln(2kT/h\nu)$ , der im Weiteren zu 1 gesetzt wird (vgl. Abschnitt 3.1.1).

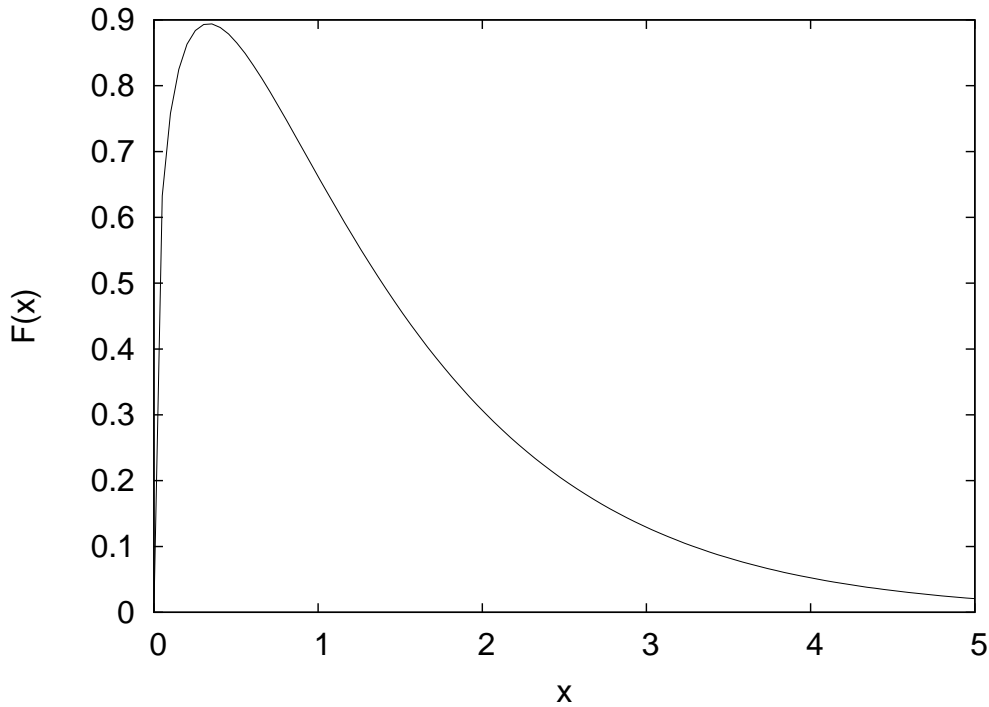


Abbildung 5.1: Die Funktion  $F(x)$  (Gl. 3.18), welche die Synchrotronemission eines einzelnen Teilchens für eine normierte Frequenz  $x$  beschreibt.

Die Heizrate durch Absorption von optisch dicken Synchrotronphotonen kann demzufolge nur dann wesentlich zu den Heizprozessen beitragen, solange  $\nu_+ > \nu_-$  gilt. Während  $\nu_+$  zu diesem Zeitpunkt bereits ausgewertet werden kann, erfordert der Lorentzfaktor  $\gamma$  der Elektronen in  $\nu_-$  eine weitere Abschätzung.

Aus Gleichung 2.14 folgt, daß die Energieverluste hochenergetischer Elektronen durch Synchrotronstrahlung (und somit die maximal möglichen Energiegewinne des Hintergrundplasmas) mit  $\gamma^2$  anwachsen; speziell bei relativ niedrigen Energien ist dieser Prozess immer geringer als die (konstante) Heizrate durch elastische Coulombstöße (vgl. auch Abb. 5.2). Daher wird nun  $\dot{\gamma}_{\text{el,e}} = \dot{\gamma}_{\text{Synch}}$  angesetzt, woraus sich für den *niedrigsten* Lorentzfaktor, welcher für die Synchrotronheizrate relevant ist,

$$\gamma_- = \sqrt{682 \frac{n}{B^2} m_e c^2} \approx 0.024 \left( \frac{n_p}{\text{cm}^3} \right)^{1/2} \left( \frac{B}{\text{G}} \right)^{-1} \quad (5.14)$$

ergibt. Elektronen, die eine niedrigere Energie besitzen, haben eine zu geringe Strahlungsausbeute, um einen mit elastischen Coulombstößen vergleichbaren

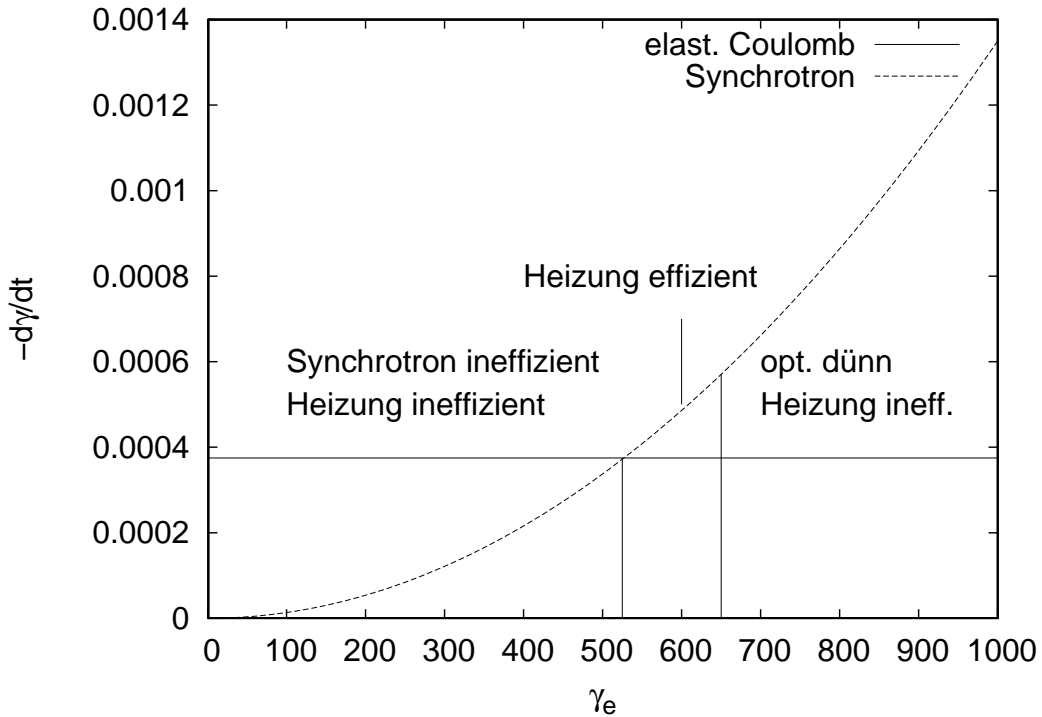


Abbildung 5.2: Die für die Diskussion der Heizraten relevanten Energieverlustraten  $-\dot{\gamma}$  von Elektronen als Funktion von  $\gamma_e$  für die Standardparameter. Die Gebiete, die nicht wesentlich zu der Synchrotronheizrate beitragen, sind gekennzeichnet. Die skizzierte Konfiguration geht von einer Situation aus, in der die Synchrotronphotonen einen sichtbaren Beitrag zu den Heizprozessen liefern. Es ist möglich, daß beide als ineffizient markierten Gebiete sich überlappen, so daß der gesamte Heizprozess ineffizient ist.

Beitrag zu der Heizrate zu haben.

Durch Einsetzen dieses Ausdrucks in Gleichung 5.13 erhält man

$$\nu_- \geq 7.2 \cdot 10^2 \text{Hz} \left( \frac{n_p}{\text{cm}^3} \right) \left( \frac{B}{\text{G}} \right)^{-1} \quad (5.15)$$

Hierdurch wird  $\nu_-$  nach unten abgeschätzt, was bedeutet, daß die bereits angesprochene Bedingung für einen relevanten Beitrag durch Synchrotronheizung ( $\nu_+ > \nu_-$ ) notwendig, aber nicht hinreichend ist. Umgekehrt folgt aus einer Verletzung dieses Ausdrucks, daß die Synchrotronheizrate klein ist gegen die Coulombheizrate und daher vernachlässigt werden kann.

Für die Standardparameter erhält man mit  $s = r = 10^{14}$  cm,  $T = 10^4$  K

und  $L \approx 1$

$$\nu_+ \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ Hz} \quad (5.16)$$

$$\nu_- = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ Hz}, \quad (5.17)$$

was die Bedingung offensichtlich erfüllt; für Temperaturen oberhalb von etwa  $4 \cdot 10^4$  ist das nicht mehr der Fall. Demzufolge ist es *möglich*, daß die Heizrate durch Absorption von Synchrotronphotonen das System dominiert. Allerdings ist, wie bereits angesprochen, diese Bedingung notwendig, aber *nicht* hinreichend. Wie auf den Abbildungen 5.5 und 5.4 demonstriert wird, ist der Beitrag der Synchrotronheizrate sehr klein, so daß man ihn in erster Näherung immer noch vernachlässigen kann.

### Eine zweite Abschätzung

Die letzte Abschätzung ist allerdings recht ungenau; aus diesem Grund werden nun einige Verbesserungen vorgenommen. Hierzu wird Gleichung 5.11 herangezogen, wobei der Faktor proportional zu  $I_\nu$  ganz vernachlässigt wird, was bedeutet, daß die gesamte Energie, die durch den Synchrotronprozess produziert wird, im optisch dicken Bereich wieder absorbiert wird. Dieser Ansatz wird gerechtfertigt, wenn man die Lösungen der Strahlungstransportgleichung im optisch dicken (Gl. 3.9) und optisch dünnen Grenzfall (Gl. 3.8) vergleicht; leicht umformuliert lauten diese Lösungen

$$I_{\nu, \text{dünn}} = V j_\nu \quad (5.18)$$

$$I_{\nu, \text{dick}} = V \frac{j_\nu}{\tau}. \quad (5.19)$$

Berücksichtigt man nun noch, daß im optisch dicken Fall  $\tau \gg 1$  gilt, so ist offensichtlich, daß die Energie, die ein optisch dickes System tatsächlich verläßt, vernachlässigbar ist gegenüber der Energie, die von dem thermischen Plasma absorbiert wird. Demzufolge geht praktisch die gesamte Synchrotronenergie im optisch dicken Bereich auf das Hintergrundplasma über und trägt zu der Heizrate bei.

Für die übertragene Energie (und die neue Heizrate) erhält man dann mit Gleichung 3.15

$$\dot{\epsilon} = 4\pi \int_0^{\nu_+} j_\nu d\nu \quad (5.20)$$

$$\simeq 4.2 \cdot 10^{-22} B \int_0^{\nu_+} d\nu \int_1^\infty d\gamma \left( \frac{\nu}{\nu_c(\gamma)} \right)^{1/3} \exp\left( -\frac{\nu}{\nu_c(\gamma)} \right) N(\gamma). \quad (5.21)$$

Ein Vertauschen der Integrationsreihenfolge führt dann auf dieselbe Form wie Gleichung 5.6,

$$\dot{\epsilon} \simeq \int_1^\infty d\gamma N(\gamma) f_{\text{sync}} \quad (5.22)$$

$$f_{\text{sync}} = 4.2 \cdot 10^{-22} \left(\frac{B}{G}\right) \int_0^{\nu_+} \left(\frac{\nu}{\nu_c(\gamma)}\right)^{1/3} \exp\left(-\frac{\nu}{\nu_c(\gamma)}\right) d\nu. \quad (5.23)$$

Um die Synchrotronheizrate mit der Coulombheizrate zu vergleichen, ist es demnach nicht notwendig, die exakte Form des Elektronenzahlspektrums zu kennen, und ein Vergleich der „Gewichtsfunktionen“  $f$  ist ausreichend. Um das Integral über  $d\nu$  ausführen zu können, wird es zunächst auf eine andere Variable transformiert,

$$x = \nu/\nu_c \quad (5.24)$$

$$\rightarrow d\nu = dx \nu_c = dx 4.2 \cdot 10^6 \left(\frac{B}{G}\right) \gamma^2. \quad (5.25)$$

Dann wird für die Exponentialfunktion eine Taylor-Reihe angesetzt, was auf

$$f_{\text{sync}} \approx 4.2 \cdot 10^{-22} \left(\frac{B}{G}\right) \left(\frac{\nu_c}{\text{sec}^{-1}}\right) \int_0^{x(\nu_+, \gamma)} (x^{1/3} - x^{4/3} + \frac{1}{2}x^{7/3}) dx \quad (5.26)$$

führt. Nun benötigt man nur noch eine geeignete Abbruchbedingung, welche man mit denselben Argumenten erhält, die bereits in der ersten Abschätzung verwendet wurden. Da die Synchrotronheizrate nur oberhalb von  $\gamma_-$  (siehe Gl. 5.14) stärker sein kann als die Coulombheizrate, bietet es sich an, die Obergrenze  $x(\nu_+, \gamma)$  durch  $x \leq x_+ = x(\nu_+, \gamma_-)$  abzuschätzen, was aufgrund von  $x \propto \gamma^{-2}$  eine Obergrenze ist. Damit erhält man

$$\nu_c(\gamma_-) = 2.4 \cdot 10^3 \left(\frac{n_p}{\text{cm}^{-3}}\right) \left(\frac{B}{G}\right)^{-1} \quad (5.27)$$

$$\begin{aligned} x_+ &= \frac{\nu_+}{\nu_c(\gamma_-)} \\ &= 0.04 \left(\frac{B}{G}\right) \sqrt{\frac{s}{10^{14} \text{ cm}}} \sqrt{\frac{L}{10}} \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}}\right)^{-\frac{3}{4}} \end{aligned} \quad (5.28)$$

Für die Standardparameter und ein kaltes Plasma ( $T = 10^4 \text{ K}$ ) entspricht das einer absoluten Obergrenze von  $x_+ \simeq 0.4$ . Dies bedeutet, daß man die Reihe in Gleichung 5.26 bereits nach dem ersten Term abbrechen kann. In der Regel ist  $x$  dazu noch wesentlich kleiner als  $x_+$ , so daß die tatsächliche Heizrate noch einmal reduziert ist gegenüber den Abschätzungen.

Somit erhält man für die Gewichtsfunktion

$$f_{\text{sync}} < 4.2 \cdot 10^{-22} \left(\frac{B}{G}\right) \nu_c(\gamma_-) \int_0^{x(\nu_+, \gamma_-)} x^{1/3} dx \quad (5.29)$$

$$= 4.2 \cdot 10^{-22} \left(\frac{B}{G}\right) \nu_c(\gamma_-) \cdot \frac{3}{4} x_+(\nu_c, \gamma_-)^{4/3} \quad (5.30)$$

$$= 3.15 \cdot 10^{-22} \left(\frac{B}{G}\right) \nu_c(\gamma_-)^{-1/3} \nu_+^{4/3} \quad (5.31)$$

$$= 1.1 \cdot 10^{-20} \left(\frac{B}{G}\right)^{4/3} \left(\frac{n_p}{\text{cm}^{-3}}\right) \left(\frac{s}{10^{14} \text{cm}}\right)^{2/3} \left(\frac{L}{10}\right)^{2/3} \left(\frac{T}{10^6 \text{K}}\right)^{-1} \text{erg/sec} \quad (5.32)$$

Für die Standardparameter und  $s = r = 10^{14} \text{ cm}$ ,  $T = 10^4 \text{ K}$  sowie  $L \approx 1$  ist dieser Ausdruck gerade

$$f_{\text{sync}} < 2.4 \cdot 10^{-19} \left(\frac{n_p}{\text{cm}^{-3}}\right) \text{erg/sec}, \quad (5.33)$$

was kleiner ist als die Gewichtsfunktion für Coulombheizung (Gl. 5.8), so daß die Heizung durch Synchrotronphotonen tatsächlich vernachlässigt werden kann.

### Ein Vergleich beider Abschätzungen

Um beide Abschätzungen miteinander zu vergleichen, verwendet man die beiden Ungleichungen

$$\nu_+ < \nu_- \quad (5.34)$$

$$f_{\text{sync}} < f_{\text{cou}}, \quad (5.35)$$

welche jeweils eine hinreichende (aber nicht notwendige) Bedingung dafür darstellen, daß die Synchrotronemission für die Heizrate vernachlässigbar ist. Die Frequenzbedingung 5.34 liefert mit den Gleichungen 5.12 und 5.15 den Ausdruck

$$\left(\frac{T}{10^6 \text{K}}\right) > 0.072 \left(\frac{B}{G}\right)^{4/3} \left(\frac{s}{10^{14} \text{cm}}\right)^{2/3} \left(\frac{L}{10}\right)^{2/3}. \quad (5.36)$$

Die Gewichtsbedingung 5.35 führt mit den Gleichungen 5.8 und 5.32 auf

$$\left(\frac{T}{10^6 \text{K}}\right) > 0.018 \left(\frac{B}{G}\right)^{4/3} \left(\frac{s}{10^{14} \text{cm}}\right)^{2/3} \left(\frac{L}{10}\right)^{2/3}. \quad (5.37)$$

Offensichtlich ist die zweite Abschätzung restriktiver für die Temperatur (welche kein freier Parameter ist) als die erste. Außerdem sind diese Bedingungen



*hinreichend, aber nicht notwendig*, so daß eine Verletzung derselben nicht notwendigerweise auf einen wesentlichen Beitrag zu der Synchrotronheizrate hinweist. Wie auf Abbildung 5.5 demonstriert wird, ist der Beitrag der Synchrotronheizrate bei  $10^4$  K und den Standardparametern zwar klein (und demzufolge nicht dominant), aber zumindest in den numerischen Rechnungen sichtbar. Ob ein derartiger Effekt experimentell beobachtbar ist, kann angezweifelt werden (vgl. hierzu auch Kapitel 7).

Diese Ungleichungen sagen aus, daß Synchrotronheizung nur bei niedrigen Temperaturen effizient sein kann. Um diesen Heizprozess effizienter zu machen, kann man die mittlere Größe  $s$  des Systems (bzw. die mittlere optische Dicke) erhöhen, oder aber ein stärkeres Magnetfeld annehmen. Der Parameter  $L$  hingegen ist nur wenig variabel, da es sich hierbei um eine logarithmische Größe handelt, welche verglichen mit den anderen Parametern praktisch konstant ist. Aus diesem Grund befindet sich  $L$  auch auf der rechten Seite der Ungleichungen, obwohl diese Größe auch von der Temperatur  $T$  abhängig ist.

### Eine exakte Heizrate

Im Weiteren basieren die Ergebnisse sämtlicher numerischen Rechnungen auf der dünnen Box (Gl. 4.23), welche hier zur Referenz angegeben sind. Für die tatsächlich abgestrahlte Energie erhält man für diese Geometrie

$$I_{\nu,av} = \frac{S_\nu}{4\pi} \int d\Omega \int_0^{\theta_c} I_{\text{box,norm}}(\theta) d\theta \quad (5.38)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2a}{3\alpha_\nu} \sin^3 \theta_c + \frac{3}{2} ad(\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c) \\ &- \frac{a^2}{2} \left[ \cos^2 \theta_c (1 - \exp(-\tau_d / \cos \theta_c)) - (1 - \exp(-\tau_d)) \right. \\ &\quad \left. + \tau_d (\cos \theta_c \exp(-\tau_d / \cos \theta_c) - \exp(-\tau_d)) \right. \\ &\quad \left. + \tau_d^2 (E_1(\tau_d) - E_1(\tau_d / \cos \theta_c)) \right] \\ &+ ad \int_0^{\theta_c} \sin^2 \theta \exp(-\tau_d / \cos \theta) d\theta \\ &+ \frac{2a}{\alpha_\nu} \int_0^{\theta_c} \sin^2 \theta \cos \theta \exp(-\tau_d / \cos \theta) d\theta \end{aligned} \quad (5.39)$$

mit der Integraleponentialfunktion (siehe z. B. Abramowitz und Stegun 1984)

$$E_n(x) = \int_1^\infty \frac{\exp(-xt)}{t^n} dt. \quad (5.40)$$

Hierbei wurde zur Vereinfachung des Ergebnisses das Integral über  $\theta$  nur bis  $\theta_c$  ausgeführt, da im Fall eines dünnen Systems dieser Wert sehr nahe bei  $90^\circ$  liegt. Mit Gleichung 5.11 erhält man dann die totale Heizrate, welche in Abbildung 5.5 als Funktion der Zeit für ein typisches System dargestellt ist.

Andere interne Strahlungsprozesse (z. B. inverse Comptonstreuung) tragen *nicht* zu der Heizrate bei, da eine notwendige Bedingung hierzu ein optisch dickes System ist, welches man nur bei niedrigsten Frequenzen unterhalb des optischen Bereichs findet, wo Synchrotronstrahlung der dominante Strahlungsprozess ist.

### 5.1.3 Die Kühlrate

Ein heißes Plasma verliert Energie durch die Emission von Strahlung. Eine Behandlung aller in Frage kommenden Strahlungsprozesse ist außerordentlich komplex, da man hier neben kontinuierlichen Prozessen auch diskrete Übergänge berücksichtigen muß, was wiederum von der Elementhäufigkeit in dem System abhängt. Im Weiteren werden die Ergebnisse von Dalgarno und McCray (1972) und Raymond u. a. (1976) für ein voll ionisiertes Plasma und das interstellare Medium verwendet. Außerdem wird eine einfache Approximation der numerischen Ergebnisse benutzt,

$$\Lambda = \left(10^{-22} \text{ erg cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}\right) n_p^2 \times \begin{cases} 2.3 \cdot 10^{-5} & T^{1.1} & \text{für } 10^2 \leq T < 10^4 \\ 0.64 & T^{0.55} & \text{für } 10^4 \leq T < 10^5 \\ 3.6 \cdot 10^5 & T^{-0.6} & \text{für } 10^5 \leq T < 4 \cdot 10^7 \\ 1.6 \cdot 10^{-3} & T^{0.5} & \text{für } T \geq 4 \cdot 10^7 \end{cases} \quad (5.41)$$

welche für die weiteren Rechnungen hinreichend genau ist. Eine graphische Darstellung dieser Approximation findet sich in Abbildung 5.3.

## 5.2 Numerische Rechnungen

Bisher wurde anhand von Abschätzungen gezeigt, daß die gesamte Heizrate durch elastische Coulombstöße dominiert wird. Zur Demonstration zeigt Abbildung 5.4 den zeitlichen Verlauf der Temperatur des Jets sowohl ohne als auch mit Berücksichtigung der Synchrotronphotonen, während Abbildung 5.5 die Heizraten selbst zeigt, aufgeschlüsselt nach den unterschiedlichen Beiträgen.

Auf der Abbildung erkennt man deutlich, daß die Synchrotronheizung nur einen sehr geringen Einfluß auf das System hat, der etwa 10 % der

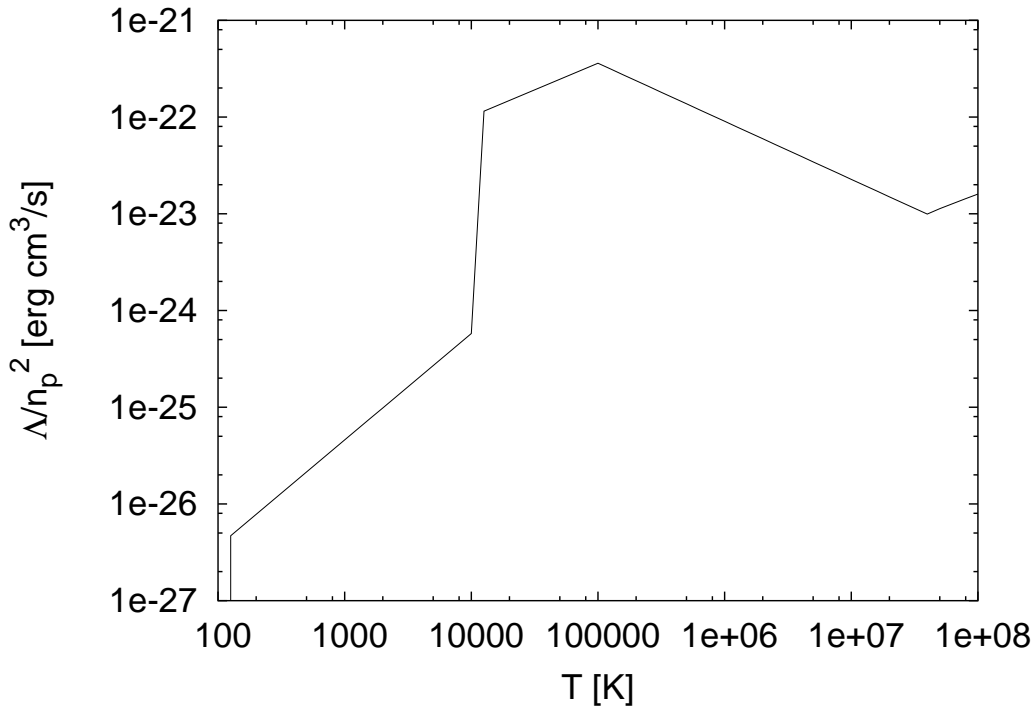


Abbildung 5.3: Die Approximation der Kühlrate  $\Lambda$ .

Erwärmung durch Coulombstöße ausmacht. Dies ist für praktische Messungen vernachlässigbar, da die unbekannte Geometrie des Systems in der Regel auf eine vergleichbare Ungenauigkeit führt (vgl. Abschnitt 4.4).

Die Entwicklung der Temperatur weist einige interessante Eigenschaften auf. Zunächst beträgt die Temperatur für kleine Zeiten  $t$  eigentlich immer  $10^4$  K. Die Ursache hierfür liegt darin, daß die Coulombheizrate proportional zu der gesamten Anzahl hochenergetischer Teilchen in dem System ist (vgl. Abschnitt 5.1.1), welche zur Zeit  $t = 0$  noch nicht vorhanden sind, so daß die Heizrate ebenfalls Null ist. Wenn die Heizrate dann nicht schnell genug wächst, um die „Klippe“ in der Kühlrate bei  $10^4$  K effizient zu überwinden, verbleibt das System bei niedrigen Temperaturen. Das Maximum der Temperatur selbst entspricht ungefähr dem Maximum der Heizrate.

Das System kann bei einer geeigneten Wahl der Parameter auch ein grundlegend anderes Heizverhalten aufweisen, wie in Abbildung 5.6 demonstriert wird, wo die Temperatur bei einer leichten Variation Werte von etwa  $10^{10}$  K erreicht. In diesem Fall kann man Temperaturen von  $10^8$  K bis  $10^{10}$  K erreichen, wo das Modell selbst an seine Grenzen stößt (vgl. Kapitel 8).

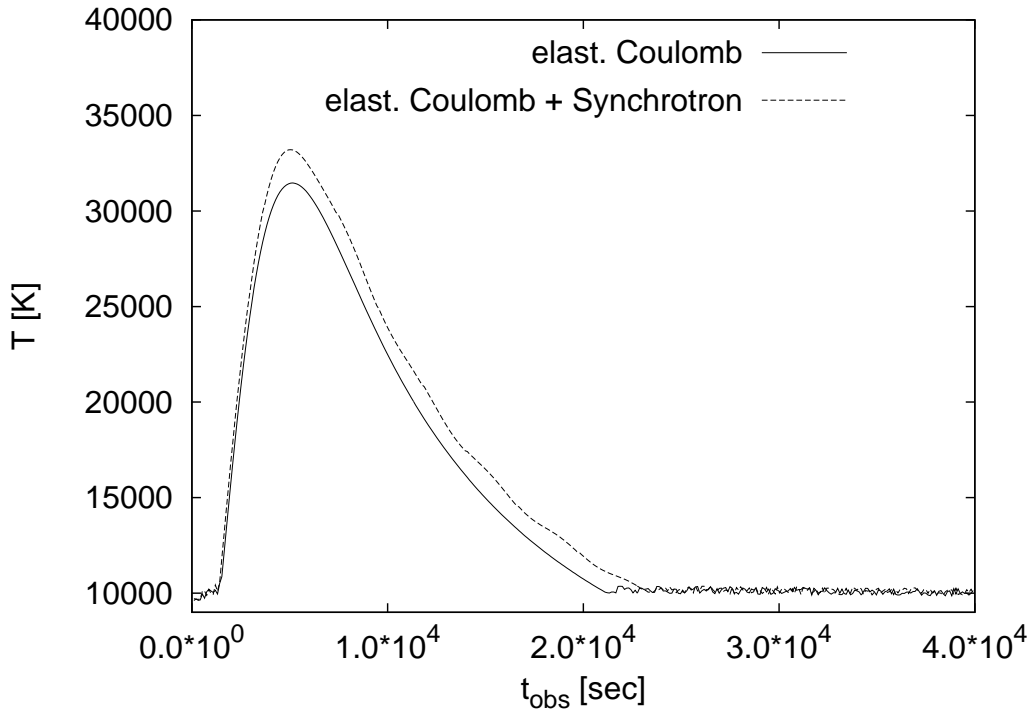


Abbildung 5.4: Die Temperatur des Jets als Funktion der Zeit. Man erkennt, daß das System einen asymptotischen Wert von  $10^4$  Kerreicht, was die schwache Variabilität des Systems für lange Beobachtungszeiträume erklärt (vgl. Abb. 3.10). Das „Rauschen“ bei  $10^4$  K ist ein unvermeidliches Resultat der numerischen Behandlung des Problems und des Sprungs in der Kühlrate bei dieser Temperatur.

### 5.2.1 Eine detaillierte Analyse des Heizverhaltens

Da offensichtlich die grundlegenden Eigenschaften des Systems von der Heizrate bestimmt werden, wird diese nun noch einmal ausführlich untersucht. Zunächst wird noch einmal hervorgehoben, daß die Heizrate direkt proportional ist zu der Anzahl hochenergetischer Teilchen in dem System (vgl. Abschnitt 5.1.1, insbesondere Gl. 5.9). Daher wird nun die zeitliche Entwicklung der Gesamtzahl an hochenergetischen Teilchen betrachtet.

Die Evolutionsgleichung für das differentielle Spektrum hochenergetischer Teilchen (Gl. 2.1) kann in der Regel nicht ohne Weiteres über  $d\gamma$  integriert werden, da die Verlustraten eine beliebige Abhängigkeit von  $\gamma$  aufweisen können. Allerdings gehen per Definition durch kontinuierliche Verlustprozesse  $\dot{\gamma}$  keine Teilchen verloren, so daß für den entsprechenden Term in der

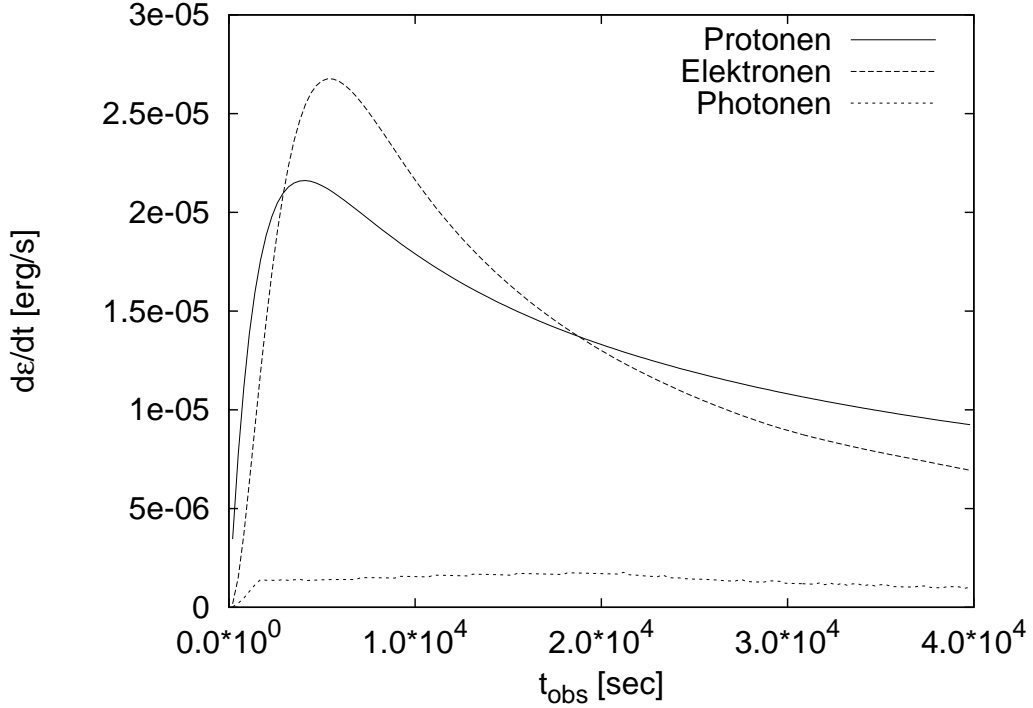


Abbildung 5.5: Die Heizraten als Funktion der Zeit. Man erkennt, daß das System nur über einen relativ kurzen Zeitraum von Protonen dominiert ist. Oberhalb von etwa  $2 \cdot 10^4$  s dominieren die sekundären Elektronen. Der Photonenbeitrag ist klein gegen sämtliche Heizraten durch massive Teilchen.

Evolutionsgleichung

$$\int_1^\infty \frac{\partial}{\partial \gamma} (\dot{\gamma} N(\gamma)) d\gamma \equiv 0 \quad (5.42)$$

gilt für alle kontinuierlichen Verlustprozesse  $\dot{\gamma}$ . Bei  $\gamma = \infty$  sind keine Teilchen mehr vorhanden  $N(\infty) \equiv 0$ , während ruhende Teilchen ( $\gamma = 1$ ) keinen kontinuierlichen Energieverlusten mehr unterliegen.

Sowohl für Protonen als auch für Elektronen ist die kritische Zeitskala  $T_{\text{esc}}$  für diffusives Entweichen praktisch konstant (mit  $\beta_\Gamma \simeq 1$  für  $\Gamma \gg 1$ , Gl. 2.5), wenn man den langsam veränderlichen Lorentzfaktor  $\Gamma$  des Jets als konstant annimmt. Die Zeitskala  $T_{\text{neut}}$  (Gl. 2.6) für das Entweichen von Neutronen ist ebenfalls konstant. Daher wird der Ansatz  $T_c \simeq \text{const.}$  gemacht, und Gleichung 2.1 kann über  $\gamma$  integriert werden mit dem Ergebnis

$$\frac{\partial N_{\text{tot}}}{\partial t} = \int_0^\infty \dot{N} d\gamma - \frac{N_{\text{tot}}}{T_c}. \quad (5.43)$$

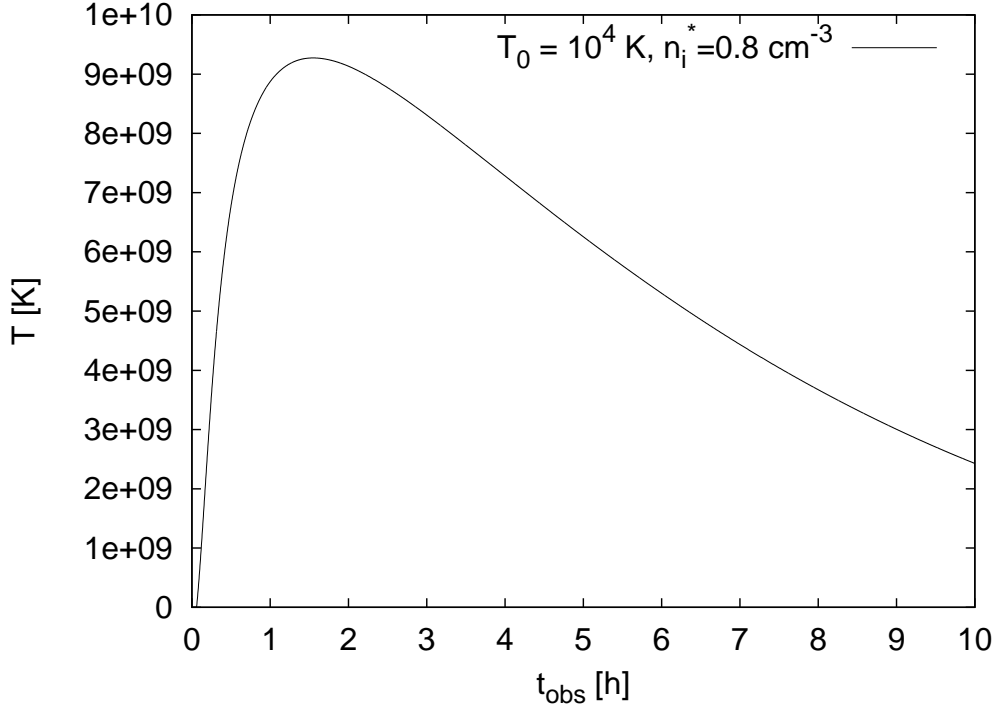


Abbildung 5.6: Die Temperatur als Funktion der Zeit für die Standardparameter und  $n_i^* = 0.8 \text{ cm}^{-3}$ . Das Verhalten unterscheidet sich drastisch von den bisherigen Ergebnissen (Abb. 5.4), sowohl in der maximalen Temperatur als auch in der Zeitskala, auf der die Heiz- und Kühlprozesse ablaufen.

$N_{\text{tot}}$  ist die totale Anzahl hochenergetischer Teilchen, welche mit Gleichung 5.10 eingeführt wurde. Vernachlässigt man die Abbremsung des Jets, so erhält man nach hinreichend langen Zeiten

$$N_{\text{tot}}(t \gg t_0) \approx \int_1^\infty \dot{N} d\gamma \cdot T_c, \quad (5.44)$$

einen konstanten Wert. Unter dieser Vereinfachung sind also Teilchenzahlgewinne und -verluste identisch; nimmt man die (langsame) Abbremsung des Jets hinzu, so sinkt  $N_{\text{tot}}$  asymptotisch ab, wie in Abbildung 5.7 demonstriert wird.

Das Maximum der Heizrate ist entscheidend für die Frage, welche maximale Temperatur das System erreicht, bevor es wieder abkühlt. Ist dieses Maximum nicht in der Lage, die Kühlrate oberhalb von  $10^4 \text{ K}$  zu kompensieren, so bleibt das Plasma kalt und ist aufgrund von Rekombination nur teilweise ionisiert (Pohl 2002b), was die optische Dicke reduziert.

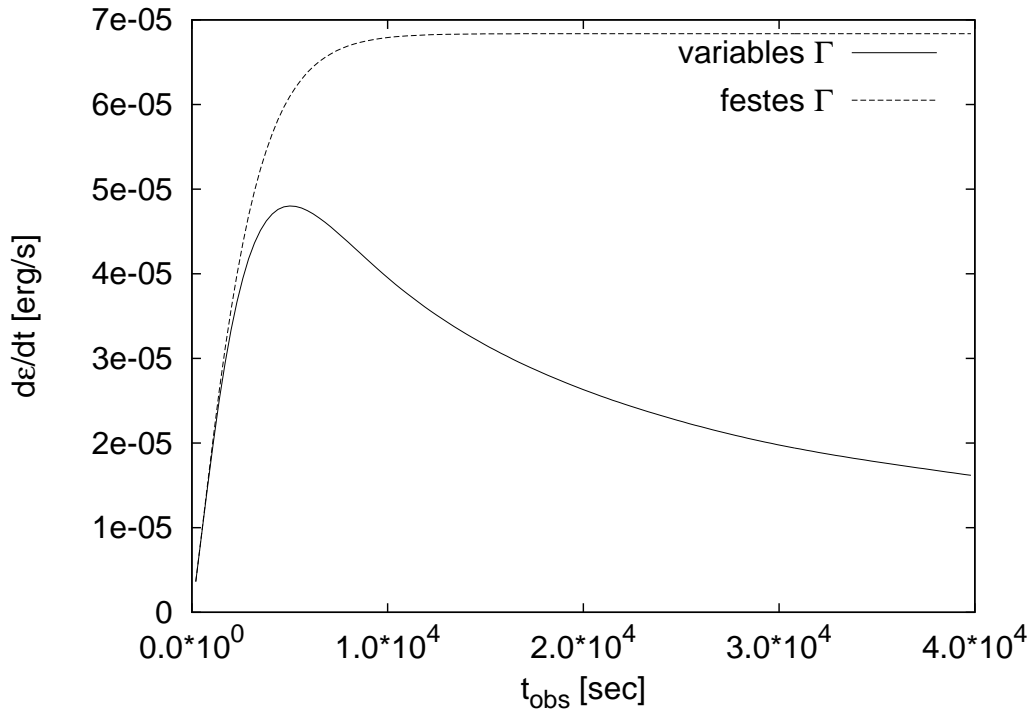


Abbildung 5.7: Die totale Heizrate als Funktion der Zeit für einen konstanten Lorentzfaktor  $\Gamma$  und unter Berücksichtigung der Abbremsung des Jets. Das asymptotische Absinken ist auf die Abbremsung des Jets zurückzuführen.

Ist dagegen die Heizrate groß genug, um das Maximum in der Kühlrate bei  $10^5$  K zu überwinden, so kann die Temperatur Werte von  $10^9 - 10^{10}$  K erreichen, wo relativistische Effekte (Paarproduktion) und Stabilitätsprobleme mit der Maxwell-Boltzmann Verteilung auftreten (vgl. Kapitel 8).

### 5.2.2 Die wesentlichen Grenzfälle

Unter diesen Aspekten wird nun erneut die Evolution der Temperatur betrachtet. Wie im letzten Abschnitt schon angedeutet wurde, gibt es drei qualitativ unterschiedliche Verläufe für die Entwicklung dieser Größe, die im Weiteren als „kalt“, „warm“ und „heiß“ bezeichnet werden.

Der „warme“ Fall ist der „Standardfall“, der bei den Standardparametern auftritt; die Temperatur wächst über  $10^4$  K an, bleibt aber unterhalb von  $10^5$  K (vgl. Abb. 5.4). Das Emissionsspektrum kann in diesem Fall optisch dicke Beiträge haben.

Der „kalte“ Fall tritt dann auf, wenn das Maximum der Heizrate kleiner

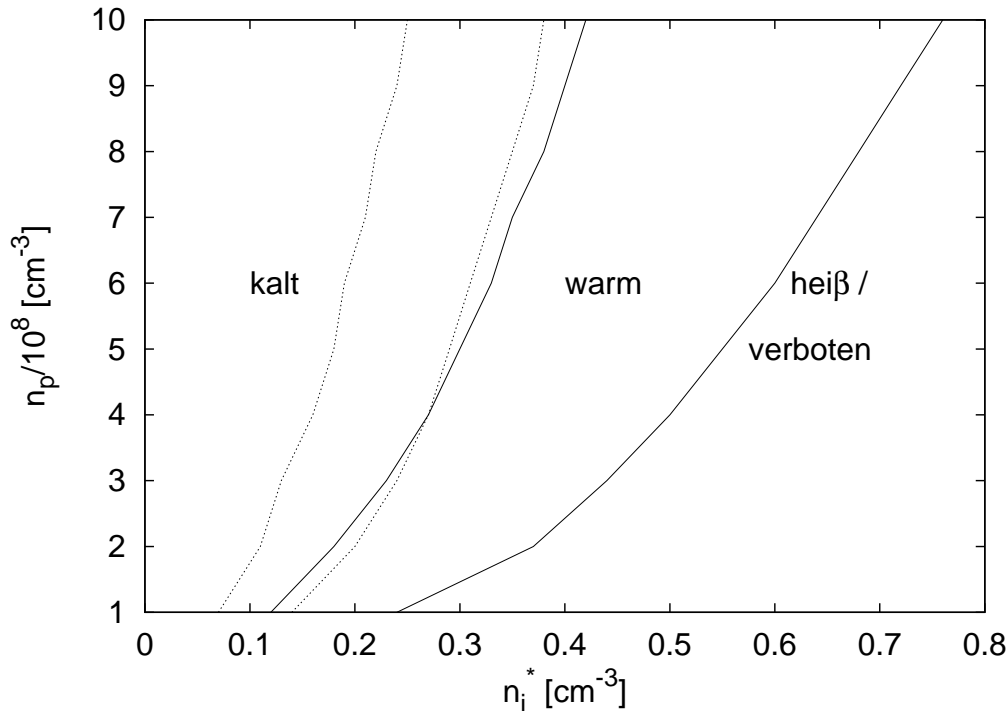


Abbildung 5.8: Gebiete unterschiedlicher Temperaturentwicklung in der  $n_p$ - $n_i^*$  Ebene des Parameterraums. Die durchgezogenen Grenzlinien entsprechen einem anfänglichen Lorentzfaktor von  $\Gamma_0 = 300$ , die punktierten Linie  $\Gamma_0 = 600$ .

ist als die Kühlrate unmittelbar oberhalb von  $10^4 \text{ K}$  (vgl. Abb. 5.3), so daß die Temperatur permanent bei diesem Wert bleibt. Das System kann in diesen beiden Fällen bei niedrigen Frequenzen optisch dick sein.

Im „heißen“ Fall hat die Temperatur Werte von  $10^8 \text{ K}$  oder mehr, wo das Modell nicht mehr uneingeschränkt angewendet werden kann (vgl. Abschnitt 5.2). Eine scharfe Grenze, wo dies der Fall ist, kann allerdings nicht angegeben werden. Optisch dicke Emission ist in diesem Fall sehr unwahrscheinlich.

### 5.2.3 Eine Parameterstudie

In diesem Abschnitt wird untersucht, wo die unterschiedlichen Bereiche im Raum der freien Parameter liegen, die im letzten Abschnitt eingeführt wurden.

Zunächst werden die Teilchendichten  $n_p$  und  $n_i^*$  variiert, welche direkt die Heiz- und Kühlraten bestimmen (siehe Abschnitt 5.1). Die sich hieraus er-



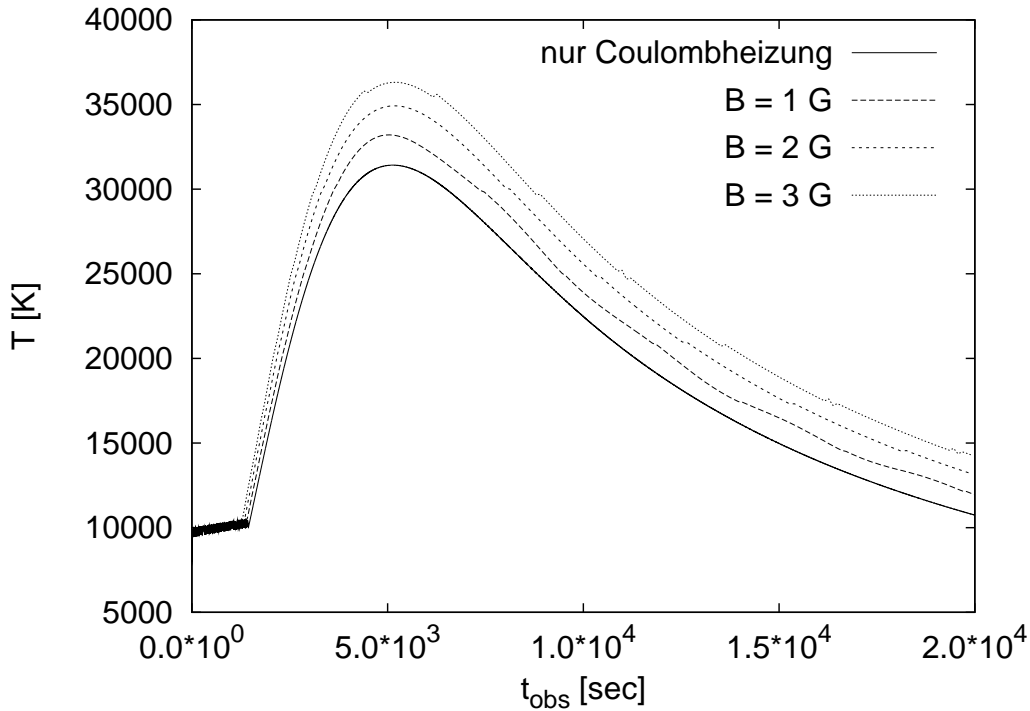


Abbildung 5.9: Die Entwicklung der Temperatur für Coulomb- und Synchrotronheizung für verschiedene Magnetfeldstärken. Man erkennt, daß die Synchrotronheizrate für höhere Magnetfeldstärken nicht mehr komplett vernachlässigt werden kann.

gebenden Gebiete im Parameterraum sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Man erkennt sofort, daß der warme Bereich, in dem das Modell ohne Komplikationen angewendet werden kann, eng begrenzt ist. Aus diesem Grund kann man annehmen, daß reale Systeme in jedem dieser Bereiche vorkommen können.

Eine Variation des anfänglichen Lorentzfaktors  $\Gamma_0$  modifiziert die Rate, mit der das System neue Teilchen gewinnt (Gl. 2.4), wie auch seine Abbremsung (Gl. 2.2). Daher liefert ein anderes  $\Gamma_0$  lediglich eine Verschiebung und Skalierung der Gebiete in der  $n_p$ - $n_i^*$  Ebene (vgl. Abb. 5.8).

Das Magnetfeld  $B$  beeinflusst nur den Synchrotronprozess, und nicht den Frei-Frei Prozess. Daher hat dieser Parameter keinerlei Einfluß auf die optische Dicke  $\tau \approx \tau_{\text{frei-frei}}$ . Allerdings modifiziert dieser Parameter die Synchrotronemission, was bei sehr hohen Magnetfeldstärken zu einer signifikanten Erhöhung der Heizrate führen kann, wie aus den Abschätzungen in diesem Kapitel folgt (Gl. 5.8 im Vergleich zu 5.32). In Abbildung 5.9 ist die Evolution der Temperatur für unterschiedliche Magnetfeldstärken dargestellt, wo

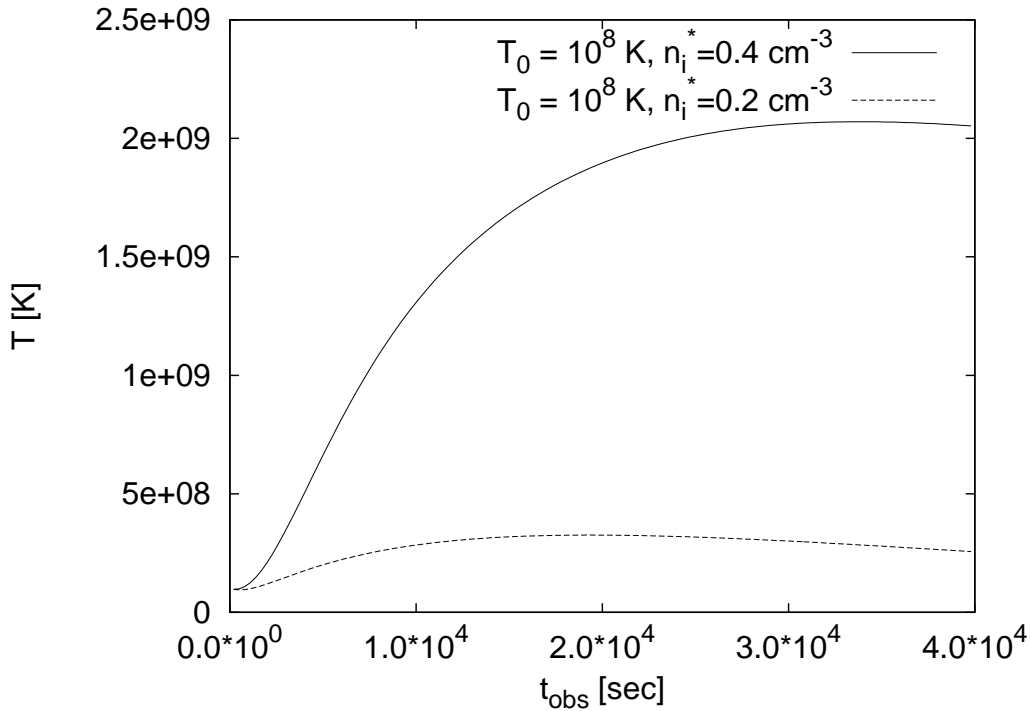


Abbildung 5.10: Die Entwicklung der Temperatur für  $T_0 = 10^8$  K.

man erkennt, daß die Beträge der Synchrotronheizrate näherungsweise linear mit der Magnetfeldstärke skalieren.

Bei noch höheren Magnetfeldstärken ist es durchaus möglich, daß die Heizrate durch Synchrotronphotonen das System dominiert. In diesem Fall wird das System aber gleichzeitig so stark aufgeheizt, daß die Temperatur den heißen Bereich oberhalb von  $10^8$  K erreicht, wo die Synchrotronheizrate mit  $1/T$  unterdrückt ist (vgl. Gl. 5.32). Demnach ist der einzige Effekt, den ein starkes Magnetfeld bewirken kann, ein Überwinden des Sprungs in der Heizrate bei  $10^4$  K, woraufhin die Temperatur so hoch wird, daß dieser Heizprozess wieder zusammenbricht. Zusammenfassend kann man also sagen, daß das Magnetfeld die Temperatur von dem „warmen“ in den „heißen“ Bereich verschieben *kann*, darüber hinaus aber keinen Beitrag zu den Heizprozessen liefert.

Die Anfangstemperatur  $T_0$  hat so gut wie keinen Einfluß auf das System, da die anfangs verschwindend geringe Heizrate nicht in der Lage ist, die zu diesen Zeiten wesentlich stärkere Kühlrate zu kompensieren (vgl. Abschnitt 5.1.3), so daß praktisch unter jeder Wahl dieses Parameters das System augenblicklich auf  $10^4$  K absinkt. Nur für hohe Anfangstemperaturen  $T_0$  ist es

möglich, daß das System nicht augenblicklich abkühlt. Für die Standardparameter geschieht das zwischen  $10^7$  K und  $10^8$  K, was in einem Beispiel in Abb. 5.10 gezeigt wird.

Unter einer speziellen Wahl der restlichen Parameter ist es außerdem möglich, daß die Heizrate hoch genug ist, um ein Absinken einer hohen Anfangstemperatur auf  $10^4$  K zu verhindern, und gleichzeitig klein genug, um ein zu starkes weiteres Aufheizen auf Temperaturen oberhalb von  $10^9$  K zu verhindern, wo das Modell beginnt, seine Gültigkeit zu verlieren. Ein Beispiel hierzu ist ebenfalls in Abbildung 5.10 dargestellt.

Schließlich soll die Abhängigkeit der Temperatur von der Geometrie des Systems untersucht werden. Aus Gleichung 2.4 folgt, daß im Fall der dünnen Scheibe nur ein einziger Parameter die Heizrate bestimmt, denn für den pick-up Prozess gilt der Zusammenhang

$$\dot{N}(\gamma) \propto \frac{\pi r^2}{\pi r^2 d} \propto \frac{1}{d}. \quad (5.45)$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß große Systeme bei gleichbleibender Aufsammlerate schwächer aufgeheizt werden.

Ein weiterer geometrieabhängiger Prozess, der die Teilchenzahl und damit die Heizrate im System bestimmt, ist das diffusive Entweichen (Gl. 2.5), wonach

$$T_{\text{esc}} \propto d^2 \quad (5.46)$$

gilt, was bedeutet, daß hochenergetische Teilchen sich wesentlich länger in einem großen System aufhalten als in einem kleinen System, und demnach in dieser Zeit wesentlich mehr Energie auf das Hintergrundplasma übertragen. Demzufolge sollten große Systeme *stärker* aufgeheizt werden als kleine Systeme.

Diese beiden entgegengesetzten Trends können unter Zuhilfenahme von Gleichung 5.44 miteinander kombiniert werden, was auf

$$N_{\text{tot}} \propto d \quad (5.47)$$

führt, wonach das diffusive Entweichen die Heizrate stärker modifiziert als die Aufsammlerate, und ein großes System stärker geheizt wird als ein kleines. Für die Grenzpunkte zwischen den drei Gebieten unterschiedlichen Heizverhaltens erhält man dann

$$d_{\text{kalt-warm}} \approx 2.1 \cdot 10^{13} \text{ cm} \quad (5.48)$$

$$d_{\text{warm-heiß}} \approx 4.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}. \quad (5.49)$$

Das Heizverhalten ist in der Tat komplett unabhängig von dem Radius  $r$  des Systems. Diesen einzigen Längenparameter, der einen Einfluß auf die Heizrate hat, kann man mit der *mittleren Weglänge* in dem Plasma identifizieren, analog zu dem Längenparameter, der schon bei der exakten Lösung der Geometrie aufgetreten ist (vgl. Kapitel 4).

### 5.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Evolution der Temperatur des Hintergrundplasmas untersucht. Es zeigt sich, daß das System von zwei Heizprozessen bestimmt wird, elastische Coulombstöße und Absorption von optisch dicker Synchrotronstrahlung. Weitere Prozesse sind unter den hier angenommenen Bedingungen nicht relevant.

Es ist möglich, beide Heizprozesse auch ohne genaue Kenntnis der Verteilung der hochenergetischen Teilchen miteinander zu vergleichen. Die Kenntnis von der exakten Geometrie des Systems ist hierzu nicht erforderlich, da die Temperatur nur von einem einzigen Längenparameter abhängt, welchen man mit der mittleren Wegstrecke  $s$  eines einzelnen Photons identifizieren kann. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Kapitel 4, wonach die Emission von Photonen ebenfalls nur eine Funktion eines einzelnen Längenparameters ist, welcher dort in die mittlere optische Dicke eingeht.

Es existieren drei unterschiedliche Bereiche, in denen sich die Temperatur qualitativ unterschiedlich verhält, der „kalte“ Bereich bei  $10^4$  K, der „warme“ Bereich zwischen  $10^4$  K und  $10^5$  K und der „heiße“ Bereich oberhalb von etwa  $10^8$  K, welcher für deutlich höhere Temperaturen in einen „verbotenen“ Bereich übergeht, wo die verwendeten Modelle ihre Gültigkeit verlieren. Die Entscheidung, welcher dieser Fälle tatsächlich auftritt, kann man näherungsweise auf vier Parameter zurückführen, die Teilchenzahldichten  $n_p$  und  $n_i^*$ , die mittlere Wegstrecke  $s$  und die anfängliche Temperatur  $T_0$  in dem Plasma.

# Kapitel 6

## Weitere Aspekte

In diesem Kapitel werden weitere Aspekte behandelt, die berücksichtigt werden müssen, um das Modell mit Beobachtungen vergleichen zu können.

### 6.1 Die Expansion des Universums

Bisher wurden sämtliche Strahlungsspektren im lokalen System des Jets angegeben; der Einfluß des Beobachtersystems war auf die Transformation der Zeitskala beschränkt (siehe Abschnitt 2.2.3). Ein weiterer Aspekt, welcher bisher komplett vernachlässigt wurde, ist der Beitrag der Expansion des Universums, der in Kapitel 3.2 bereits angesprochen wurde.

Im Weiteren werden auch Photonenspektren und Lichtkurven im *Beobachtersystem* betrachtet, welche mit Gleichung 3.22 bestimmt wurden. Die vollständige Transformation vom Jet- in das Beobachtersystem lautet dann

$$I^{\text{obs}}(\nu^{\text{obs}}) = \frac{D^3}{d_L^2(z)} I(\nu^{\text{obs}}/D). \quad (6.1)$$

Die Rotverschiebung  $z$  kann aus Beobachtungen von Emissionslinien bestimmt werden (vgl. auch Abschnitt 6.3); sofern nicht ausdrücklich anders vermerkt, wird ein Standardwert von  $z = 0.5$  verwendet.

Ein Beispiel für eine solche Transformation findet sich in Abbildung 6.1 für die Standardparameter nach einer Stunde beobachteter Zeit. Man erkennt, daß das beobachtete Spektrum zu höheren Energien verschoben wurde, so daß sich die turn-over frequency im nahen Infrarotbereich befindet. Dieses Ergebnis ist ermutigend, da demnach der Übergang vom optisch dicken in den optisch dünnen Bereich relativ einfach beobachtbar sein sollte.

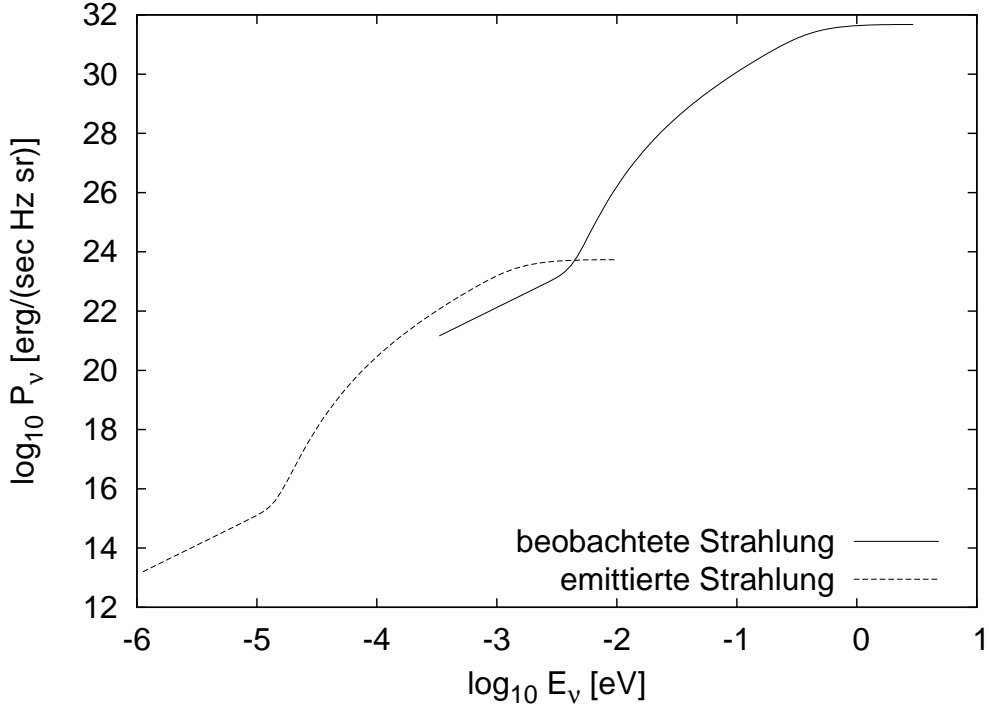


Abbildung 6.1: Strahlungsspektren nach einer Stunde beobachteter Zeit für die Standardparameter im Jet- und im Beobachtersystem. Die Dopplerverstärkung der beobachteten Strahlung sowie die Verschiebung der Strahlung zu höheren Energien aufgrund der unterschiedlichen Referenzsysteme sind deutlich sichtbar. Zur Vereinfachung wurde der Faktor  $1/d_L^2(z)$  vernachlässigt.

## 6.2 Variationen der Parameter

In der Praxis sind die freien Parameter des Modells, wie z. B. die intergalaktische Teilchenzahldichte  $n_i^*$  nicht konstant, sondern unterliegen statistischen Schwankungen wie auch lokalen Variationen. Aus diesem Grund wird nun die Reaktion des Modells auf derartige Abweichungen untersucht.

### 6.2.1 Eine einmalige Störung von $n_i^*$

Zunächst wird eine einfache Situation betrachtet, in der die intergalaktische Teilchenzahldichte  $n_i^*$  einmalig sprunghaft ihre Größe ändert,

$$\dot{N}(\gamma)_{\text{sprung}} = A\dot{N}(\gamma) \quad \text{für } t_0 = 0 < t < t_c$$

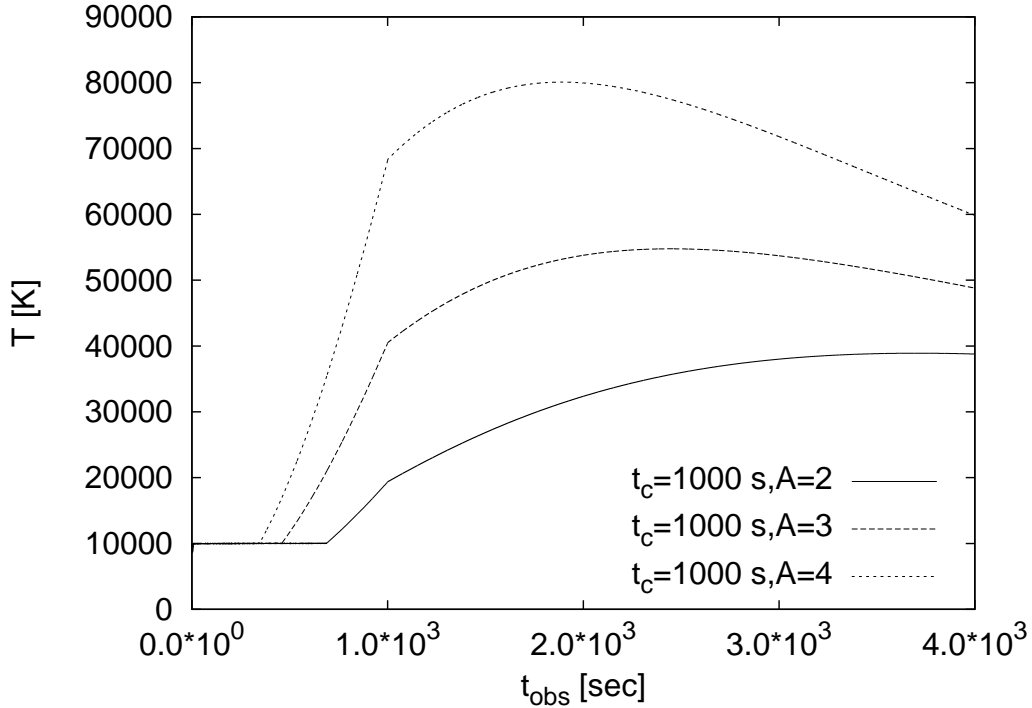


Abbildung 6.2: Die Temperatur als Funktion der Zeit für eine anfänglich ( $0 < t < t_c$ ) um einen Faktor von  $A$  erhöhte intergalaktische Dichte (Gl. 6.2). Es ist deutlich sichtbar, daß die sprunghafte Modifikation bei  $t_{\text{obs}} = 1000 \text{ sec}$  einen Knick bewirkt.

$$\dot{N}(\gamma)_{\text{sprung}} = \dot{N}(\gamma) \quad \text{für sonst} \quad (6.2)$$

mit  $A > 1$ , was bedeutet, daß das System zunächst ( $t < t_c$ ) ein um einen Faktor  $A$  dichteres intergalaktisches Medium durchläuft als später ( $t > t_c$ ). In der Praxis ist eine solche Situation denkbar, wenn der Jet seine „Muttergalaxie“ verläßt und in das eigentliche intergalaktische Medium übergeht.

In Abbildung 6.2 wird die zeitliche Evolution der Temperatur für unterschiedliche Parameter  $A$  und  $t_c$  präsentiert. Man erkennt, daß die Temperatur an der Stelle  $t = t_c$  einen Knick aufweist, was aus der erhöhten Teilchenzahl im System und der Heizrate durch Coulombstöße (Gl. 5.9) folgt.

Als nächstes wird dieselbe Situation wie bisher betrachtet, mit dem Unterschied, daß das Zeitintervall, auf dem die Teilchenzahldichte erhöht ist, nicht zur Zeit  $t_0 = 0$  beginnt, sondern zu unterschiedlichen Zeiten  $t_0 > 0$ . Dies entspricht physikalisch einer Situation, in der der Jet im intergalaktischen Medium auf eine dichte Gaswolke trifft. In Abbildung 6.3 erkennt

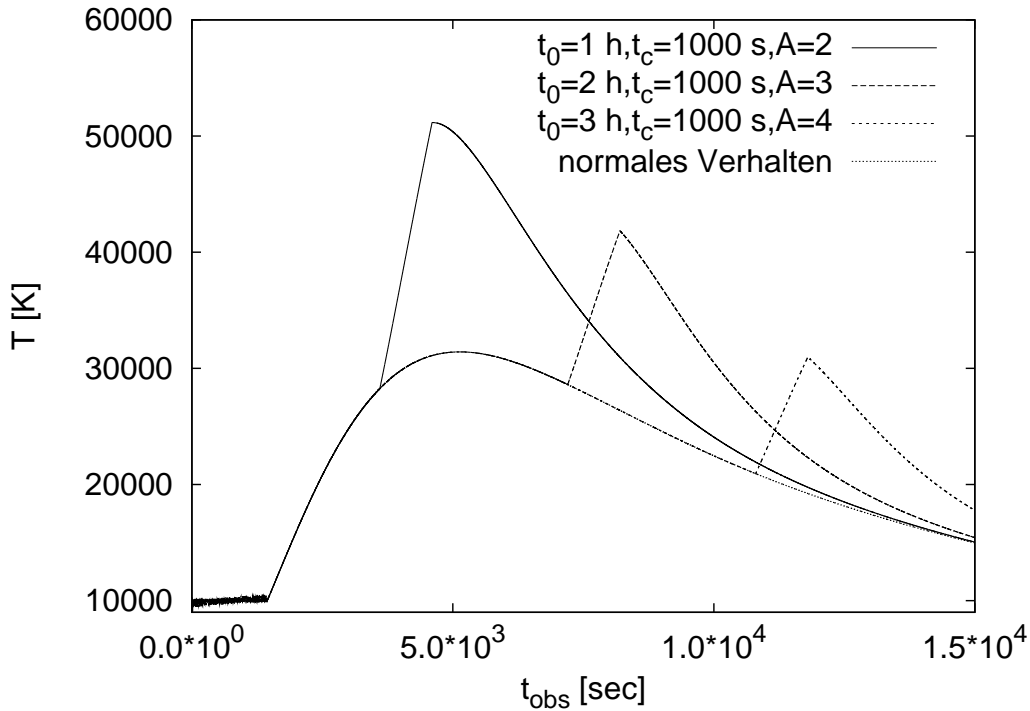


Abbildung 6.3: Die Temperatur als Funktion der Zeit für eine auf dem Zeitintervall  $t_0 < t_{\text{obs}} < t_0 + t_c$  um einen Faktor  $A$  erhöhte intergalaktische Dichte  $n_i^*$ .

man, daß die Temperatur hierdurch rapide ansteigt, um danach in wenigen Stunden wieder auf das unmodifizierte Verhalten zurückzukehren.

Offensichtlich haben derartige Störungen bereits auf kurzen Zeitskalen einen starken Einfluß auf die Temperatur des Systems, welches hierdurch ohne Weiteres den „heißen“ Temperaturbereich (vgl. Abschnitt 5.2.3) oberhalb von  $10^8$  K erreichen kann. Diejenige emittierte Strahlung, die bei niedrigeren Temperaturen optisch dick ist, kann aufgrund dieser Schwankungen eine Verstärkung erfahren, falls sie bei hohen Temperaturen optisch dünn ist. Das bedeutet, daß das Modell eine hohe Variabilität bei niedrigen Frequenzen aufweisen kann, während hohe Frequenzen wesentlich weniger stark betroffen sind. Ein Beispiel hierzu findet sich in Abb. 6.4.



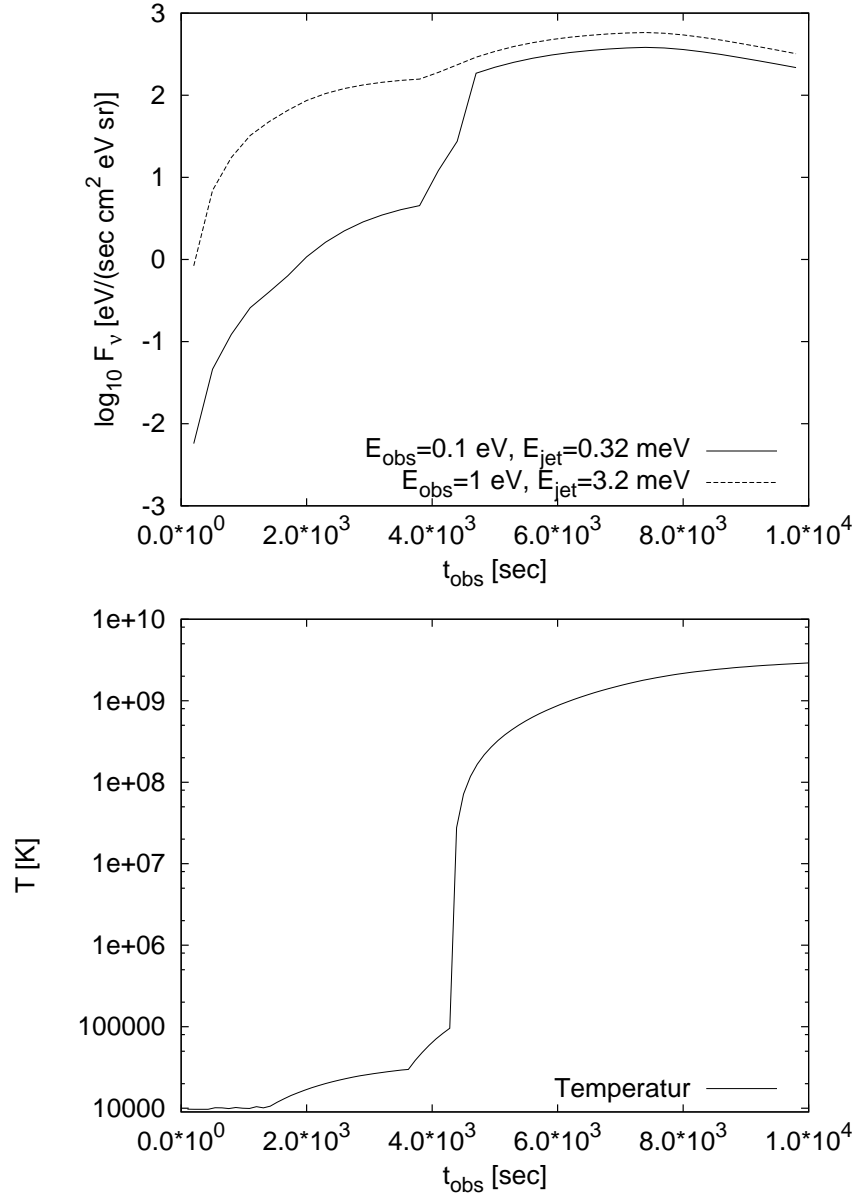


Abbildung 6.4: Lichtkurven (siehe auch Kapitel 7) im Beobachtersystem für eine auf dem Zeitintervall  $1 \text{ h} < t_{\text{obs}} < 2 \text{ h}$  um einen Faktor  $A = 5$  erhöhte intergalaktische Dichte  $n_i^*$ . Die Temperatur wird durch die kurzzeitig verstärkte Heizrate auf etwa  $3 \cdot 10^9 \text{ K}$  angehoben. Die Lichtkurve bei 0.1 eV erfährt ein wesentlich stärkeres Anwachsen als die Lichtkurve bei 1 eV, da sie vom optisch dicken in den optisch dünnen Bereich übertritt.

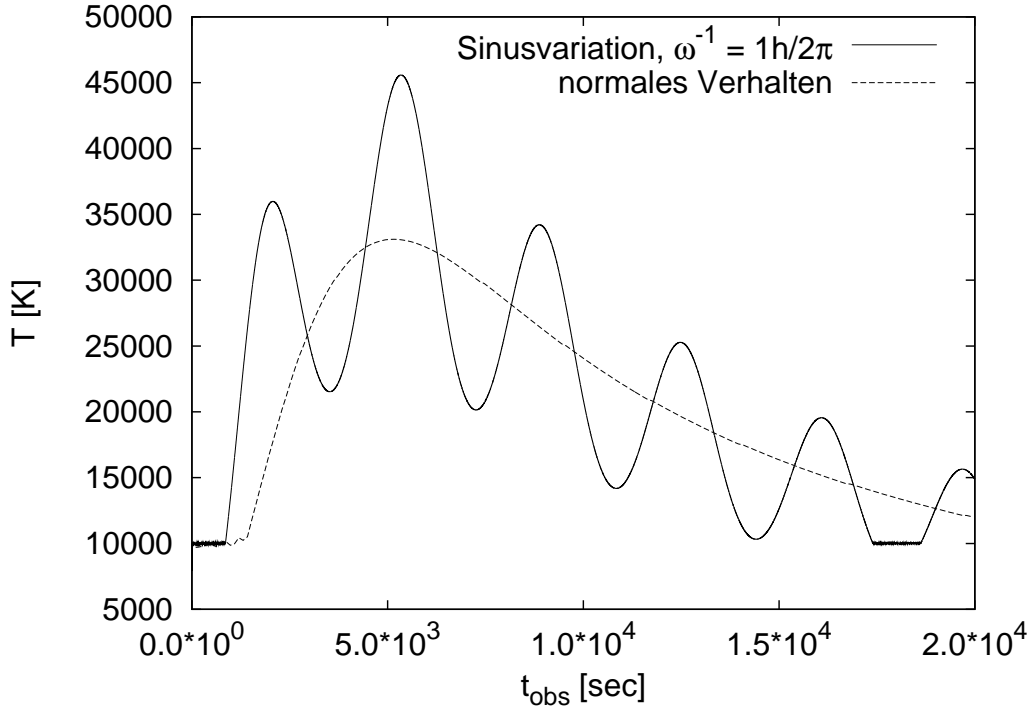


Abbildung 6.5: Die Temperatur als Funktion der Zeit für eine Sinusvariation der intergalaktischen Teilchenzahldichte (siehe Gl. 6.3)

### 6.2.2 Kontinuierliche Störungen von $n_i^*$

Nun werden kontinuierliche Fluktuationen in der intergalaktischen Materiedichte betrachtet, die nicht auf lokale Phänomene wie z. B. Gaswolken zurückzuführen sind. Zu diesem Zweck wird die Dichte  $n_i^*$  zunächst mit einer Sinusfunktion moduliert,

$$\dot{N}(\gamma)_{\text{sin}} = \dot{N}(\gamma)(1 + \sin(\omega t)), \quad (6.3)$$

wobei die Zeit  $t$  analog zu den bisherigen Rechnungen im Beobachtersystem gemessen wird. Wenn die Abbremsung des Systems innerhalb einer Periode sehr klein ist, wie es z. B. bei großen Aufsichtswinkeln der Fall ist, ist die mittlere Teilchenzahldichte auch im Jetsystem erhalten.

In Abbildung 6.5 erkennt man, daß die Temperatur des Systems einen vergleichbaren Verlauf nimmt wie  $n_i^*$ . Weiterhin sind die Schwankungen dieses Parameters sehr groß, was in Übereinstimmung ist mit den Ergebnissen aus Abschnitt 5.2.3, wonach eine (permanente) Verdopplung des Standardwerts

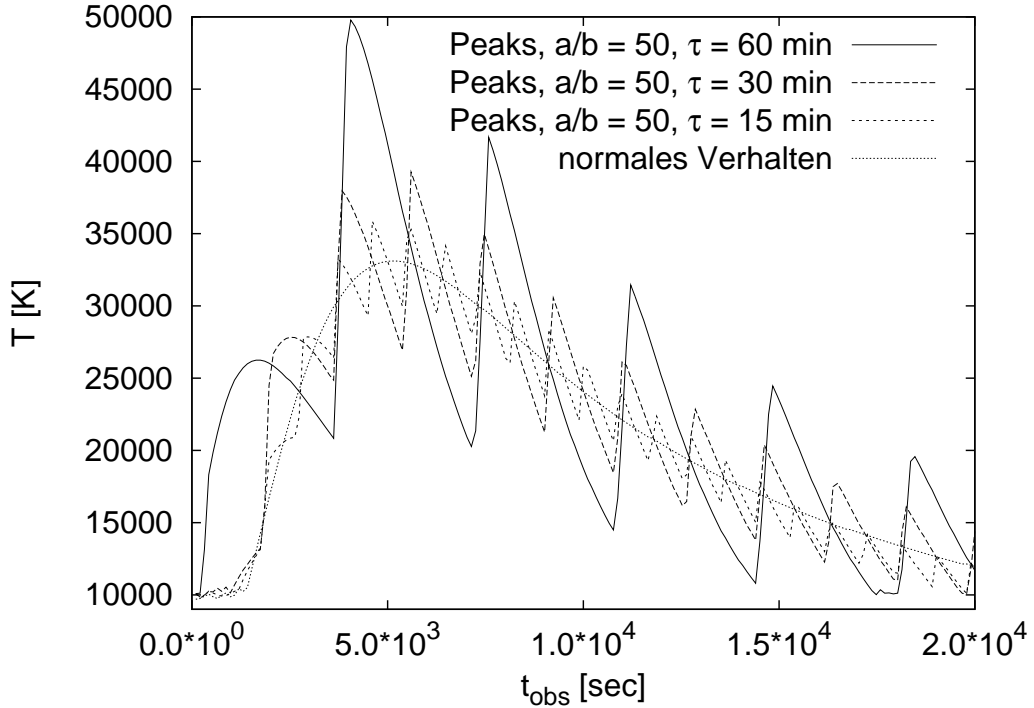


Abbildung 6.6: Die Temperatur als Funktion der Zeit für das periodische Peak-Schema (Gl. 6.4) mit  $c = 0.1\tau$ , d. h. die aufgesammelten Teilchen konzentrieren sich auf 10 % der gesamten Periode.

für  $n_i^*$  das System bereits in den „heißen“ Temperaturbereich verschiebt (vgl. Abb. 5.8). Im Mittel verhält sich die Kurve allerdings genau so wie im Fall einer konstanten Teilchendichte.

Um die Gültigkeit dieser Aussage abzuschätzen, wird nun ein weiteres periodisches Schema verwendet, welches stärkere Variationen erlaubt. Innerhalb einer Periode werden die gesamten aufgesammelten Teilchen auf einen Bruchteil dieses Zeitintervalls konzentriert, während das System in der restlichen Zeit praktisch keine weiteren Teilchen mehr aufammelt. Für eine einzige Periode mit einer Länge von  $\tau$ , die zu einer Zeit  $t' = 0$  beginnt, wird nun

$$\dot{N}_{peak}(t') = \begin{cases} a & \text{für } 0 < t' < c < \tau \\ b & \text{für } c < t' < \tau \end{cases} \quad (6.4)$$

angesetzt. Diese Situation ist praktisch eine periodische Fortsetzung von Gleichung 6.2, wobei  $a$  und  $b$  derart normiert sind, daß die im Beobachtersystem

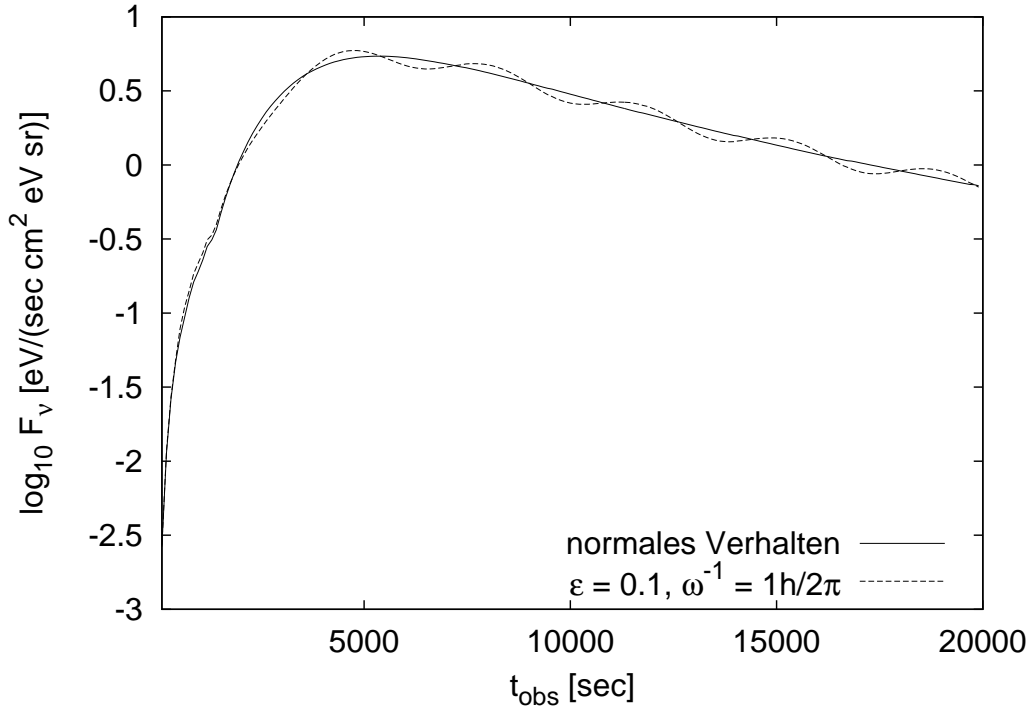


Abbildung 6.7: Lichtkurven bei  $E_{\text{obs}} = 0.1 \text{ eV}$  für eine Sinusvariation des Magnetfeldes (Gl. 6.5). Das beobachtete Verhalten resultiert ausschließlich aus Variationen in dem Emissionskoeffizienten (Gl. 3.15).

zeitlich gemittelte Teilchenzahldichte  $n_i^*$  näherungsweise erhalten bleibt. Eine solche Konfiguration ist physikalisch denkbar, wenn der Jet eine Region stark inhomogener, „klumpiger“ Materie durchläuft.

In Abbildung 6.6 erkennt man, daß das System dieser Konfiguration immer noch folgen kann, und daß die Variationen sehr stark sind. Auf den schwach geheizten Teilintervallen fällt die Temperatur sehr schnell wieder ab. Bei einem konstanten Verstärkungsfaktor ist die entscheidende Größe die Länge des Zeitintervalls, auf dem die Heizrate verstärkt wird.

Aus diesen Resultaten folgt, daß das System auf großen Zeitskalen nur von der *mittleren* Materiedichte  $n_i^*$  dominiert wird, während es auf kleinen Zeitskalen fast beliebige zeitliche Variabilität aufweisen kann, welche in erster Linie durch Fluktuationen in der Aufsammelrate (Gl. 2.4) bestimmt werden.

### 6.2.3 Fluktuationen des Magnetfelds $B$

Ein weiterer Parameter, der eine gewisse willkürliche Variabilität aufweisen kann, ist die Stärke des Magnetfelds  $B$ . Zu diesem Zweck wird nun dieser Parameters sinusförmig variiert, analog zu Gleichung 6.3,

$$B(t) = B(1 + \epsilon \sin(\omega t)), \quad (6.5)$$

so daß die Magnetfeldstärke im Mittel erhalten bleibt. wobei die Amplitude der Variation  $\epsilon$  genannt wurde. Die Temperatur wird von einer kleinen Variation des Magnetfelds ( $\epsilon = 0.1$ ,  $\omega^{-1} = 1 \text{ h} / 2\pi$ ) praktisch nicht beeinflusst.

In Abbildung 6.7 erkennt man die Abhängigkeit der Photonenemission von dem Magnetfeld. Dieser Beitrag ist relativ klein, so daß man ihn nur bei stärkeren Variationen des Magnetfelds experimentell beobachten kann, welche aus Stabilitätsgründen praktisch ausgeschlossen werden können.

### 6.2.4 Weitere Parameter

Die anderen freien Parameter des Systems sind, wenn sie erst einmal festgelegt worden sind, nicht beliebig variabel. Die Parameter  $\Gamma_0$  und  $T_0$  (vgl. Tabelle 2.1) sind lediglich Anfangswerte, auf deren zeitliche Entwicklung man keinen direkten Einfluß hat. Der Emissionswinkel  $\theta$  zwischen dem Jet und der Sichtlinie zu dem Beobachter ist ebenfalls nicht veränderlich, da die relative Lage beider Objekte zueinander in der Regel konstant ist. Die einzige Variation in dieser Größe folgt aus der relativistischen Transformation (Gl. 2.19), welche wiederum von dem nicht frei wählbaren Lorentzfaktor  $\Gamma(t)$  abhängt.

Die Dichte des Jets  $n_p$  ist ohne weitere Modellannahmen (wie z. B. ein weiterer, niederenergetischer Injektionsmechanismus) nicht frei veränderlich, ebenso wie der Längenparameter aus Kapitel 5, welcher die Entwicklung der Temperatur beeinflusst. Eine mögliche Konfiguration, unter der diese Parameter veränderlich sind, wird in Kapitel 8 vorgestellt.

Aus diesen Gründen ist es sicher, anzunehmen, daß praktisch die gesamte beobachtbare Variabilität in dem System ihren Ursprung in dem intergalaktischen Medium hat, so daß eine Lichtkurve eine experimentelle Möglichkeit darstellt, die (mittlere) Materieverteilung in der Umgebung von AGNs und ihrer Jets genauer zu untersuchen.

## 6.3 Emissionslinien

Ein wesentlicher Aspekt zur genaueren Klassifikation von AGNs sind Emissionslinien, die man durch Übergänge zwischen Energieniveaus und Rekombination von ionisiertem Plasma erhält. Diese Emissionslinien entstehen üblicherweise entweder durch Stoßionisation oder durch Photoionisation (oder -anregung). Die genaue Identifikation dieser Linien ist außerdem ein wesentlicher Beitrag zur Messung der Rotverschiebung  $z$  der Quelle (über Gleichung 3.23), durch welche wiederum die Entfernung zum Beobachter festgelegt ist, und die auch in dem Beitrag für die kosmologische Expansion (Gl. 3.22) auftritt.

Die genaue Vorhersage der beobachtbaren Emissionslinien erweist sich als außerordentlich schwierig, da man hierzu sämtliche Energieniveaus, Anregungsquerschnitte und Lebensdauern der angeregten Zustände sämtlicher möglichen Elemente kennen muß. Darüber hinaus spielt die Elementhäufigkeit eine nicht zu unterschätzende Rolle, so daß die entsprechenden Rechnungen nur mit aufwendigen numerischen Simulationen durchgeführt werden können.

Einige aktuelle Rechnungen (Kuncic u. a. 1997; Wang u. a. 2004) deuten darauf hin, daß ein thermisches Plasma innerhalb eines Jets nur wenige Emissionslinien besitzt, die sich sichtbar über die Frei-Frei Emission abheben, welche im optischen und im tiefen UV-Bereich liegen. Ob diese Linien auch über die Synchrotronemission hinaus sichtbar sind, kann ohne weitere Rechnungen nicht gesagt werden. Ein weiteres Ergebnis dieser Rechnungen ist die Erkenntnis, daß die Maxwell-Boltzmann Verteilung des Hintergrundplasmas tatsächlich stabil ist (Kuncic u. a. 1997). Die Temperaturen, die dort erreicht werden, sind abhängig von der Teilchendichte in der Gaswolke und fallen in den „heißen“ Bereich oberhalb von  $10^8$  K, wobei die Stabilität der Temperatur erst bei Dichten oberhalb von etwa  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  abnimmt, was weit außerhalb der in dieser Arbeit verwendeten numerischen Werte liegt.

Die nächste Frage, die sich stellt, ist, ob die optische Dicke einen Einfluß auf die Linienemission hat, da ja das thermische Hintergrundplasma einen gewissen Teil der Synchrotronemission wieder absorbiert (vgl. Kapitel 5). Die Rechnungen deuten darauf hin (Kuncic u. a. 1997), daß ein optisch *dünnes* System lediglich einen Einbruch der Emission bei einigen Elektronenvolt (also im nahen UV-Bereich) bewirkt, während in einem optisch dicken System dieser Bereich durch interne Prozesse aufgefüllt wird. Die Emissionslinien selber werden nicht wesentlich modifiziert.

Darüber hinaus können die angesprochenen Rechnungen zu Emissionslinien nicht ohne Weiteres mit den Emissionsspektren des Modells verglichen werden. So berücksichtigen z. B. Kuncic u. a. (1997) keine nichtthermischen

Teilchen in ihren Rechnungen, durch deren Emission die Linien vollständig verdeckt werden können. Stattdessen werden dort Modellierungen verwendet, die auf einem optisch dicken Synchrotronpektrum durch Selbstabsorption beruhen, was im Widerspruch zu den Ergebnissen dieser Arbeit ist, wonach die Synchrotronabsorption vernachlässigbar klein ist.

Eine andere Rechnung (Wang u. a. 2004) verwendet ein Szenario, in dem sowohl Synchrotronphotonen aus dem Jet als auch diffuse Photonen von der *Akkretionsscheibe* auftreten. Das Ergebnis dieser Rechnung ist, daß die am deutlichsten sichtbare Linie die Fe-K $\alpha$ -Linie ist, und daß sie entsprechend dem Lorentzfaktor des Jets *dopplerverschoben* ist,

$$E_{\text{Linie,obs}} = \Gamma E_{\text{Linie}} \quad (6.6)$$

Da die Fe-K $\alpha$ -Linie bei einer Energie von 6,4 keV liegt, bedeutet dies, daß „typische“ Emissionslinien aus hochrelativistischen Jets in Energiebereichen liegen, in denen man sie nicht erwartet und wo es sich als überaus schwierig erweisen kann, sie zu identifizieren. Hieraus folgt, daß man möglicherweise einige „exotische“ Emissionslinien aus einem Jet beobachten kann, die mit Gleichung 3.23 keinem bekannten Übergang zugeordnet werden können. Solche Linien stellen eine Möglichkeit dar, den Lorentzfaktor eines Jets über Gleichung 6.6 *direkt* zu messen.

Eine detaillierte Rechnung zu Emissionslinien aus dem Jet im Rahmen des relativistischen pick-up Modells ist aufgrund der vielen Unbekannten wünschenswert. Die Frage, ob die optische Dicke des Systems einen Einfluß auf die Emissionslinien hat, kann allerdings mit großer Sicherheit verneint werden.

## 6.4 Ein wenig Statistik

Wie in Kapitel 3.2 bereits gezeigt wurde, ist die zeitliche Entwicklung des Systems stark abhängig von dem Beobachterwinkel des Systems, der aufgrund der Transformationsgleichung 2.20 wiederum von dem aktuellen Lorentzfaktor  $\Gamma(t)$  des Jets abhängt.

Aus diesen Gründen wird hier zunächst die Gesamtheit an Quellen im Universum betrachtet. Aus dem Kosmologischen Prinzip (siehe z. B. d’Inverno 1995) folgt, daß die AGNs eine *zufällige* Orientierung aufweisen, so daß jeder (Raum-)Winkel  $d\Omega$  zwischen dem Jet und dem Beobachter in einem nichtrelativistischen Universum gleich häufig auftritt.

Setzt man in Gleichung 2.19  $\beta_\Gamma$  zu 1, so ist  $\theta^{\text{obs}}$  immer identisch 0 (vgl.

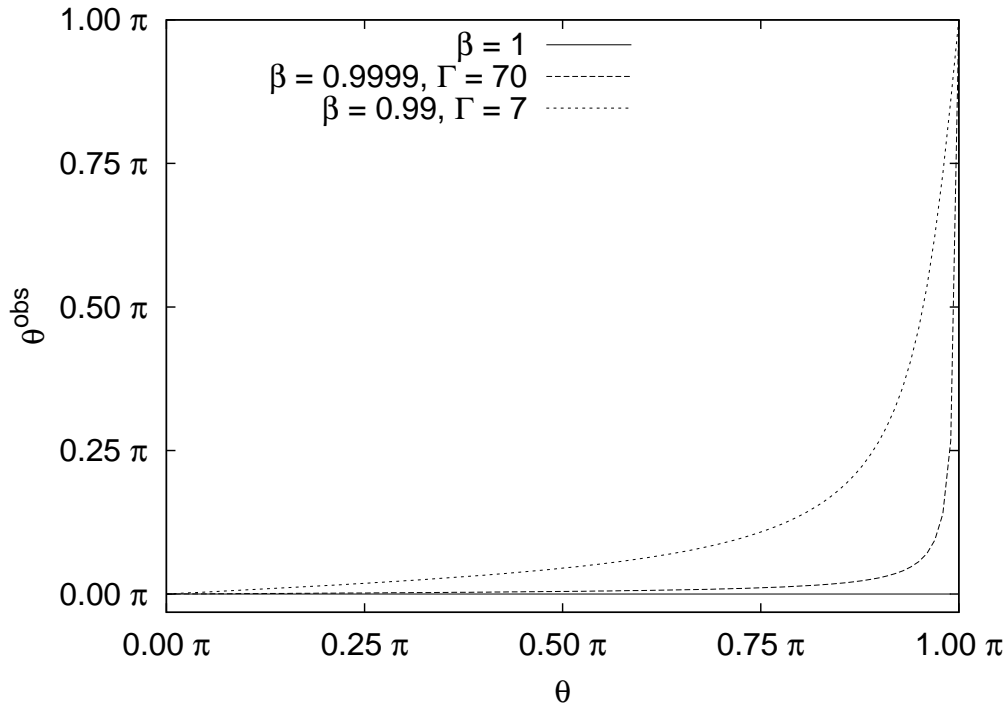


Abbildung 6.8: Der Winkel  $\theta^{\text{obs}}$  im Beobachtersystem, unter dem man Emission beobachtet, die unter einem Winkel  $\theta$  (im Jetsystem) emittiert wurde.

Abb. 6.8), d. h. die gesamte Emission wird in Richtung des Beobachters gebündelt. Dies gilt in guter Näherung auch für hochrelativistische Jets  $\beta_{\Gamma}$ , so daß praktisch alle derartigen Systeme von vorne beobachtet werden.

Umgekehrt wird nun die inverse Beziehung (Gleichung 2.20) betrachtet. In Abb. 6.9 sieht man, daß man unter einem vorgegebenen Beobachterwinkel  $\theta^{\text{obs}}$  das System praktisch immer von der *Rückseite* sieht, wo die Zeitskalen, auf denen sich das System sichtbar verändert, sehr lang sind (vgl. Abb. 3.9). Um schnell veränderliche Systeme zu beobachten, muß der Winkel zwischen dem System und dem Beobachter sehr nahe bei  $0^\circ$  liegen. Das bedeutet, daß man die Jets Aktiver Galaxien nur dann gut auflösen (d. h. von der Seite beobachten) kann, wenn der Lorentzfaktor auf Werte von etwa 10 abgesunken ist, was in ausgezeichneter Übereinstimmung ist mit typischen Beobachtungen (siehe z. B. Vermeulen und Cohen 1994). *Direkte* Beobachtungen von derartigen Jets sind daher fast unmöglich. Eine solche Konfiguration ist experimentell von großer Bedeutung, da man in diesem Fall die Feinstruktur des Jets, d. h. die Größe und Anzahl der Emissionsregionen direkt messen



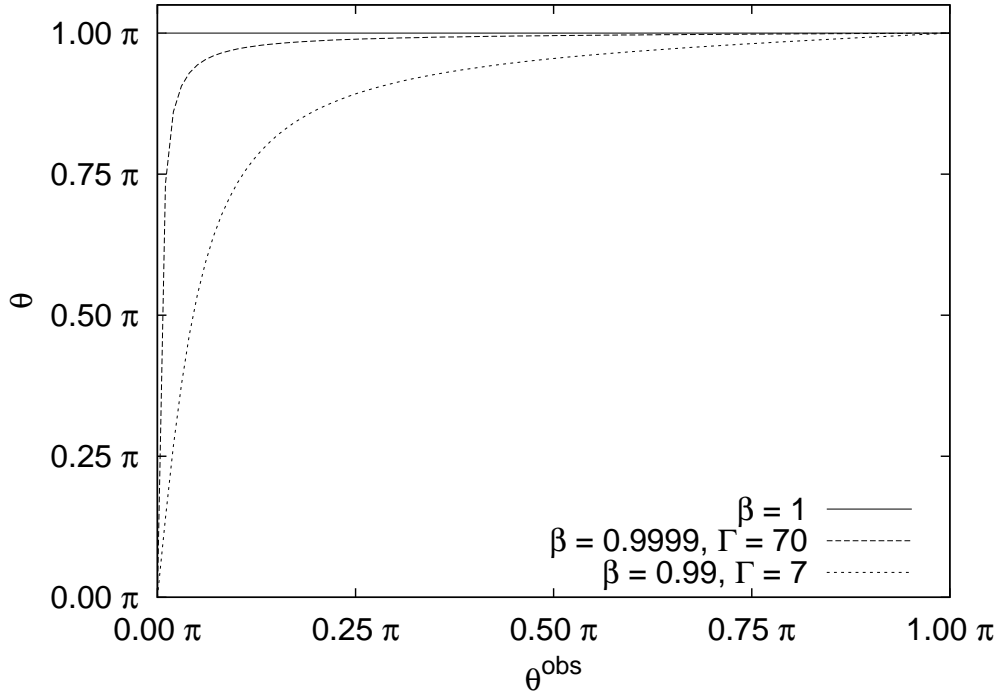


Abbildung 6.9: Der Winkel  $\theta$  im Jetsystem, unter dem Strahlung emittiert wird, die man unter einem Winkel  $\theta^{\text{obs}}$  beobachtet.

kann.

Allerdings bedeutet diese Abschätzung nicht, daß ein Jet, den man von der Seite sieht, nicht trotzdem wesentlich höhere Lorentzfaktoren als 10 aufweisen kann. Die Region mit den höchsten Lorentzfaktoren befindet sich in unmittelbarer Nähe des Schwarzen Lochs und wird daher möglicherweise der „zentralen Region“ der Quelle zugeschrieben. Demzufolge kann die Existenz von hochrelativistischen Jets nicht prinzipiell ausgeschlossen werden.

Eine reale Quelle, bei der ein Jet möglicherweise in der zentralen Region aufgelöst werden konnte, ist die Seyfert 1-Galaxie Mrk 231, bei der VLBA-Beobachtungen eine dreifache Struktur auf kleinstem Maßstab auflösen konnten, welche eine von dem beobachtbaren Teil des Jets verschiedene Symmetrieachse aufweist. Diese Beobachtung kann mit einem fast verschwindenden Aufsichtswinkel erklärt werden kann (Ulvestad 1999).

Zum Abschluß wird nun noch der Anteil an AGNs abgeschätzt, welche überhaupt für eine hohe zeitliche Variabilität im Beobachtersystem in Frage kommen. Unter der Annahme, daß der maximal zulässige Winkel zwischen dem Beobachter und dem Jet im Ruhesystem der Aktiven Galaxie  $\theta_{\text{max}}$  be-

trägt, ist der Anteil  $p$  an Aktiven Galaxien, die eine hohe beobachtbare Variabilität aufweisen können,

$$p = \frac{N_{\text{beobachtbare AGNs}}}{N_{\text{alle AGNs}}} \quad (6.7)$$

$$N_{\text{beob.}} = 2\pi A \int_0^{\theta_{\text{max}}} d \sin(\theta) \quad (6.8)$$

$$N_{\text{alle}} = 4\pi A \quad (6.9)$$

$$\rightarrow p = \frac{1}{2}(1 - \cos(\theta_{\text{max}})) \quad (6.10)$$

wobei  $A$  eine willkürliche Normierung ist. Berücksichtigt man, daß fast alle hochrelativistischen Jets in Beobachtrichtung gebündelt werden, so ist  $\theta_{\text{max}} \approx 180^\circ$ , und man kann praktisch in allen Systemen hohe Variabilität erwarten.

## 6.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß hohe Variabilität in einem hochrelativistischen Jet bei niedrigen Frequenzen möglich ist durch eine entsprechende Variabilität der intergalaktischen Teilchenzahldichte.

Unter der Annahme einer homogenen Verteilung aller möglichen Quellen sind praktisch alle hochrelativistischen Jets fast perfekt auf einen Beobachter (in dessen Ruhesystem) ausgerichtet und können demzufolge praktisch nicht aufgelöst werden. Stattdessen werden solche Gebiete der Jets mit hoher Wahrscheinlichkeit der zentralen Region des Systems zugeordnet.

Die Beobachtbarkeit von Emissionslinien aus dem Jet kann nicht ausgeschlossen werden, auch wenn die relative Stärke dieser Linien verglichen mit der nichtthermischen Emission nicht bekannt ist. Unter der Voraussetzung, daß diese Linien beobachtet werden können, stellen sie eine Möglichkeit zur direkten Messung des Lorentzfaktors dar.

# Kapitel 7

## Beobachtungen

In diesem Kapitel wird untersucht, welche der bisherigen Ergebnisse man experimentell beobachten kann, und welche Ungenauigkeiten man dabei in Kauf nehmen muß.

### 7.1 Lichtkurven

Beobachtungen von Photonenströmen aus kosmischen Quellen werden üblicherweise über einen längeren Zeitraum hinweg vorgenommen und die in dieser Zeit gewonnenen Daten dann entweder gemittelt oder in Form einer Lichtkurve dargestellt, dem gemessenen Photonenzahlstrom als Funktion der Zeit. Hierbei ist zu beachten, daß der Emissionswinkel, der einem festen Winkel im *Beobachtersystem* entspricht, über den Lorentzfaktor  $\Gamma(t)$  eine Funktion der Zeit ist (siehe Gl. 2.20). Dies trifft auch auf den Doppler-Faktor zu, wodurch die Energie im Emissionssystem, die einer fixen beobachteten Energie entspricht, ebenfalls zeitlich variabel ist. Im Weiteren wird bei den Lichtkurven immer diejenige emittierte Energie angegeben, die *am Ende* des beobachteten Zeitintervalls vorliegt.

In Abbildung 7.1 werden Lichtkurven für die Standardparameter (Tabelle 2.1) präsentiert. Man erkennt, daß sich die Emission bei optisch dicken und dünnen Energien sehr ähnlich verhält.

Da die Emission von der optischen Dicke dominiert wird, welche wiederum eine Funktion der Temperatur ist, werden nun einige Situationen vorgestellt, in denen sich  $T$  wesentlich ändert. In Abschnitt 3.2 wurde gezeigt, daß für Temperaturen von  $10^8$  K praktisch die gesamte Synchrotronemission optisch dünn ist, so daß sich der Übergang zwischen den „warmen“ und „heißen“ Gebieten (vgl. Kapitel 5) in den Lichtkurven widerspiegeln sollte. In Ab-

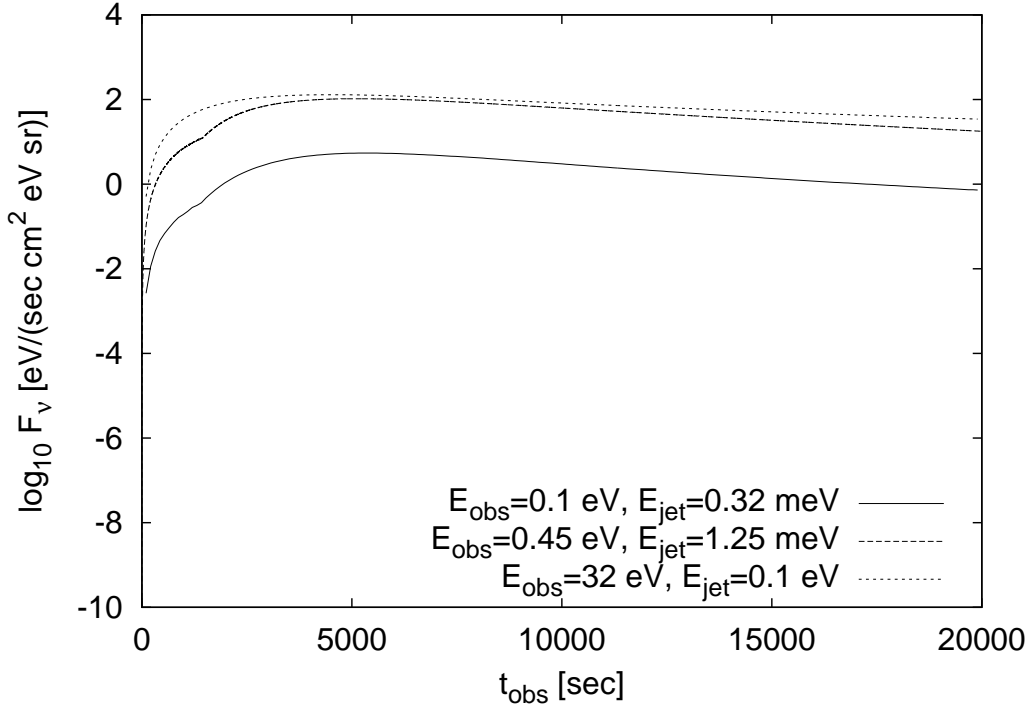


Abbildung 7.1: Lichtkurven im Beobachtersystem für unterschiedliche beobachtete Energien und das simple Injektionsschema (Gleichung 2.4). Bei 0.1 eV beobachtet man optisch dicke Emission, bei 1 eV befindet man sich im Übergangsbereich um  $\tau \approx 1$ , während das System bei 32 eV optisch dünn ist.

bildung 7.2 wird dieser Übergang demonstriert, wobei die Modifikation der optischen Dicke deutlich zu erkennen ist. Demzufolge sollte der Übergang vom warmen in das heiße Gebiet einen beobachtbaren Strahlungsausbruch bei niedrigen Energien hervorrufen. Die Ursache für einen solchen Übergang ist nach Abschnitt 6.2 normalerweise eine lokale Erhöhung der intergalaktischen Teilchenzahldichte.

Für globale Fluktuationen, wie sie ebenfalls in Abschnitt 6.2 bereits betrachtet wurden, kann man aufgrund der resultierenden Modifikation der optischen Dicke ebenfalls eine Variation im optisch dicken Bereich erwarten. Einige typische Lichtkurven für zeitlich veränderliche Parameter sind in Abbildung 7.3 dargestellt; auch in diesem Fall reproduzieren die Lichtkurven die Störung. Demzufolge können Fluktuationen in Lichtkurven auf Fluktuationen in der intergalaktischen Materiedichte zurückgeführt werden.

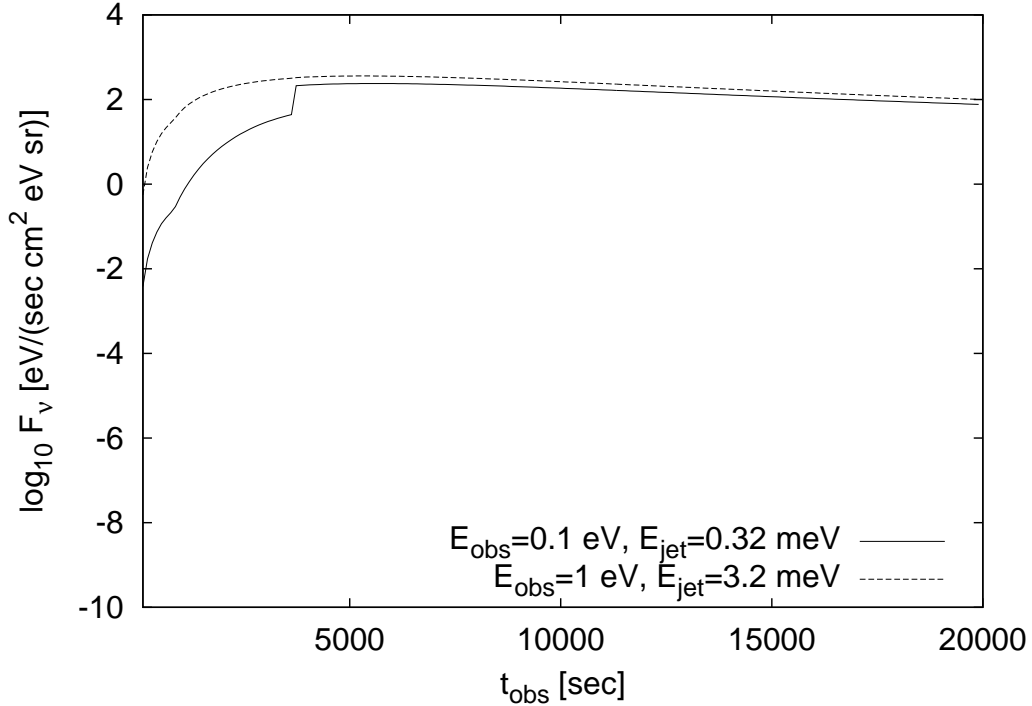


Abbildung 7.2: Lichtkurven im Beobachtersystem für die simple Aufsammelrate (Gl. 2.4) und  $n_1^* = 0.6 \text{ cm}^{-3}$ . Der sprunghafte Übergang vom optisch dicken zum optisch dünnen Bereich nach etwa einer Stunde beobachteter Zeit wird gut reproduziert.

## 7.2 Korrelationen

Eine Größe, die häufig zur Interpretation von Meßdaten herangezogen wird, ist der Korrelationskoeffizient  $\kappa$ , eine Größe, die angibt, in welchem Maß zwei Meßgrößen voneinander abhängig sind. Kann man die Entwicklung einer solche Größe komplett aus der anderen herleiten (z. B. im Fall einer Sinus- und einer Kosinusfunktion gleicher Frequenz), so ist das System perfekt korreliert, und man hat  $\kappa = \pm 1$ ; sind hingegen beide Größen unabhängig voneinander, ist  $\kappa = 0$ . Zwei Größen sind unkorreliert, wenn es sich um reine Zufallsgrößen handelt, wie z. B. im Fall von weißem Rauschen (Müller 1990).

Die Definition für den Korrelationskoeffizienten zwischen einem Satz von zwei Meßgrößen  $(x_i, y_i)$  lautet (Cramer 1999)

$$\kappa = \frac{\mu_{11}}{\sigma_1 \sigma_2} \quad (7.1)$$

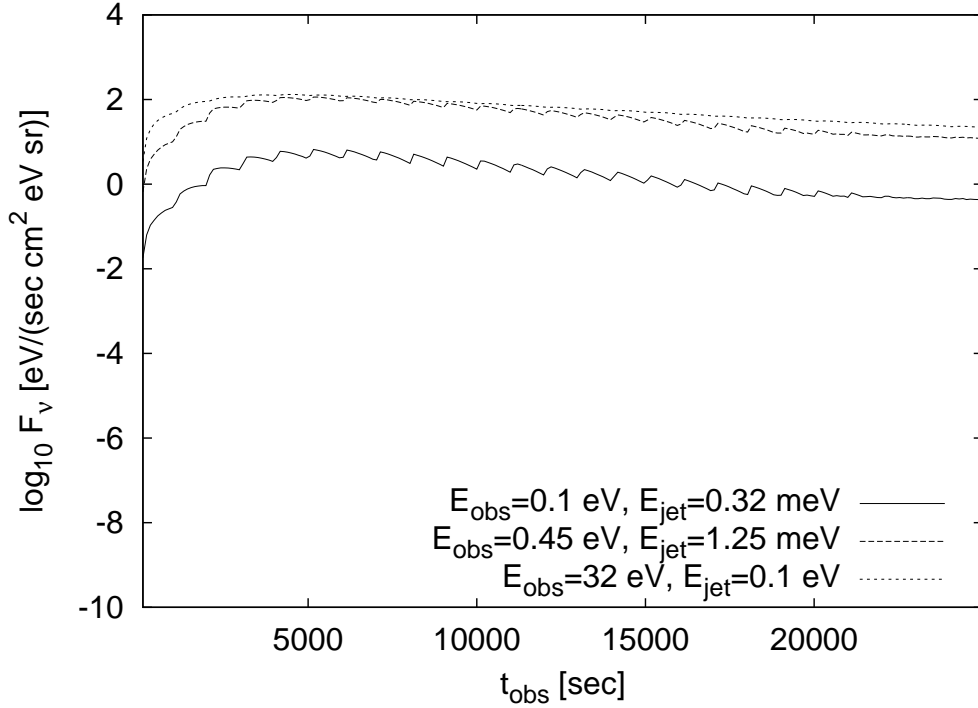


Abbildung 7.3: Lichtkurven im Beobachtersystem für das periodische Peak-Schema (Gleichung 6.4) und  $a/b = 50$  (analog zu den Rechnungen in Abschnitt 6.2). Die Variationen der optischen Dicke sind deutlich sichtbar.

$$\sigma_1^2 = \frac{1}{n} \sum_i (x_i - \bar{x})^2 \quad (7.2)$$

$$\sigma_2^2 = \frac{1}{n} \sum_i (y_i - \bar{y})^2 \quad (7.3)$$

$$\mu_{11} = \frac{1}{n} \sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) \quad (7.4)$$

wobei  $\bar{x}$  und  $\bar{y}$  die arithmetischen Mittel der Meßpunkte sind. Hiermit kann nun die Korrelation zwischen unterschiedlichen Lichtkurven bestimmt werden. Der numerische Fehler aller Korrelationskoeffizienten, die in diesem Abschnitt angegeben sind, ist kleiner als 0.01.

Zunächst wird das einfache pick-up Schema (Gl. 2.4) verwendet, bei dem man die stärkste Korrelation erwarten kann. Korrelationskoeffizienten zwischen verschiedenen repräsentativen Lichtkurven befinden sich in Tabelle 7.1. Man erkennt, daß die Lichtkurven fast perfekt korreliert sind, und daß die

$E_1$ [eV]	$E_2$ [eV]	$\kappa$
Synchrotron	Synchrotron	
$10^{-3}$	$10^{-1}$	0.99
$10^{-2}$	1	0.95
$10^{-1}$	$10^1$	0.92
1	$10^2$	0.99
$10^1$	$10^3$	0.99
$10^2$	$10^4$	1.00
$10^{-3}$	$10^4$	0.90
$10^{-2}$	$10^4$	0.86
$10^{-1}$	$10^4$	0.99
1	$10^4$	0.98
$10^1$	$10^4$	0.99
$10^{-2}$	$10^3$	0.89
$10^{-2}$	$10^2$	0.90
$10^{-2}$	$10^1$	0.91
$10^{-2}$	1	0.95
Frei-Frei	Synchrotron	
$4.4 \cdot 10^{-4}$	$10^{-2}$	0.98
$4.4 \cdot 10^{-4}$	1	0.97
$4.4 \cdot 10^{-4}$	$10^2$	0.93
$4.4 \cdot 10^{-4}$	$10^4$	0.91

Tabelle 7.1: Korrelationskoeffizienten zwischen einigen Lichtkurven bei beobachteten Energien  $E_1$  und  $E_2$  (die Energien im Jetsystem sind um einen Faktor von etwa 450 kleiner) für die einfache Teilcheninjektion (Gl. 2.4). Die Kurven sind fast perfekt korreliert, selbst für unterschiedliche Emissionsprozesse.

Korrelation selbst zwischen der Synchrotronemission und der Frei-Frei Emission sehr hoch ist.

### 7.2.1 Die gemeinsame Ursache für Synchrotron- und Frei-Frei-Emission

Die Variabilität der beobachteten Emission kann komplett auf die hochenergetischen Teilchen zurückgeführt werden, welche sowohl direkt die Synchrotronemission beeinflussen (siehe Abschnitt 3.1.2) als auch indirekt über die Temperatur die Strahlungskoeffizienten (siehe Abschnitt 3.1.1). Daher wird ein weiteres Mal die Evolutionsgleichung 2.1 für die hochenergetischen Teilchen betrachtet und die *Größenordnung* der einzelnen Terme untersucht. Es

zeigt sich, daß die kontinuierlichen Energieverluste  $\frac{\partial}{\partial\gamma}(\dot{\gamma}N(\gamma))$  in der Regel klein sind gegen die Teilchenzahlverluste  $\frac{N(\gamma)}{T_c}$ , was bedeutet, daß nicht nur die gesamte Teilchenzahl  $N_{\text{tot}}$  von  $T_c$  bestimmt wird (vgl. Abschnitt 5.2.1), sondern sogar die Verteilungsfunktion  $N(\gamma)$ . So gilt z. B. für die Standardparameter

$$T_{c, \text{diff. Entweichen}} \approx 3 \cdot 10^3 \Gamma \text{ sec} \quad (7.5)$$

$$T_{\text{neut}} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ sec} \quad (7.6)$$

$$T_{\text{elast.,p}} \approx \frac{\gamma}{\dot{\gamma}} \approx 5.3 \cdot 10^6 \gamma \text{ sec} \quad (7.7)$$

$$T_{\text{inel.,p}} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ sec} \quad (7.8)$$

$$T_{\text{Sync}} \approx 3.5 \cdot 10^5 \gamma^{-1} \text{ sec} \quad (7.9)$$

$$T_{\text{Brems}} \approx 2.5 \cdot 10^6 \text{ sec.} \quad (7.10)$$

Offensichtlich ist der Prozess des diffusiven Entweichens effizienter als die anderen Verlustprozesse, abgesehen von der Synchrotronemission. Da es sich hierbei aber um einen kontinuierlichen Verlustprozess handelt, unterliegt eine beliebige Energiestützstelle nicht nur Verlusten, sondern auch Gewinnen, und die entsprechende Zeitskala kann in erster Näherung ignoriert werden. Da das diffuse Entweichen unabhängig ist von der genauen Teilchenenergie, entwickeln sich alle hochenergetischen Teilchen in erster Näherung gleichzeitig.

Aus den Strahlungskoeffizienten für Synchrotronemission in Abschnitt 3.1.2, speziell der Strahlungsleistung eines einzelnen Elektrons  $F(x)$ , folgt, daß diejenigen Elektronen, welche effizient Photonen bei einer vorgegebenen Energie  $\nu$  abstrahlen, auf einen sehr kleinen Energiebereich beschränkt sind. Eine grobe Abschätzung für die Position dieses Energiebereichs erhält man aus der Beziehung 5.13, welche die bevorzugte Photonenenergie eines einzelnen Synchrotronelektrons als Funktion seines Lorentzfaktors angibt. Demnach hängt die Emission hochenergetischer Photonen in erster Näherung nur von der Anzahl Elektronen bei einer *konstanten* Energie  $\gamma$  ab. Da diese Größe wiederum nur von der diffusiven Entweichzeitskala abhängt, verhält sich demnach die Anzahl Elektronen in einem bestimmten Energieintervall für alle möglichen Intervalle fast identisch, und sämtliche (Synchrotron-)Lichtkurven sind stark miteinander korreliert.

Die Abhängigkeit der Temperatur von den hochenergetischen Teilchen wurde bereits in Kapitel 5 untersucht; es zeigt sich, daß beide Prozesse ähnlich genug sind, um eine hohe Korrelation zwischen Synchrotronemission und Bremsstrahlung zu bewirken, was von den Ergebnissen in Tabelle 7.1 auch



$E_1$ [eV]	$E_2$ [eV]	$\kappa$
Periodischer Peak, 1 Stunde		
$10^{-3}$	$10^4$	0.86
$10^{-2}$	$10^4$	0.82
$10^{-1}$	$10^4$	0.84
1	$10^4$	0.98
$10^1$	$10^4$	0.99
$10^{-2}$	1	0.92
$10^{-1}$	$10^1$	0.88
1	$10^2$	0.99
P. Peak, 10 Stunden		
$10^{-2}$	1	0.92
$10^{-1}$	$10^1$	0.93
1	$10^2$	0.99
einfache Injektion, 10 Stunden		
$10^{-2}$	1	0.95
$10^{-1}$	$10^1$	0.96
1	$10^2$	0.99

Tabelle 7.2: Korrelationskoeffizienten zwischen einigen Lichtkurven und verschiedene Injektionsschemata. Die Korrelation ist nur unwesentlich schwächer als im einfachen Fall (Tabelle 7.1).

bestätigt wird.

Nun wird der Versuch unternommen, Situationen zu finden, in denen die Korrelation *schwächer* wird. Hierzu bieten sich variable Injektionsschemata an, wie sie in Abschnitt 6.2 besprochen wurden. In Tabelle 7.2 sind Korrelationskoeffizienten für verschiedene Injektionsschemata vorgestellt, welche nur unwesentlich schwächer korreliert sind als im Fall der einfachsten Konfiguration. Um die Korrelation zwischen unterschiedlichen Energiebändern wesentlich abzuschwächen, benötigt man daher entweder einen Emissionsprozess, der *nicht* auf die hochenergetischen Teilchen zurückgeführt werden kann, oder einen pick-up Mechanismus, welcher mehr Variation in den Energien der sekundären Elektronen erlaubt.

## 7.3 Multifrequenzspektren

### 7.3.1 Meßfehler

Ein reales Meßinstrument kann lediglich mit einer endlichen Präzision Daten nehmen, so daß man nicht jede, beliebig kleine Variation in der Quelle auflösen kann. Tatsächlich benötigt man, um (beliebige) Meßdaten mit einem möglichst kleinen statistischen Fehler zu modellieren, die Angabe von endlichen Meßfehlern.

Aus der endliche Auflösung eines Detektors folgt bereits, daß man nicht alle theoretischen Vorhersagen experimentell beobachten kann. Ein Beispiel, welches bereits in den Abschnitten 3.1.3 und 3.2 angesprochen wurde, ist, daß die Frei-Frei-Emission bei kleinen Energien zu schwach ist, um sie beobachten zu können, was natürlich auch bedeutet, daß man keine Korrelation zwischen diesen Emissionsmechanismen beobachten kann.

Im Folgenden wird davon ausgegangen, daß sämtliche für die Vorhersagen relevanten Teile des Spektrums gut beobachtet werden können.

### 7.3.2 Mögliche Störungen

Ein Absinken der Emission im Radiobereich ist auf jeden Fall beobachtbar, da sich hierbei die beobachteten Flüsse um einige Größenordnungen ändern (vgl. Abb. 3.4). Allerdings kann es sich als schwierig herausstellen, die Ursache hierfür festzustellen, da sowohl der Razin-Effekt als auch die optische Dicke die Emission bei niedrigen Frequenzen unterdrücken. Außerdem stellt die Atmosphäre der Erde ein Hindernis im nahen Infrarotbereich dar, weshalb man häufig auf Satellitenexperimente ausweicht. Demzufolge kann eine im Prinzip beobachtbare Radioemission sehr leicht durch intergalaktische Gaswolken vollständig abgedeckt werden, was zu einer weiteren Reduktion der beobachtbaren Photonenflüsse führt.

Die Temperatur des Systems ist indirekt beobachtbar über die Position der turn-over frequency  $\nu_+$  (siehe Gl. 5.12). Im Idealfall kann es sogar möglich sein, einen Übergang vom „warmen“ ( $10^4 - 10^5$  K) in das „heiße“ ( $> 10^8$  K) Gebiet anhand geeigneter Lichtkurven nachweisen zu können.

Allerdings assoziiert man eine Temperatur üblicherweise mit thermischer Materie in der zentralen Region der Galaxie (siehe z. B. Klaas u. a. 2001), was bedeutet, daß eine möglicherweise gemessene Schwarzkörpertemperatur *nicht* identisch sein muß mit derjenigen, die innerhalb des Jets vorliegt, so daß zwei (oder mehr) unterschiedliche thermische Komponenten in den Beobachtungen auftreten können.

Die beobachtete turn-over frequency kann außerdem wesentlich höher sein als sie es aufgrund der Eigenschaften der Emissionsregion sein sollte, wenn die optische Dicke durch zusätzliche Materie zwischen Quelle und Beobachter erhöht ist. Dies resultiert in einer wesentlich kleineren beobachteten Temperatur wie auch in einer Tendenz zu optisch dicken Systemen.

Variationen in den Lichtkurven, die auf plötzliche Veränderungen in der intergalaktischen Materiedichte zurückzuführen sind (vgl. Abschnitt 5.2.3), können prinzipiell beobachtet werden. Allerdings muß nicht jede beobachtete Variation auf die intergalaktische Teilchenzahldichte zurückführbar sein, da auch andere Prozesse, wie z. B. die Injektion von weiterem Plasma in den Jet hierfür verantwortlich sein kann. Nach dieser Argumentation ist es auch möglich, daß innerhalb des Jets mehrere Blobs vorhanden sind, wodurch die Auswertung von Beobachtungen weiter erschwert wird.

Aus diesen Gründen kann man a priori nicht erwarten, das Modell ohne weitere Annahmen anhand von Daten zu verifizieren. Eine Quelle, für die ein Multifrequenzfit trotz der aufgezählten Einschränkungen bemerkenswert gut funktioniert, wird in Abschnitt 7.3.6 vorgestellt.

### 7.3.3 Die Modellierung der Daten

Nun wird die Parametrisierung vorgestellt, mit der die Daten zunächst modelliert werden. Der schwierigste Punkt hierbei ist die Behandlung der sekundären Elektronen, welche für die beobachtete Strahlung verantwortlich sind.

In Abbildung 7.4 ist eine typische Verteilung dargestellt; es ist offensichtlich, daß der in der Literatur oft herangezogene Ansatz eines Potenzgesetzespektrums für hochenergetische Teilchen hier versagt. Die Elektronen werden wesentlich besser durch eine Gauß-Kurve im  $\log(\gamma) - N_e$ -Raum beschrieben,

$$\frac{dN_e}{d\gamma} = A \cdot \exp\left(-\frac{(\log \gamma - \log \gamma_0)^2}{\sigma^2}\right). \quad (7.11)$$

Es zeigt sich außerdem, daß die Parameter  $\log \gamma_0$  und  $\sigma^2$  praktisch unabhängig sind von den freien Parametern, mit  $\log(\gamma_0) \approx 3.93 \pm 0.05$  und  $\sigma^2 \approx 5.9 \pm 0.4$ . Speziell das Maximum der Verteilung folgt in erster Linie aus der Kinematik des Pionzerfalls (Pohl 1994) und ist unabhängig von externen Parametern.

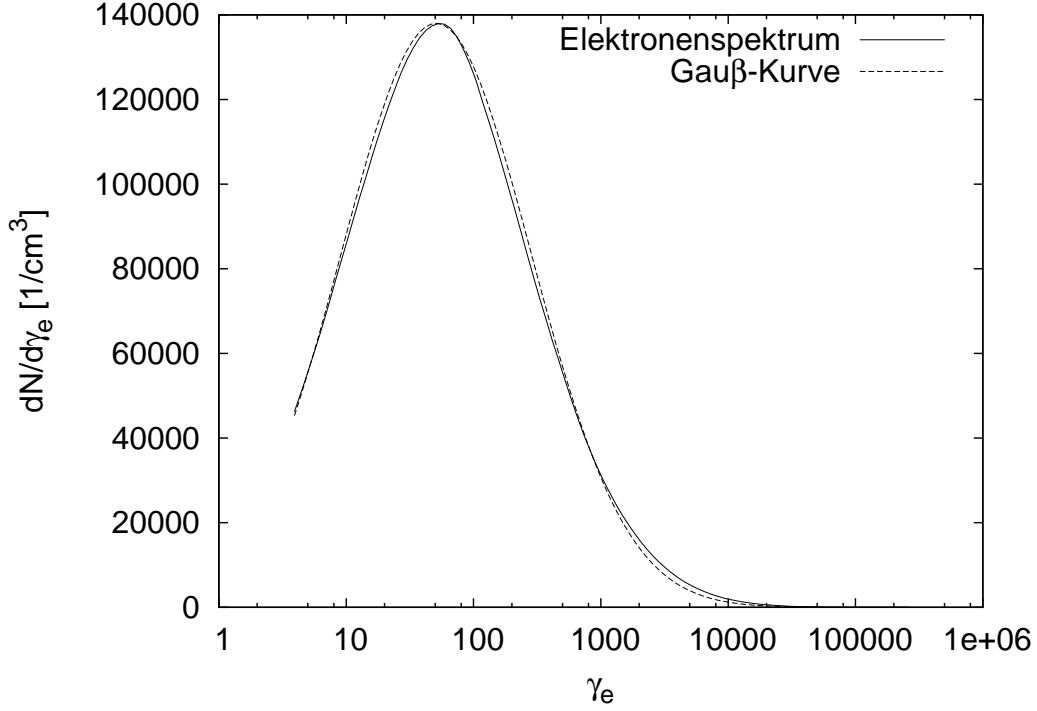


Abbildung 7.4: Das Elektronenzahlspektrum für die Standardparameter nach einer Stunde beobachteter Zeit. Die Verteilung kann durch eine Gauß-Kurve sehr gut approximiert werden.

Die Konfiguration, welche zunächst untersucht wird, ist

$$I_\nu \approx A \cdot \frac{j_{\text{Sync}}(\nu)}{\alpha_{\text{th}}(\nu)} (1 - \exp(-\alpha_{\text{th}}(\nu) \cdot s)), \quad (7.12)$$

mit der emittierenden Fläche  $A$  und einer Wegstrecke  $s$ , wobei die Geometrie des Systems komplett ignoriert wird und stattdessen der einfache Ansatz aus Abschnitt 4.2.4 verwendet wird.

Um die freien Parameter zu fitten, wird ein Levenberg-Marquardt Algorithmus (siehe z. B. Press u. a. 1986–2001) benutzt, ein Verfahren zur Lösung nichtlinearer Gleichungssysteme, spezialisiert auf komplexe Modellrechnungen. Zu diesem Zweck werden die Gleichungen (3.17, 3.18 und 3.20) zunächst mit den Parametern  $A_i$  ( $i=1..6$ ) wie folgt parametrisiert,

$$\nu_c = A_1 \gamma^2 \quad (7.13)$$

$$p_{\text{Sync}}(\nu) = A_2 F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad (7.14)$$

$$N(\gamma) = \exp\left(-\frac{(\log \gamma - A_3)^2}{A_4}\right) \quad (7.15)$$

$$\tau = \alpha_\nu \cdot s = \frac{A_5}{\nu^2} \quad (7.16)$$

$$\nu_p = A_6, \quad (7.17)$$

wobei der Parameter  $A_2$  die *gesamte* Amplitude des Emissionsspektrums beinhaltet, welche aus dem Vorfaktor von  $p_{\text{Sync}}$  und der Normierung der Elektronenzahlverteilung  $A$  (vgl. Gl. 7.11) zusammengesetzt ist. Die Parameter  $A_2$ ,  $A_3$  und  $A_4$  haben keine direkte Beziehung zu dem physikalischen Teil des Modells. Aus den anderen Parametern muß man dann noch  $B$ ,  $s$ ,  $T$  und  $n_p$  extrahieren, worauf in Abschnitt 7.3.5 genauer eingegangen wird; bis auf Weiteres werden hier die Parameter  $A_i$  verwendet.

Bevor explizite Ergebnisse angegeben werden, sei noch kurz darauf hingewiesen, daß man zur Durchführung eines (beliebigen) Fit-Algorithmus in der Regel die partiellen Ableitungen der Modellfunktion nach den zu fixierenden Parametern benötigt. Auch wenn es im Prinzip möglich ist, einige der partiellen Ableitungen für die einfache Modellfunktion 7.12 exakt anzugeben, muß man in der Praxis dennoch die meisten Rechnungen numerisch durchführen, was auf das Integral in Gleichung 3.15 zurückzuführen ist, weshalb die  $\partial I/\partial A_i$  im Weiteren rein numerisch bestimmt werden.

### 7.3.4 Testdaten - analytische Daten

#### Optisch dünne Emission

Um die Güte dieses Ansatzes zu überprüfen, wird zunächst der einfachste Fall, ein optisch dünnes Photonenspektrum unter Vernachlässigung des Razin-Effekts, verwendet, welches direkt aus dem analytischen Ausdruck 7.12 abgeleitet wurde. Da der Algorithmus die Angabe von Meßfehlern benötigt, wird den (exakten, d. h. fehlerfreien) Datenpunkten ein konstanter Fehler von jeweils

$$\sigma = I_{\text{max}} \cdot 0.1 \quad (7.18)$$

zugewiesen. Dies entspricht gerade einem Fehler von 10% des Maximalwerts  $I_{\text{max}}$  und berücksichtigt, daß ein reales Meßinstrument beliebig kleine Werte nicht beliebig genau auflösen kann, welche durch diese Wahl der Fehler automatisch aussortiert werden.

In Abbildung 7.5 sind die verwendeten Datenpunkte sowie die gefittete

Parameter	Wert f. Daten	Anfangswert f. Fit	gefitteter Wert
optisch dünn, kein Razin			
$A_1$	$4.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^6$	$(7 \pm 98) \cdot 10^7$
$A_2$	1000	2000	$4000 \pm 27000$
$A_3$	3.93	4.5	$2 \pm 7$
$A_4$	5.9	5.0	$5.9 \pm 0.3$
optisch dünn, kein Razin, $A_3$ festgehalten			
$A_1$	$4.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^6$	$(4.2 \pm 1.4) \cdot 10^7$
$A_2$	1000	2000	$1000 \pm 100$
$A_3$	3.93		
$A_4$	5.9	5.0	$5.9 \pm 0.3$
optisch dünn, Razin			
$A_1$	$4.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^6$	$(1.0 \pm 1.6) \cdot 10^7$
$A_2$	1000	2000	$1600 \pm 1200$
$A_3$	3.93	4.5	$3.4 \pm 0.8$
$A_4$	5.9	5.0	$5.9 \pm 0.1$
$A_6$	$2.0 \cdot 10^8$	$1.0 \cdot 10^8$	$(3.2 \pm 2.4) \cdot 10^8$
optisch dünn, Razin, $A_3$ festgehalten			
$A_1$	$4.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^6$	$(4.2 \pm 4.4) \cdot 10^6$
$A_2$	1000	2000	$1000 \pm 200$
$A_3$	3.93		
$A_4$	5.9	5.0	$5.90 \pm 0.8$
$A_6$	$2.0 \cdot 10^8$	$1.0 \cdot 10^8$	$(2.0 \pm 0.9) \cdot 10^8$
optisch dünn, Razin, $A_6$ festgehalten			
$A_1$	$4.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^6$	$(4.2 \pm 0.8) \cdot 10^6$
$A_2$	1000	2000	$1000 \pm 260$
$A_3$	3.93	4.5	$3.9 \pm 0.5$
$A_4$	5.9	5.0	$5.9 \pm 0.8$
$A_6$	$2 \cdot 10^8$		

Tabelle 7.3: *Parameter für einige der Fits, mit denen die Parametrisierung getestet wurde. Die einzigen Annahme hinter diesen Werten ist, daß das System optisch dünn ist. Der zweite und fünfte Parametersatz sind in Abbildung 7.5 dargestellt.*

Kurve dargestellt; die entsprechenden  $A_i$  befinden sich in Tabelle 7.3. Man erkennt, daß man bei einer Variation *sämtlicher* Parameter keine sinnvollen Ergebnisse erhält, da die Fehler teilweise erheblich größer sind als die Resultate.

Die Ursache hierfür liegt in der Synchrotronemission, da diese Strahlungskomponente sowohl von dem Maximum der Verteilungsfunktion ( $A_3$ ) als auch von der Funktion  $F(x = \nu/(A_1\gamma^2))$  abhängt. Daher sind beide Parameter voneinander abhängig und ein Fit versagt, sobald  $A_1$  und  $A_3$  gleichzeitig variiert werden. Zur Lösung dieses Problems wird  $A_3$  bei einem Wert von 3.93

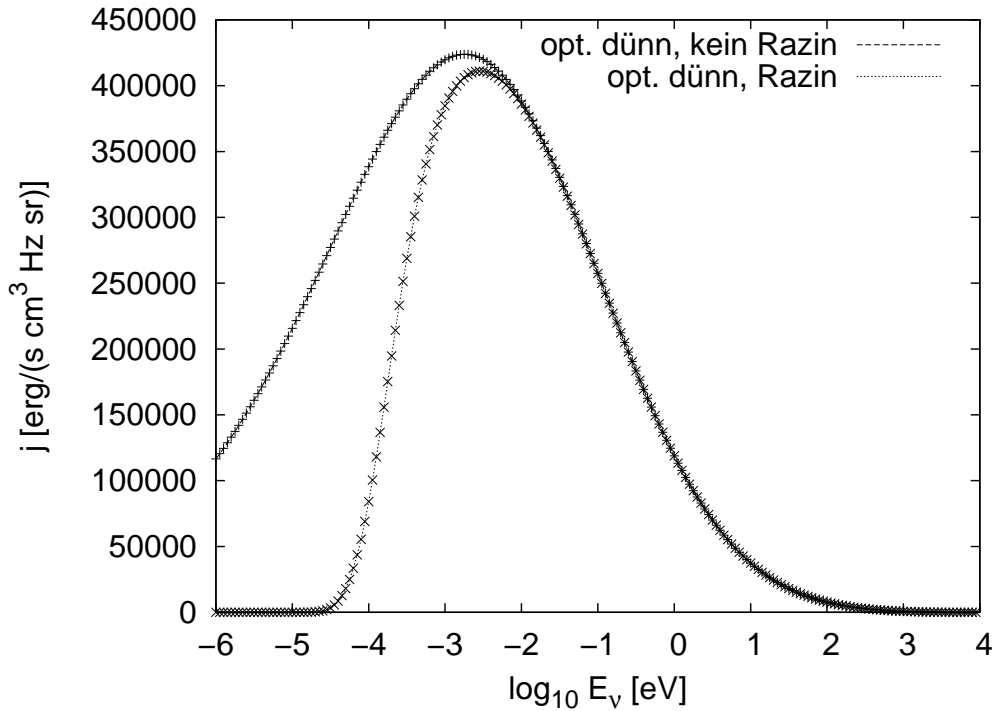


Abbildung 7.5: Ein Fit an analytisch vorgegebene Meßpunkte im optisch dünnen Fall (vgl. Tabelle 7.3).

eingefroren, da das Maximum der Elektronenverteilung praktisch unabhängig von den Modellparametern (vgl. Abschnitt 7.3.3) ist.

Diese Maßnahme erlaubt die Fixierung aller übrigen Parameter. Der Parameter  $A_1$  weist in diesem Fall den „richtigen“ Wert auf, hat allerdings immer noch einen Fehler von mehr als 100%. Reduziert man die Fehler in den Datenpunkten, so sinken auch die Fehler in den gefitteten Parametern, während die Ergebnisse weiterhin korrekt bleiben, was bedeutet, daß man experimentell wenigstens eine Handvoll genauer Datenpunkte benötigt (vgl. auch Abschnitt 7.3.6).

Ein Hinzunehmen des Razin-Effekts führt erneut auf eine Situation, in der nicht alle Parameter auf einmal fixiert werden können. Es zeigt sich (vgl. Tabelle 7.3 und Abb. 7.5), daß ein Einfrieren entweder des Maximums der Elektronenverteilung  $A_6$  oder aber des neuen Parameters  $A_6$ , der Plasmafrequenz, den Fit ermöglicht, wobei erneut das Problem auftritt, daß der Fehler von  $A_1$  zu groß ist, obwohl das numerische Ergebnis eigentlich korrekt ist.

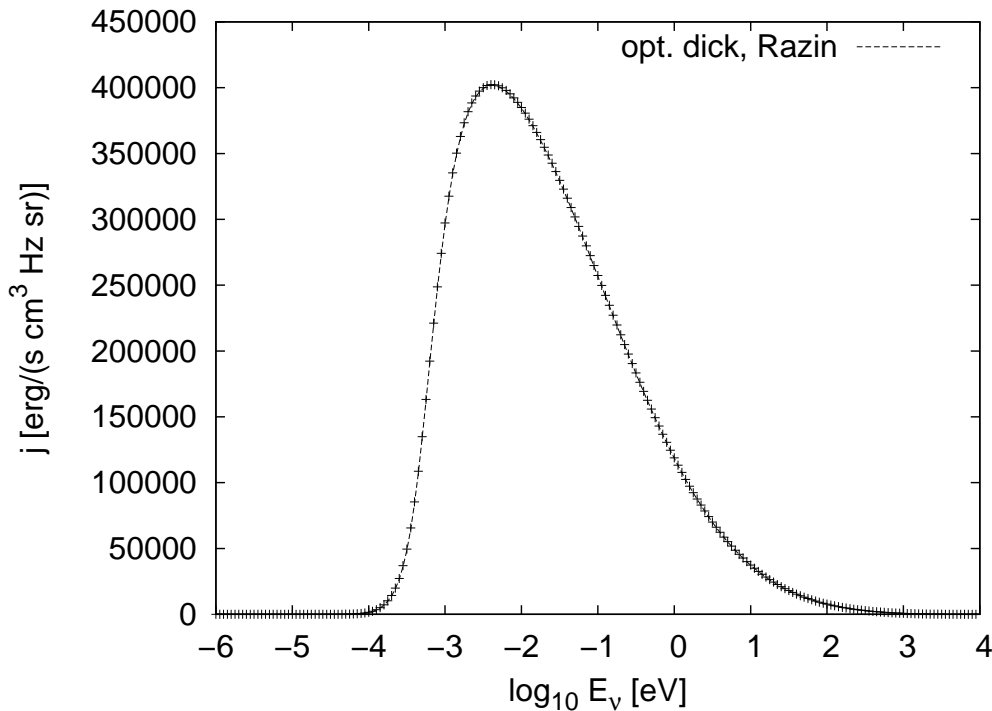


Abbildung 7.6: Ein Fit an analytisch vorgegebene Meßpunkte im optisch dicken Fall (vgl. Tabelle 7.4).

### Optisch dicke Emission

Nun wird optisch dicke Emission betrachtet, genauer gesagt eine Konfiguration, in der sowohl optisch dicke als auch optisch dünne Emission vorhanden ist. Der Razin-Effekt wird im Weiteren ebenfalls berücksichtigt. In Abbildung 7.6 erkennt man, daß der Fit immer noch sehr gut funktioniert; die entsprechenden Parameter befinden sich in Tabelle 7.4, wobei erneut einen Fehler von 10% des maximalen Photonennflusses angenommen wurde.

Die optische Dicke kann relativ gut gefittet werden. Das Problem, daß die Fehler zum Teil höher sind als die Parameter, tritt auch in diesem Fall auf; das Einfrieren von  $A_3$  erweist sich erneut als eine stabilisierende Maßnahme.

In Tabelle 7.4 wird auch demonstriert, daß der Fehler, den die Parameter aufweisen, fast linear von dem Fehler der Meßpunkte abhängt. Dies bestätigt, daß man durch eine Verbesserung der Meßgenauigkeit eine entsprechende Verbesserung der Ergebnisse erhält.



Parameter	Wert f. Daten	Anfangswert f. Fit	gefitteter Wert
optisch dick			
$A_1$	$4.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^6$	$(1 \pm 10) \cdot 10^7$
$A_2$	1000	2000	$5000 \pm 30000$
$A_3$	3.93	4.5	$2 \pm 6$
$A_4$	5.9	5.0	$7.8 \pm 1.9$
$A_5$	$10^{22}$	$10^{21}$	$(4 \pm 2) \cdot 10^{18}$
$A_6$	$10^6$	$10^7$	$(8 \pm 38) \cdot 10^8$
optisch dick, $A_3$ fixiert, Fehler 5%			
$A_1$	$4.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^6$	$(4.2 \pm 7.2) \cdot 10^6$
$A_2$	1000	2000	$1000 \pm 264$
$A_3$	3.93		
$A_4$	5.9	5.0	$5.9 \pm 1.2$
$A_5$	$10^{22}$	$10^{21}$	$(1.0 \pm 1.2) \cdot 10^{22}$
$A_6$	$2 \cdot 10^6$	$10^7$	$(2.0 \pm 1.35) \cdot 10^6$
optisch dick, $A_3$ fixiert, Fehler 5%			
$A_1$	$4.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^6$	$(4.2 \pm 3.6) \cdot 10^6$
$A_2$	1000	2000	$1000 \pm 132$
$A_3$	3.93		
$A_4$	5.9	5.0	$5.9 \pm 0.6$
$A_5$	$10^{22}$	$10^{21}$	$(1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{22}$
$A_6$	$10^6$	$10^7$	$(2.0 \pm .6) \cdot 10^6$
optisch dick, $A_3$ fixiert, Fehler 1%			
$A_1$	$4.2 \cdot 10^6$	$4.0 \cdot 10^6$	$(4.2 \pm 0.7) \cdot 10^6$
$A_2$	1000	2000	$1000 \pm 25$
$A_3$	3.93		
$A_4$	5.9	5.0	$5.9 \pm 0.1$
$A_5$	$10^{22}$	$10^{21}$	$(1.0 \pm 0.1) \cdot 10^{22}$
$A_6$	$10^6$	$10^7$	$(2.0 \pm 0.1) \cdot 10^6$

Tabelle 7.4: Parameter für einige der Fits, mit denen die Parametrisierung getestet wurde. Die einzigen Annahme hinter diesen Werten ist, daß das System bei niedrigen Energien optisch dünn ist. Der unterste Parametersatz ist in Abbildung 7.6 dargestellt.

### 7.3.5 Testdaten - numerische Daten

#### Keine Geometrie

Nun wird ein Emissionsspektrum betrachtet, wie es *numerisch* mit den in dieser Arbeit entwickelten Methoden berechnet wurde. Es wird erneut ein Fehler von 10% des Maximalwerts angenommen; die verwendeten Emissionsspektren entsprechen den Ergebnissen nach einer Stunde beobachteter Zeit. Um einen weiteren numerischen Schritt zu ersparen, wird hier eine andere Pa-

Parameter	erwarteter Wert	Anfangswert f. Fit	gefitteter Wert
abs. Fehler (10% des Maximums)			
$B$ [G]	1.0	1.0	$1.3 \pm 0.3$
$A$	(unbekannt)	$1.0 \cdot 10^8$	$(3.0 \pm 0.8) \cdot 10^7$
$n_p$ [cm <sup>-3</sup> ]	$5 \cdot 10^8$	$10^8$	$(4.3 \pm 1.0) \cdot 10^8$
$T$ [K]	$3 \cdot 10^4$	$10^4$	$(4.6 \pm 0.1) \cdot 10^4$
rel. Fehler (10% der Datenpunkte)			
$B$ [G]	1.0	1.0	$1.22 \pm 0.1$
$A$	(unbekannt)	$1.0 \cdot 10^8$	$(3.0 \pm 0.3) \cdot 10^7$
$n_p$ [cm <sup>-3</sup> ]	$5 \cdot 10^8$	$10^8$	$(5.7 \pm 1.7) \cdot 10^8$
$T$ [K]	$3 \cdot 10^4$	$10^4$	$(2.6 \pm 1.2) \cdot 10^4$

Tabelle 7.5: Parameter für die unterschiedlichen Fits an numerisch berechnete Datenpunkten und die Standardparameter. Die Parametrisierung des Modells wurde hierbei geändert (vgl. Text). Man erkennt, daß man, um die Parameter  $n_p$  und  $T$  zu fixieren, eine sehr hohe Meßgenauigkeit benötigt.

rametrisierung verwendet als im vorhergehenden Abschnitt. Die Modellparameter werden hier *direkt* gefittet, anstelle die  $A_i$  des vergangenen Abschnitts zu verwenden, wodurch es nicht mehr notwendig ist, sie numerisch aus einem nichtlinearen Gleichungssystem zu extrahieren. Die freien Parameter sind in diesem Fall das Magnetfeld  $B$ , die Dichte des Jets  $n_p$ , die Normierung des Spektrums  $A$ , die mittlere Wegstrecke  $s$ , die Temperatur  $T$  des Plasmas sowie die Parameter der Gauß-Verteilung.

Da in diesem Fall ein Parameter mehr vorliegt als unter der alten Parametrisierung, ist ein Fit aller freien Parameter noch einmal erschwert. Um dies dennoch zu ermöglichen, werden im Folgenden *beide* Parameter der Elektronenverteilung bei den Werten  $A_3 = 3.93$  und  $A_4 = 6.5$  eingefroren; der Wert  $A_4$  weicht hierbei von dem „besten Fit“ in Abschnitt 7.3.3 ab, da diese Wahl in einer Verbesserung der Magnetfeldstärke  $B$  resultiert. Zur Vereinfachung der Rechnungen wird außerdem die mittlere Weglänge  $s$  zunächst bei  $10^{13}$  cm eingefroren.

Es zeigt sich (siehe Tabelle 7.5), daß man die Magnetfeldstärke  $B$  recht gut fixieren kann, während die Dichte  $n_p$  und die Temperatur  $T$  größere Fehler aufweisen. Dies liegt daran, daß diese beiden Parameter einen sehr ähnlichen Einfluß auf das System haben, und zwar das bereits angesprochene Abschneiden bei niedrigen Energien. Um die zugrundeliegenden Prozesse, die optische Dicke und den Razin-Effekt voneinander trennen zu können, benötigt man sehr präzise Daten. Dies wird demonstriert, indem die Rechnung mit *individuellen* Fehlerbalken von 10 % der *jeweiligen Datenpunkte* wiederholt wird; in diesem Fall erhält man eine deutliche Verbesserung der

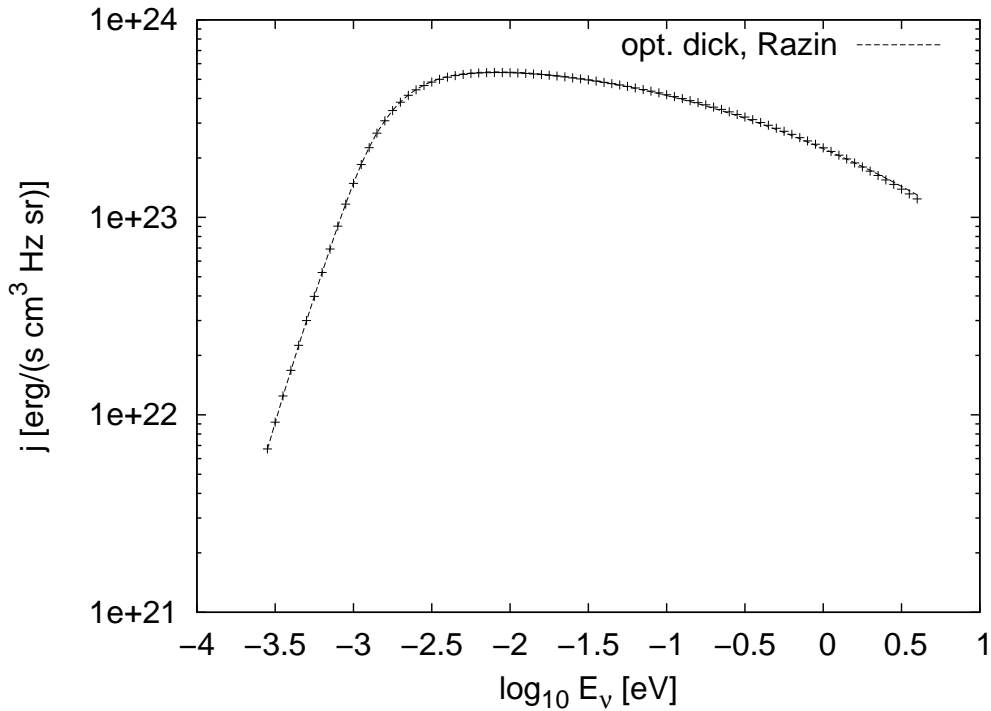


Abbildung 7.7: Ein Fit an numerisch berechnete Datenpunkte für die Standardparameter nach einer Stunde beobachteter Zeit.

gefitteten Temperatur. Die hieraus resultierenden Kurven werden in Abbildung 7.7 gezeigt.

Es ist praktisch *nicht* möglich, gleichzeitig auch noch die mittlere Größe  $s$  des Systems zu fixieren. Dieser Parameter geht sowohl in die optische Dicke ein, welche das Abschneiden bei niedrigen Frequenzen bewirkt als auch in das Volumen des Systems, welches im optisch dünnen Bereich von Interesse ist. Ein Versuch, zusätzlich zu den bisherigen Ergebnissen auch noch diesen Parameter zu fitten, ist gescheitert. Demzufolge muß man, um ein optisch dickes System zu modellieren, dessen mittlere Weglänge auf eine andere Art abschätzen.

## Die Geometrie

Nun wird untersucht, inwiefern man trotz der bisherigen Ergebnisse, wonach die Systemgröße  $s$  nicht beobachtbar ist, eine Vorhersage über die *Form* des Plasmas machen kann. Zu diesem Zweck werden die Emissionsspektren für unterschiedliche Geometrien herangenommen und versucht, diese zu approxi-

Parameter	erwarteter Wert	Anfangswert f. Fit	gefitteter Wert
„simple“ Geometrie, „simples“ Modell z. Fit			
$B$ [G]	1.0	1.0	$1.02 \pm 0.07$
$n_p$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$5 \cdot 10^8$	$10^8$	$(4.8 \pm 0.5) \cdot 10^8$
$T$ [K]	$3 \cdot 10^4$	$10^4$	$(2.0 \pm 0.3) \cdot 10^4$
„dünne Scheibe“ Geometrie, „simples“ Modell z. Fit			
$B$ [G]	1.0	1.0	$1.05 \pm 0.07$
$n_p$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$5 \cdot 10^8$	$10^8$	$(4.6 \pm 0.5) \cdot 10^8$
$T$ [K]	$3 \cdot 10^4$	$10^4$	$(2.0 \pm 0.4) \cdot 10^4$
„dünne Box“ Geometrie, „simples“ Modell z. Fit			
$B$ [G]	1.0	1.0	$1.04 \pm 0.07$
$n_p$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$5 \cdot 10^8$	$10^8$	$(4.6 \pm 0.5) \cdot 10^8$
$T$ [K]	$3 \cdot 10^4$	$10^4$	$(2.1 \pm 0.4) \cdot 10^4$
Kugelgeometrie, Kugelmodell z. Fit			
$B$ [G]	1.0	1.0	$1.01 \pm 0.07$
$n_p$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$5 \cdot 10^8$	$10^8$	$(4.18 \pm 0.09) \cdot 10^8$
$T$ [K]	$3 \cdot 10^4$	$10^4$	$(1.5 \pm 0.3) \cdot 10^4$
„dünne Box“ Geometrie, Kugelmodell z. Fit			
keine Verbesserung der Startwerte			

Tabelle 7.6: *Gefittete Parameter unterschiedlicher Emissionsgeometrien für unterschiedliche Modellgeometrien. Die Normierung wurde hier ausgelassen, da diese keine sinnvolle Größe darstellt.*

mieren, indem sowohl die „korrekte“ als auch die „falsche“ Fassung verwendet werden.

Es zeigt sich (Tabelle 7.6), daß die „simple“ Emissionsgeometrie, die dünne Scheibe und die dünne Box praktisch äquivalent sind, während die geometrisch *dicke* Kugelgeometrie und die dünnen Geometrien nicht miteinander kompatibel sind. Dieses Ergebnis bestätigt die Vermutung aus Kapitel 4.4, wonach der einzige wichtige Parameter realer Systeme die Eigenschaft „geometrisch dick oder dünn“ ist.

### 7.3.6 Reale Quellen

Nach diesen Vorüberlegungen wird nun eine reale Quelle betrachtet. Nach den bisherigen Ergebnissen ist die charakteristische Eigenschaft des Modells ein stark invertiertes Spektrum bei Radioenergien (wobei es sich um *keine* Maseraktivität handelt), was bei der überwiegenden Mehrzahl der bekanntesten Quellen *nicht* auftritt. Eine mögliche Erklärung hierfür ist das bereits angesprochene Problem, daß eine typische Quelle mehrere Emissionsgebiete

aufweist, wie z. B. die hier betrachteten Jets, aber auch die Akkretionsscheibe, die zentrale Region der Quelle oder ein „Hot Spot“ am Ende des Jets (z. B. 3C 273, Türler u. a. 1999), die den für das Modell relevanten Energiebereich abdecken können. Weiterhin können auch die Absorptionseigenschaften der Strahlung durch eine signifikante Menge an Materie auf der Sichtlinie zwischen Quelle und Beobachter wesentlich modifiziert werden, so daß weit entfernte Quellen relativ ungeeignete Kandidaten darstellen, um nach einem invertierten Spektrum zu suchen.

Ein anderes Problem ist die Qualität der Daten, die man in Experimenten erhält. Der für das Modell wichtige Energiebereich liegt im Infraroten, wo sich die Erdatmosphäre bei erdgebundenen Teleskopen als störend erweisen kann. Um diese Störung auszublenden, weicht man häufig auf Satellitenexperimente aus, wie z. B. ISO (Kessler u. a. 1996) oder das Spitzer Space Telescope (Gallagher u. a. 2003), welche aus offensichtlichen Gründen nur sehr aufwändig zu betreiben sind.

Schließlich sind die Bereiche, in denen der Jet noch ultrarelativistisch ist, sehr nahe bei der zentralen Region des Systems, was bedeutet, daß man sie in der Regel nicht auflösen kann (vgl. Abschnitt 6.4). Demzufolge sind theoretisch wesentlich höhere Lorentzfaktoren in den Jets möglich als man in der Praxis beobachten kann, und hochrelativistische Gebiete werden wahrscheinlich mit der zentralen Region des Systems identifiziert (vgl. Abschnitt 7.3.1). Aus diesen Gründen ist es sehr schwierig, geeignete Daten zu finden.

## Mrk 231

Mrk 231 ist eine Seyfert 1-Galaxie, die in ihrem Spektrum einen sehr ausgeprägten Peak bei etwa  $10^{13}$  eV aufweist (Ulvestad 1999). Aufgrund dieser Eigenschaft klassifiziert man Mrk 231 auch als einen *Mega-Maser*, auch wenn es Erklärungen für diesen Teil des Spektrums gibt, welche ohne Maseraktivität auskommen, wie z. B. Frei-Frei Emission von mehreren Staubkomponenten unterschiedlicher Temperaturen (Klaas u. a. 2001), oder aber das hier untersuchte Modell.

Die Identifikation von Mrk 231 als eine Seyfert 1-Galaxie plaziert sie in dem vereinheitlichten Modell relativ nahe bei den bislang unentdeckten radioleisen Blasaren (vgl. Kapitel 1, sowie Stocke und Morris 1990; Urry und Padovani 1995). Dieser Bereich ist für das Modell von besonderem Interesse, da es ursprünglich entwickelt wurde, um die hohe Variabilität in Blasaren zu erklären (Pohl und Schlickeiser 2000).

In der zentralen Region wurden mit VLBA-Beobachtungen zwei separate, starke Emissionsgebiete neben der Kernregion identifiziert (Ulvestad 1999), bei welchen es sich möglicherweise um die hochrelativistischen Teile des Jets

Energie [eV]	Flux [Jy]	Fehler
8	1.425	0.21
10	2.4	0.36
12	2.9	0.435
20	8.66	1.3
50	31.68	4.8
73	27.34	49
100	24.32	1.2
120	14.74	0.7
150	9.75	1.5

Tabelle 7.7: Datenpunkte für das Multifrequenzspektrum von Mrk 231.

handelt, die man normalerweise nicht auflösen kann (vgl. Abschnitt 6.4). Wie bereits angesprochen besteht eine Möglichkeit, dies zu erklären, in der Annahme eines sehr kleinen Aufsichtswinkels im Beobachtersystem, was ebenfalls für das hier untersuchte Modell spricht.

Aus diesen Gründen stellt Mrk 231 einen nahezu idealen Kandidaten dar, um die Vorhersagen des Modells, speziell den Beitrag des Razin-Cutoffs und des optisch dicken Bereichs, zu überprüfen. Im Folgenden werden Daten verwendet, welche von ISOPHOT gemessen wurden (Lemke u. a. 1996), dem Photometer an Bord des ISO-Satelliten (Kessler u. a. 1996), und von Klaas u. a. (2001) ausgewertet wurden. Die numerischen Datenpunkte und deren Meßfehler, welche hier verwendet werden, sind in Tabelle 7.7 angegeben.

Um den Fit durchzuführen, muß man neben den bereits deklarierten Parametern auch noch den Doppler-Faktor  $D(\Gamma, \theta)$  berücksichtigen, welcher einen weiteren unbekanntem Parameter darstellt (vgl. Kapitel 2.2.3). Aufgrund der Komplikationen bei den bisherigen Rechnungen ist zu erwarten, daß man  $D$  analog zur der mittleren Größe  $s$  der emittierenden Region während des Fits einfrieren muß.

In Abbildung 7.8 erkennt man sofort, daß man die Datenpunkte ausgesprochen gut mit dem Modell in Einklang bringen kann. Allerdings kann dieser gute Fit nur dann erreicht werden, wenn man sowohl die mittlere Größe des Systems als auch den Dopplerfaktor  $D$  des Systems bei konstanten Werten einfriert; die entsprechenden Ergebnisse finden sich in Tabelle 7.8. Den Beitrag der Rotverschiebung ( $z_{\text{Mrk 231}} \approx 0.0417$ ) kann man verglichen mit dem relativistischen Beitrag, der aus  $\Gamma \gg 1$  folgt, vernachlässigen (vgl. Gl. 2.24 und 3.23).

Was man trotz aller Komplikationen beobachten kann, ist der Übergang zwischen dem optisch dicken und dem optisch dünnen Bereich. Die turn-over

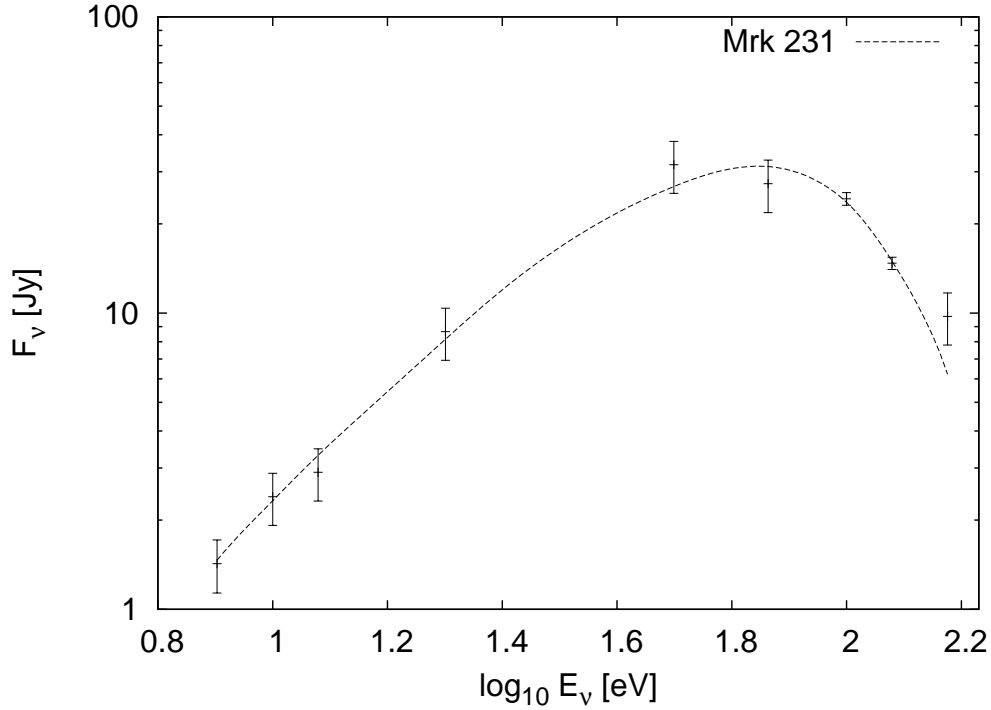


Abbildung 7.8: Ein Fit an gemessene Photonenflüsse für Mrk 231, unter Berücksichtigung des Razin-Effekts.

frequency liegt für die gefitteten Parameter ungefähr bei  $2 \cdot 10^{15}$  Hz im Beobachtersystem, wonach die Daten genau mit dem Übergangsbereich zwischen optisch dicker und dünner Emission übereinstimmt. Im Weiteren wird davon ausgegangen, daß der Doppler-Faktor  $D$  ungefähr mit dem Lorentzfaktor  $\Gamma$  des Jets übereinstimmt, was einem sehr kleinen Aufsichtswinkel entspricht.

Da die Verteilungsfunktion der sekundären Elektronen bis auf eine Normierung fast unabhängig ist von der Verteilung der primären Protonen (vgl. Gleichung 7.11), kann man anhand dieser Ergebnisse nur relativ wenige Aussagen über die Photonenemission bei höheren Energien machen, zumindest für solche Prozesse, die auf Elektronen zurückgehen. Ein Emissionsprozess, auf den dies *nicht* zutrifft, und der gleichzeitig Photonen oberhalb des optischen Bereichs produziert, ist der Zerfall von neutralen Pionen, die in den hadronischen Zerfällen der Protonen gebildet werden (Pohl und Schlickeiser 2000). Die Energie, bei der dieser Prozess effizient ist, kann durch  $E_\gamma \approx 0.2E_p$  abgeschätzt werden; nimmt man außerdem für die Protonenenergie  $E_p \approx m_p c^2 \Gamma$  an, so erhält man  $E_\gamma \approx 0.2\Gamma$  GeV, was für Mrk 231 gerade einer Energie von 2 GeV entspricht, bis zu der man möglicherweise

Parameter	Ergebnis
$B$ [G]	$0.0022 \pm 0.0004$
$n_p$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]	$(8 \pm 3) \cdot 10^9$
$D$	$10 \pm 2$
$s$ [cm]	$(1.8 \pm 1.2) \cdot 10^{22}$
$T$ [K]	$(1.0 \pm 0.1) \cdot 10^4$
$\chi^2$	2.2
Freiheitsgrade (d.o.f.)	6
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	0.37

Tabelle 7.8: *Gefittete Parameter für das Multifrequenzspektrum von Mrk 231. Die Werte  $D$ ,  $s$  und  $n_p$  sowie ihre Fehler wurden von Hand abgeschätzt (d. h. außerhalb des Fit-Algorithmus), da, wie in den vorherigen Abschnitten bereits demonstriert wurde, es nicht möglich ist, mit einem einfachen Levenberg-Marquardt Verfahren alle Parameter festzulegen.*

Photonen aus hadronischen Zerfällen beobachten kann. Allerdings existieren keine experimentellen Hinweise auf eine solche Strahlungskomponente in Mrk 231.

Berücksichtigt man, daß das Modell bisher noch viele Eigenschaften von AGNs nicht berücksichtigt (z. B. mehrere Emissionsregionen oder ein Öffnungswinkel des Jets), so ist dieses Ergebnis sehr ermutigend.

## 7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß es überaus schwierig ist, Daten von geeigneten Blasaren zu finden, an denen man das Modell testen könnte, da es eine *radioleise* Quelle vorhersagt, einen Blasartypen, welcher noch nicht eindeutig nachgewiesen werden konnte.

Weiterhin benötigt man, um solche Daten mit akzeptabler Genauigkeit fitten zu können, sehr kleine Meßfehler. Dies bedeutet, daß eine Quelle wahrscheinlich zuerst als ein geeigneter Kandidat identifiziert werden muß, bevor man sie über einen angemessenen Zeitraum beobachten kann. Die charakteristische Eigenschaft einer solchen Quelle ist ein stark invertiertes Spektrum im optischen oder infraroten Frequenzband. Erschwerend kommt noch hinzu, daß eine Quelle üblicherweise mehrere Emissionsbereiche aufweist, so daß die für das Modell relevanten Energiebereiche womöglich von anderen Strahlungsprozessen überlagert werden.

Wie am Beispiel von Mrk 231 gezeigt wurde, ist zumindest der Übergang



von optisch dicker zu optisch dünner Emission beobachtbar; die Beobachtbarkeit der meisten anderen Vorhersagen stellt hohe Anforderungen an die tatsächliche Konfiguration der Quelle.

# Kapitel 8

## Grenzen des Modells

In diesem Abschnitt werden mögliche Korrekturen beschrieben, die das Modell (noch) nicht berücksichtigt, wie auch Probleme, die sich aus den bisherigen Rechnungen ergeben.

### 8.1 Hohe Temperaturen

Wie in den vorherigen Kapiteln bereits angesprochen wurde erhält man bei Temperaturen oberhalb von etwa  $10^9$  K, im „heißen“ Gebiet eine Reihe von zusätzlichen Beiträgen zu den Rechnungen, welche bisher nicht untersucht wurden.

Bei höchsten Temperaturen  $> 10^{10}$  K werden elastische Streuprozesse ineffizient gegenüber Bremsstrahlung und die thermische Maxwell-Boltzmann Verteilung bricht zusammen (Stepney 1982). Ungefähr in demselben Temperaturbereich (bei  $kT \gg m_e c^2$ ) muß man außerdem Paarerzeugung durch die hochenergetischen Teilchen berücksichtigen, wodurch die Anzahl der Teilchen im System erhöht wird und die Temperatur wiederum sinkt, da die vorhandene Energie auf eine größere Anzahl von Teilchen verteilt wird.

Ein weiteres Problem im Zusammenhang mit Positronen ist die Paarvernichtung bei hohen Temperaturen. Während die Annihilationsrate bei niedrigen Temperaturen aufgrund von Coulombanziehung und Rekombination von Positronium um einige Größenordnungen höher ist, als es durch Gleichung 2.13 suggeriert wird, so tragen diese Effekte im heißen Temperaturbereich praktisch nicht mehr bei, und die Positronenbeiträge zu Emission und Heizrate können nicht mehr vernachlässigt werden.

## 8.2 Die Feinstruktur des Jets

Wie bereits angesprochen, wurde in dieser Arbeit lediglich ein einzelner Blob innerhalb des Jets betrachtet, während es kein theoretisches Argument gibt, welches mehrere derartige Komponenten verbietet.

Das Vorhandensein von zwei (oder mehr) Blobs innerhalb eines Jets führt zu mehreren Problemen. Zunächst einmal weisen unterschiedliche Blobs in der Regel unterschiedliche Temperaturen auf, wodurch die optische Dicke des Systems und auch dessen Geometrie unter Umständen nicht mehr experimentell zugänglich sind. Das tritt insbesondere dann auf, falls sich die Blobs sehr nahe beieinander befinden, so daß man sie nicht mehr auflösen kann.

Ein neuer Effekt, welcher mehrere Blobs voraussetzt, ist das Verschmelzen von mehreren separaten Blobs zu einer größeren Einheit. Zu einer solchen Kollision kann es z. B. dann kommen, wenn ein Blob auf eine intergalaktische Gaswolke trifft und stark abgebremst wird, und ein weiterer Blob auf diesen von hinten „auffährt“. Falls der Injektionsmechanismus an der Wurzel des Jets sehr große Variationen erlaubt, kann dies sogar im freien Raum auftreten.

Deformationen des Jets haben ebenfalls einen wesentlichen Einfluß auf das emittierte Spektrum. Sinkt z. B. die Dichte des Plasmas durch Expansion des Jets um einige Größenordnungen ab, so tritt der charakteristische Einbruch der Strahlungsemission im Radiobereich durch den Razin-Effekt oder ein optisch dickes Hintergrundplasma nicht mehr auf, und man erhält in erster Näherung einfache, optisch dünne Synchrotronemission, die bis in den Radiobereich reichen kann.

Schließlich sind noch weitere, weniger „spektakuläre“ Szenarios denkbar, wie z. B. das Aufsammeln von diffusiv entwichenen Teilchen eines Blobs durch einen anderen Blob.

## 8.3 Der Injektionsmechanismus

Der Mechanismus, durch den der Jet entsteht und aufrecht erhalten wird, gehört zu den Aspekten, die noch weitgehend unverstanden sind. Es kann allerdings als gesichert gelten, daß der Jet sehr nahe bei dem Schwarzen Loch entsteht, und daß in dieser Region Plasma existiert, welches *nicht* von dem pick-up Modell berücksichtigt wird. Dieses Plasma stellt eine weitere Strahlungsquelle dar, welche mit großer Wahrscheinlichkeit mit dem jungen Jet in Wechselwirkung tritt, so daß die Anfangsbedingungen wesentlich weniger scharf sind als bisher angenommen. Speziell die Annahme, daß man zur Zeit  $t = 0$  keine hochenergetischen Teilchen vorliegen hat, kann nicht gehalten

werden.

Die Modifikation durch zur Zeit  $t = 0$  bereits vorhandene hochenergetische Teilchen hat in erster Linie einen Einfluß auf die Heizraten, was bedeutet, daß das System unter Umständen *nicht* augenblicklich auf  $10^4$  K abfällt (vgl. Kapitel 5), und daß die maximale Temperatur vorzeitig erreicht wird.

## 8.4 Die elektrostatische Instabilität

In der ursprünglichen Behandlung (Pohl und Schlickeiser 2000) des Modells wurde ein wesentlicher Aspekt vernachlässigt, die elektrostatische Instabilität. Später wurde gezeigt (Pohl u. a. 2002), daß dieser Beitrag die Energieverteilung der aufgesammelten Teilchen wesentlich modifiziert, von einer einzelnen Energie  $\gamma = \Gamma$  hin zu einer breiten Verteilung,

$$\dot{N}_{\text{mitESI}} = \frac{N_0}{\Gamma - 1} \Theta(\Gamma - \gamma) \quad (8.1)$$

mit der Heavyside-Funktion  $\Theta(x)$ , wobei  $N_0$  die Amplitude der Aufsammelrate 2.4 ohne die Deltafunktion ist.

Diese Modifikation hat praktisch keinen Einfluß auf das Photonenspektrum bei niedrigen Energien (Pohl u. a. 2002). Allerdings treten hier im Gegensatz zu der elektromagnetischen Turbulenz, welche lediglich die aufgesammelten Teilchen isotropisiert, echte Energieverluste auf, wodurch die Heizrate dramatisch beeinflusst werden kann.

Falls die bei diesem Prozess verlorene Energie auf das Hintergrundplasma übergeht, so handelt es sich um einen zusätzlichen Heizprozess, der dementsprechend behandelt werden muß. Eine erste Abschätzung, wonach die gesamte Energie auf das Hintergrundplasma übergeht, führt zu derart hohen Heizraten, daß kein physikalischer Kühlprozess in der Lage ist, diese zu kompensieren (Pohl u. a. 2002).

# Kapitel 9

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Wechselwirkung zwischen thermischem Plasma und der Strahlungsemission bei niedrigen Energien in den Jets Aktiver Galaxien unter dem relativistischen pick-up Modell von Pohl und Schlickeiser (2000) untersucht. Hierzu wurden zunächst die für Heiz- und Kühlprozesse relevanten Strahlungsprozesse betrachtet; in einem hinreichend dichten Hintergrundplasma wurde Frei-Frei Absorption durch das thermische Plasma als die wesentliche Komponente zum Verständnis der Emissionsspektren identifiziert, welche bei niedrigsten Energien (in der Regel im Radiobereich) sehr stark unterdrückt sind. Dies wird durch den Razin-Tsytovich Effekt noch verstärkt, so daß das emittierte Spektrum sehr leicht mit einem maserartigen Spektrum identifiziert werden kann. Hierbei handelt es sich jedoch *nicht* um echte Maseraktivität, da die Prozesse, welche die strahlenden Teilchen erzeugen, keine hinreichend harte Elektronenzahlverteilung erlauben. Demzufolge kann es sich bei den Objekten, welche von den Rechnungen beschrieben werden, um *radioleise* Quellen handeln, obwohl das zugrundeliegende Modell entwickelt wurde, um die hohe Variabilität in Blasaren, also *radiolauten* Quellen zu erklären.

Ist die Dichte des thermischen Plasmas z. B. aufgrund von Expansion hinreichend gering, so verschwinden die Beiträge durch den Razin-Effekt und Frei-Frei Absorption, und man erhält optisch dünne Synchrotronemission, die sogar im Radiobereich beobachtbar sein kann.

Weiterhin wurde der Einfluß der unbekanntenen Geometrie der emittierenden Region untersucht, mit dem Ergebnis, daß man die Rechnungen in guter Näherung (bei einem maximalen Fehler von etwa 10 %) durch einen einzigen Längenparameter sowie die Angabe, ob das System *geometrisch* dick oder dünn ist, beschreiben kann. Der Unterschied zwischen diesen beiden Situationen ist das Verhältnis von optisch dicker zu optisch dünner Emission,

welche bei jeder Geometrie in den Randgebieten des Systems auftritt. Der Winkel, unter dem die Strahlung emittiert wird, hat insbesondere bei komplexen Geometrien keine physikalische Bedeutung, da er nicht nur von der Form des Plasmas abhängt, sondern auch von dessen Orientierung innerhalb des Jets. Der Winkel im *Beobachtersystem* ist jedoch immer von Bedeutung, da er aufgrund der relativistischen Transformation zwischen den unterschiedlichen Bezugssystemen die maximale Variabilitätszeitskala mitbestimmt.

Eine hohe Variabilität kann innerhalb des Systems erreicht werden, indem die intergalaktische Materiedichte variiert wird. Ein Jet, der in eine dichte Gaswolke eintritt, kann eine Verstärkung seiner Emission über mehr als eine Größenordnung erfahren, insbesondere wenn die Temperatur des Hintergrundplasmas hierdurch stark aufgeheizt wird, und die Emission vom optisch dicken in den optisch dünnen Bereich getragen wird. Der Beitrag zu der Heizrate durch Frei-Frei Absorption von optisch dicken Synchrotronphotonen kann in der Regel vernachlässigt werden; hierzu wurde eine Abschätzung hergeleitet, die nicht auf das spezielle Modell oder sogar auf Aktive Galaxien beschränkt ist.

Die Rechnungen in diesem System führen auf eine Reihe von Vorhersagen, von denen die Korrelation zwischen Lichtkurven am einfachsten zu beobachten sein sollte. Es zeigt sich, daß sämtliche Lichtkurven, die von einer einzigen Region emittiert werden, sehr gut korreliert sind, da die komplette Emission auf dieselbe Teilchenpopulation zurückgeführt werden kann. Außerdem ist es möglich, Variationen in den Lichtkurven auf mögliche Variationen im intergalaktischen Medium zurückzuführen. Ein beobachtetes Multifrequenzspektrum, welches mit den Vorhersagen übereinstimmt, zu finden, ist deutlich schwieriger, da nicht nur der gleichzeitige Fit aller Modellparameter fast unmöglich ist (aufgrund von mehreren ähnlichen Beiträgen in dem Modell), sondern auch der Jet nicht die einzige Strahlungsquelle sein muß. Eine Quelle, die man trotz aller Komplikationen bemerkenswert gut mit dem Modell beschreiben kann, ist die Seyfert 1-Galaxie Mrk 231.

Die Temperatur, die sich in den Jets Aktiver Galaxien einstellt, kann grob in drei Bereiche eingeteilt werden, „heiß“ ( $> 10^{8-9}$  K), „warm“ ( $10^{4-5}$  K) und „kalt“ ( $\leq 10^4$  K). Temperaturen, die in dem „verbotenen“ Bereich zwischen  $10^5$  K und  $10^8$  K liegen, sind aufgrund der Kühlprozesse instabil, sehr hohe Temperaturen erfordern relativistische Korrekturen zu den physikalischen Prozessen und sind außerdem instabil aufgrund von Bremsstrahlungsprozessen während bei sehr niedrigen Temperaturen das Plasma über hinreichend lange Zeiträume rekombiniert. Innerhalb der stabilen Temperaturbereiche variiert das Spektrum verhältnismäßig wenig, so daß man auch bei schlechten Meßdaten zumindest die Größenordnung dieses Parameters abschätzen kann.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, daß die Temperatur ein wesentlicher Parameter zur Verständnis der Strahlungsproduktion in den Jets Aktiver Galaxien ist, und daß die Annahme eines „kalten“ Plasmas, die in Rechnungen häufig herangezogen wird, bei sehr niedrigen Photonenenergien zu Abweichungen führen kann.

# Anhang A

## Das Programm `blast`

In diesem Anhang wird das Programm, welches zur Berechnung der Spektren verwendet wurde, kurz vorgestellt. Diese Einführung ist phänomenologisch; für technische Details wird auf den ausführlich kommentierten Quellcode verwiesen.

Das C++-Programm `blast` löst die Evolutionsgleichung 2.1 für hochenergetische Teilchen. Es handelt sich um eine komplett überarbeitete Fassung eines Fortran-Programms, welches von M. Pohl für die ursprüngliche Behandlung des pick-up Modells (Pohl und Schlickeiser 2000) geschrieben wurde. Diese Version des Programms wurde auf Kosten der Rechenzeit auf einfache Wartung und hohe Flexibilität optimiert. In der aktuellen Fassung unterstützt das Programm

1. eine (fast) beliebige Wahl der Stützstellen,
2. eine beliebige Anzahl an Teilchenpopulationen sowie
3. eine beliebige Kombination an Strahlungs- und Verlustprozessen.

Weitere Aspekte, die mit vergleichsweise geringem Aufwand implementiert werden können, sind unter anderem

1. mehrere Blobs innerhalb des Jets,
2. die Behandlung von neuen Teilchenarten,
3. eine genauere Behandlung der Elektron-Positron Vernichtung und
4. die Behandlung von weiteren Heizraten, wie z. B. der elektrostatischen Turbulenz (vgl. Kapitel 8.4).



Das Kernstück dieses Programms ist ein Runge-Kutta Verfahren 1. Ordnung (Press u. a. 1986–2001), wobei der Rechenaufwand für höhere Ordnungen sich als nicht sinnvoll herausgestellt hat. Dieser Algorithmus arbeitet mit mehreren *vektorwertigen* Differentialgleichungen, was eine logische Aufteilung des Programms nach z. B. verschiedenen Teilchenarten ermöglicht.

Jede dieser Differentialgleichungen wird durch eine *Objektklasse*<sup>1</sup> dargestellt, welche unter anderem die „rechte Seite“ der Differentialgleichung zurückliefert und außerdem charakteristische Größen wie z. B. die totale Energieverlustrate  $\dot{\gamma}$  in eigene Funktionen ausgliedert.

Sämtliche freien Modellparameter werden durch eine externe Kontrolldatei festgelegt, welche dem Programm als Parameter in der Kommandozeile übergeben werden muß. Diese Datei kontrolliert ebenfalls die Daten, die von dem Programm in externe Dateien geschrieben werden. Ein erneutes Kompilieren des Programms ist nur in wenigen Fällen notwendig; ein Umschreiben der Schnittstelle zu der Parameterdatei könnte dies vollständig überflüssig machen.

Schließlich sei noch erwähnt, daß die Schrittweite bei der numerischen Integration der Differentialgleichungen einen nicht unwesentlichen Rolle spielt. Da für die Differentialgleichungen, die in dem Programm auftreten, zwei stark unterschiedliche Schrittweiten notwendig sind, wurde zur weiteren Zeiterparnis die Möglichkeit eingebaut, eine Differentialgleichung, die eine feinere Zeitauflösung erfordert, mit einer spezialisierten Schrittfunktion zu verknüpfen, die einen „großen“ Schritt in mehrere kleinere Unterschritte aufteilt. Diese Maßnahme ist notwendig für die Elektronen, Positronen sowie die Temperatur.

---

<sup>1</sup>Ein *Objekt* ist eine Struktur ähnlich einem `record`, welche neben mehreren Variablen auch noch die Funktionen, die mit diesen Variablen arbeiten, zu einer logischen Einheit zusammenfaßt. Ein Beispiel für eine solche Einheit in C++ sind komplexe Zahlen, die neben zwei reellen Zahlen auch noch Funktionen wie den Real- und Imaginärteil enthalten. Für eine allgemeine Einführung in objektorientiertes Programmieren siehe z. B. Bäckmann (2002)

# Literaturverzeichnis

- [Abramowitz und Stegun 1984] ABRAMOWITZ, M. ; STEGUN, I. A.: *Handbook of Mathematical Functions*. Verlag Harri Deutsch, 1984
- [Bäckmann 2002] BÄCKMANN, M.: *Objektorientierte Programmierung für Dummies*. mitp, 2002
- [Burlaga 1971] BURLAGA, L. F.: Hydromagnetic Waves and Discontinuities in the Solar Wind. In: *Space Sci. Rev.* 12 (1971), S. 600
- [Butler und Buckingham 1962] BUTLER, S.T. ; BUCKINGHAM, M.J.: Energy Loss of a Fast Ion in a Plasma. In: *Phys. Rev.* 126 (1962), S. 1
- [Capella u. a. 1994] CAPELLA, A. ; SUKHATME, U. ; TAN, C.-I. ; TRAN, Thanh Van J.: Dual parton model. In: *Phys. Rep.* 236 (1994), S. 227
- [Celotti u. a. 1998] CELOTTI, A. u. a.: Thermal material in relativistic jets. In: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 293 (1998), S. 288
- [Collmar 2001] COLLMAR, W.: AGN: The High-Energy Status before INTEGRAL. In: *Proceedings of the 4th INTEGRAL workshop "Exploring the Gamma-Ray Universe"* Bd. ESA-SP 459, 2001, S. 241
- [Corbel u. a. 2002] CORBEL, S. u. a.: Large-Scale, Decelerating Relativistic X-ray Jets from the Microquasar XTE J1550-564. In: *Science* 298 (2002), S. 196
- [Cramer 1999] CRAMER, H.: *Mathematical methods of statistics*. Princeton University Press, 1999
- [Crusius und Schlickeiser 1988] CRUSIUS, A. ; SCHLICKEISER, R.: Synchrotron radiation in a thermal plasma with large-scale random magnetic fields. In: *A&A* 196 (1988), S. 327
- [Dalgarno und McCray 1972] DALGARNO, A. ; MCCRAY, R. A.: Heating and ionization of HI regions. In: *Ann. Rev. A&A* 10 (1972), S. 375

- [Dermer und Gehrels 1995] DERMER, C. D. ; GEHRELS, N.: Two classes of gamma-ray emitting active galactic nuclei. In: *Astrophys. J.* 441 (1995), S. 270
- [d'Inverno 1995] D'INVERNO, R.: *Einführung in die Relativitätstheorie*. VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1995
- [Elliot und Shapiro 1974] ELLIOT, J. D. ; SHAPIRO, S. L.: On the variability of the compact nonthermal sources. In: *Astrophys. J.* 192 (1974), S. L3
- [Engel u. a. 1997] ENGEL, R. ; RANFT, J. ; ROESLER, S.: Photoproduction off nuclei and pointlike photon interactions. I. Cross sections and nuclear shadowing. In: *Phys. Rev. D* 55 (1997), S. 6957
- [Ferrari 1998] FERRARI, A.: Modeling extragalactic jets. In: *Ann. Rev. A&A* 36 (1998), S. 539
- [Ferrari u. a. 1996a] FERRARI, A. ; SALA, P. R. ; RANFT, J. ; ROESLER, S.: Cascade particles, nuclear evaporation, and residual nuclei in high energy hadron-nucleus interactions. In: *Z. Phys. C* 70 (1996a), S. 413
- [Ferrari u. a. 1996b] FERRARI, A. ; SALA, P. R. ; RANFT, J. ; ROESLER, S.: The production of residual nuclei in peripheral high energy nucleus-nucleus interactions. In: *Z. Phys. C* 71 (1996b), S. 75
- [Gallagher u. a. 2003] GALLAGHER, D. B. ; IRACE, W. R. ; WERNER, M. W.: Development of the Space Infrared Telescope Facility (SIRTF). In: *Proc. of SPIE* Bd. 4850, 2003, S. 17
- [Haug 1988] HAUG, E.: Energy loss and mean free path of electrons in a hot thermal plasma. In: *A&A* 191 (1988), S. 181
- [Hayakawa 1969] HAYAKAWA, S.: *Cosmic Ray Physics*. Wiley-Interscience, 1969
- [Kessler u. a. 1996] KESSLER, M. F. ; STEINZ, J. A. ; ANDEREGG, M. E. u. a.: The Infrared Space Observatory (ISO) mission. In: *A&A* 315 (1996), S. L27
- [Klaas u. a. 2001] KLAAS, U. u. a.: Infrared to millimetre photometry of untra-luminous IR galaxies: New evidence favouring a 3-stage dust model. In: *A&A* 379 (2001), S. 823

- [Konopelko u. a. 2003] KONOPELKO, A. ; MASTICHIADIS, A. ; KIRK, J. ; JAGER, O.C. D. ; STECKER, F.W.: Modeling the TeV Gamma-Ray Spectra of Two Low-Redshift Active Galactic Nuclei: Markarian 501 and Markarian 421. In: *ApJ* 597 (2003), S. 851
- [Kuncic u. a. 1997] KUNCIC, Z. ; CELOTTI, A. ; REES, M. J.: Dense, thin clouds and reprocessed radiation in the central regions of active galactic nuclei. In: *MNRAS* 284 (1997), S. 717
- [Lang 1974] LANG, K. R.: *Astrophysical Formulae*. Springer-Verlag, 1974
- [Leighley u. a. 2004] LEIGHLEY, K. M. ; HALPERN, J. P. ; JENKINS, E. P.: PHL 1811: The Local Prototype of the Lineless High-z SDSS QSO. In: *ASP Conference Series*, 2004. – im Druck, astro-ph/0402535
- [Lemke u. a. 1996] LEMKE, D. ; KLAAS, U. ; ABOLINS, J. u. a.: ISOPHOT - capabilities and performance. In: *A&A* 315 (1996), S. L64
- [Londish u. a. 2004] LONDISH, D. ; HEIDT, J. ; BOYLE, B. J. ; CROOM, S. M. ; KEDZIORA-CHUDCZER, L.: 2QZJ215454.3-305654: a radio-quiet BL Lac object or lineless QSO? In: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 352 (2004), S. 903
- [Möhring und Ranft 1991] MÖHRING, H.-J. ; RANFT, J.: Dual parton model with complete formation zone intranuclear cascade for the description of particle production in hadron-nucleus and nucleus-nucleus interactions. In: *Z. Phys. C* 52 (1991), S. 643
- [Möhring u. a. 1993] MÖHRING, H.-J. ; RANFT, J. ; MERINO, C. ; PAJARES, C.: String fusion in the dual parton model and the production of antihyperons in heavy-ion collisions. In: *Phys. Rev. D* 47 (1993), S. 4142
- [von Montigny u. a. 1997] MONTIGNY, C. von u. a.: Multiwavelength observations of 3C 273 in 1993-1995. In: *Apj* 483 (1997), S. 161
- [Müller 1990] MÜLLER, R.: *Rauschen*. Springer Verlag, 1990
- [Pacholczyk 1970] PACHOLCZYK, A. G.: *Radio Astrophysics*. Freeman, San Francisco, CA, 1970
- [Pohl 1994] POHL, M.: On the predictive power of the minimum energy condition. In: *A&A* 287 (1994), S. 453
- [Pohl 2002a] POHL, M.: Gamma Ray Astronomy. In: *Proceedings of ICRC 2001*, 2002, S. 1

- [Pohl 2002b] POHL, M.: *Hochenergieastrophysik*. Shaker Verlag, 2002
- [Pohl u. a. 2002] POHL, M. ; LERCHE, I. ; SCHLICKEISER, R.: Channeled blast wave behavior based on longitudinal instabilities. In: *A&A* 383 (2002), S. 309
- [Pohl und Schlickeiser 2000] POHL, M. ; SCHLICKEISER, R.: On the conversion of blast wave energy into radiation in active galactic nuclei and gamma-ray bursts. In: *A&A* 354 (2000), S. 395
- [Press u. a. 1986–2001] PRESS, W. H. ; TEUKOLSKY, W. A. ; VETTERLING, W. T. ; FLANNERY, B. P.: *Numerical Recipes in Fortran*. Cambridge University Press, 1986-2001
- [Ranft u. a. 1994] RANFT, J. ; CAPELLA, A. ; TRÂN, T. V. J.: Strangeness production in the Dual Parton model. In: *Phys. Lett. B* 320 (1994), S. 346
- [Ranft und Roesler 1994] RANFT, J. ; ROESLER, S.: Single diffractive hadron-nucleus interactions within the dual parton model. In: *Z. Phys. C* 62 (1994), S. 329
- [Raymond u. a. 1976] RAYMOND, J. C. ; COX, D. P. ; SMITH, B. W.: Radiative cooling of a low-density plasma. In: *Ap. J.* 204 (1976), S. 290
- [Roesler u. a. 1998] ROESLER, S. ; ENGEL, R. ; RANFT, J.: Photoproduction off nuclei: Particle and jet production. In: *Phys. Rev. D* 57 (1998), S. 2889
- [Rybicki und Lightman 1985] RYBICKI, R. B. ; LIGHTMAN, A. P.: *Radiative processes in astrophysics*. Jon Wiley & Sons, 1985
- [Schlickeiser 2002] SCHLICKEISER, R.: *Cosmic Ray Astrophysics*. Springer-Verlag, 2002
- [Schuster u. a. 2002] SCHUSTER, C. ; POHL, M. ; SCHLICKEISER, R.: Neutrinos from active galactic nuclei as a diagnostic tool. In: *A&A* 382 (2002), S. 829
- [Shakura und Sunyaev 1973] SHAKURA, N. I. ; SUNYAEV, R. A.: Black holes in binary systems. Observational appearance. In: *A&A* 24 (1973), S. 337
- [Sikora und Madejski 2000] SIKORA, M. ; MADEJSKI, G.: On Pair Content and Variability of Subparsec Jets in Quasars. In: *Astrophys. J.* 534 (2000), S. 109

- [Stepney 1982] STEPNEY, S.: Two-body relaxation in relativistic thermal plasmas. In: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 202 (1982), S. 467
- [Stocke und Morris 1990] STOCKE, J. T. ; MORRIS, S. L.: No evidence for radio-quiet BL Lacertae objects. In: *Astrophys. J.* 348 (1990), S. 141
- [Tidman und Krall 1971] TIDMAN, D. A. ; KRALL, N. A.: *Shock Waves in Collisionless Plasmas*. Wiley-Interscience, 1971
- [Türler u. a. 1999] TÜRLER, M. u. a.: 30 years of multi-wavelength observations of 3C 273. In: *A&AS* 134 (1999), S. 89
- [Ulvestad 1999] ULVESTAD, J. S.: Radio continuum evidence for outflow and absorption in the Seyfert I galaxy Markarian 231. In: *Apj* 516 (1999), S. 127
- [Urry und Padovani 1995] URRY, C. M. ; PADOVANI, P.: Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. In: *PASP* 107 (1995), S. 803
- [Vainio u. a. 2004] VAINIO, R. ; POHL, M. ; SCHLICKEISER, R.: Conversion of bulk kinetic energy into radiation in AGNs and GRBs: Particle transport effects. In: *A&A* 414 (2004), S. 463
- [Vermeulen und Cohen 1994] VERMEULEN, R. C. ; COHEN, M. H.: Superluminal motion statistics and cosmology. In: *Astrophys. J.* 430 (1994), S. 467
- [Wang u. a. 2004] WANG, J.-M. ; STAUBERT, R. ; COURVOISIER, T J.-L.: A possible feature of thermal matter in relativistic jets of radio-loud quasars. In: *A&A* 419 (2004), S. L9

# Danksagung

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Martin Pohl bedanken für die Auswahl dieses interessanten Themas sowie für die Betreuung in den letzten dreieinhalb Jahren. Außerdem bedanke ich mich bei Prof. Dr. Reinhard Schlickeiser für die Aufnahme an seinem Lehrstuhl in diesem Zeitraum.

Weiterhin bedanke ich mich bei Dr. Horst Fichtner, Dipl.-Phys. Claudia Schuster sowie Dipl.-Phys. Felix Spanier für ihre kritischen Kommentare beim Durchsehen dieser Arbeit, ohne die dieser Text deutlich schlechter ausgefallen wäre. Ein weiteres Lob geht an Bernd Neubacher, der das Netzwerk des Lehrstuhls trotz aller Widrigkeiten speziell in den letzten Monaten einigermaßen funktionsfähig gehalten hat. Ein spezieller Dank geht an Angelika Schmitz, die immer und überall ein offenes Ohr hat.

Jedes Mitglied des Lehrstuhls, welches bisher nicht explizit genannt wurde, sei hiermit ebenfalls dankend erwähnt - ohne Euch würde die einzigartige Atmosphäre des Lehrstuhls für theoretische Weltraum- und Astrophysik der Ruhr-Universität Bochum nicht möglich sein.

Schließlich bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mich jederzeit moralisch und in jeder anderen Hinsicht unterstützt haben.





# Lebenslauf

## Personalien

Name: Mark Siewert  
Geburtsdatum: 23. Mai 1976 in Herne  
Eltern: Gabriele Siewert, geb. Klytta  
Helmut Siewert  
Familienstand: ledig

## Schulbildung

1982 - 1986 Regenbogen-Grundschule, Dortmund-Mengede  
1986 - 1995 Theodor-Heuss-Gymnasium, Waltrop  
19. Juni 1995 bilinguales Abitur (Französisch)

## Akademische Ausbildung

1995 - 1998 Studium der Mathematik an der Universität Dortmund  
(Vordiplom)  
1995 - 2001 Studium der Physik an der Universität Dortmund  
28. März 2001 Diplomabschluß Physik  
Diplomarbeit: „Extragalactical neutrino-induced event  
rates in neutrino telescopes“  
2. Juli 2001 Beginn der Promotionsarbeit

## Berufspraxis

1999 - 2001 Studentische Hilfskraft an der Universität Dortmund  
seit 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der  
Ruhr-Universität Bochum