



DISSERTATION

zur Erlangung des naturwissenschaftlichen Doktorgrades der  
Julius-Maximilians-Universität Würzburg

# Variabilität entlang der Blazar-Sequenz

Hinweise auf die Zusammensetzung  
relativistischer Ausflüsse Aktiver Galaxienkerne

Julius-Maximilians-  
**UNIVERSITÄT  
WÜRZBURG**

Fakultät für  
Physik und Astronomie

Vorgelegt von: Matthias Weidinger  
Geboren in: Werneck  
Abgabe: Würzburg 2011

Eingeicht am: .....  
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

- 1. Gutachter: .....
- 2. Gutachter: .....
- 3. Gutachter: .....

der Dissertation.

Vorsitzende(r):

- 1. Prüfer: .....
- 2. Prüfer: .....
- 3. Prüfer: .....

im Promotionskolloquium (unzutreffendes streichen).

Tag des Promotionskolloquiums: .....

Doktorurkunde ausgehändigt am: .....

# Abstract

The work at hand deals with the radiative properties of active galactic nuclei. The first peak in the characteristic double humped spectral energy distribution of blazars is undoubtedly synchrotron emission of highly energetic electrons within the relativistic outflow of the subjacent active galactic nucleus whereas the contributing processes and particle species giving rise to the second, high energy peak are still a matter of debate. In this work a fully selfconsistent and timedependent hybrid emission model, including particle acceleration, is developed and applied to various types of sources from high frequency peaked BL Lac objects to the luminous flat spectrum radio quasars along the blazar-sequence. While the spectral emission of the first is well described leptonicallly, i.e. the second peak is Compton upscattered synchrotron photons by the radiating electrons themselves, one needs to introduce non-thermal protons within the jet of the latter to explain the  $\gamma$ -dominance in their spectra consistently. In this case the second peak consists of synchrotron radiation of highly relativistic protons and reprocessed radiation from photohadronic interactions. With the developed framework it is possible to exploit outbursts of blazars, and hence the provided timing information on the one hand to tighten down the model parameters and on the other hand, more importantly, to discriminate between purely leptonic blazars and hadronically dominated ones using the typical timelags in the interband lightcurves as a fingerprint.

With a sample of 16 spectra of ten blazars along the sequence, observed at different flux levels exhibiting strong variability, it is possible to address the most important questions concerning the physics of the relativistic outflow in a systematic way. As modelled outbursts indicate, six blazars are well described in a leptonic context while four accelerate protons up to  $\gamma \approx 10^{11}$ . The impact on possible sources of extragalactic cosmic rays among blazars are discussed. Furthermore a correlation between the magnetic field within the jet and the injected luminosity is found being independent from the underlying particle species. In this context the blazar-sequence is explained as an evolutionary

scenario, the decreasing gas-density in the hostgalaxy and hence the declining accretion rate giving rise to the sequence  $FSRQ \rightarrow LBL/IBL \rightarrow HBL$  also confirmed by cosmological observations. The decreasing mass-loading of the outflow goes hand in hand with a abating magnetic field, i.e. protons become less confined way before the electrons. Therefore the blazar-sequence can be interpreted as the hadronicness of a jet. This also consistently explains the dichotomy between FSRQs and BL Lacs as well as in other manifestations of AGN, namely FR-I and FR-II radiogalaxies.

During the modelling it is shown that blazar spectra, especially of hadronically dominated AGN, are not to be interpreted in a time-independent, static limit since outbursts are accumulated due to relatively long proton synchrotron timescales. Low flux levels and diverse integration times of experiments in various energy bands will also require for a time-resolved treatment of variable sources, even leptonic ones. The systematic investigation of short time variability depicts, that it is excited in the same way for various outbursts of the same blazar, but has no common cause concerning different sources. Additionally the difference between long- and short-time variability is emphasized for each blazar observed at different flux levels in context with a possible lowstate of each source.



# Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Abstrahlung von Aktiven Galaxienkernen. Das erste Maximum der charakteristischen Doppelpeakstruktur des  $\nu F_\nu$ -Spektrums vom Blazaren ist zweifelsfrei Synchrotronstrahlung hochenergetischer Elektronen innerhalb des relativistischen Ausflusses des zugrundeliegenden Aktiven Galaxienkerns. Die zum zweiten (hochenergetischen) Maximum beitragenden Strahlungsprozesse und Teilchenspezies hingegen sind Gegenstand aktueller Diskussionen. In dieser Arbeit wird ein vollständig selbstkonsistentes und zeitabhängiges hybrides Emissionsmodell, welches auch Teilchenbeschleunigung berücksichtigt, entwickelt und auf verschiedene Blazar-Typen entlang der Blazar-Sequenz, von BL Lac Objekten mit verschiedenen Peakfrequenzen bis hin zu Flachspektrum-Radioquasaren, angewendet. Die spektrale Emission ersterer kann gut im rein leptonischen Grenzfall, d.h. der zweite  $\nu F_\nu$ -Peak kommt durch invers Compton-gestreuete Synchrotronphotonen der abstrahlenden Elektronen selbst zustande, beschrieben werden. Zur Beschreibung letzterer muss man nicht-thermische Protonen innerhalb des Jets zulassen um die Dominanz des zweiten Maximums im Spektrum konsistent zu erklären. In diesem Fall besteht der zweite Peak aus Protonensynchrotronstrahlung und Kaskadenstrahlung der photohadronischen Prozesse. Mit dem entwickelten Modell ist es möglich auch die zeitliche Information, welche durch Ausbrüche von Blazaren bereitgestellt wird, auszunutzen um zum einen die freien Modellparameter weiter einzuschränken und -viel wichtiger- zum anderen leptonisch dominierte Blazare von hadronischen zu unterscheiden. Hierzu werden die typischen Zeitunterschiede in den Interbandlichtkurven als hadronischer Fingerabdruck benutzt.

Mit einer Stichprobe von 16 Spektren von zehn Blazaren entlang der Blazar-Sequenz, welche in unterschiedlichen Flusszuständen und mit starker Variabilität beobachtet wurden, ist es möglich die wichtigsten offenen Fragen der Physik relativistischer Ausbrüche in systematischer Art und Weise zu adressieren. Anhand der modellierten Ausbrüche kann man erkennen, dass sechs Quellen rein leptonisch dominiert sind, aber vier Pro-

tonen bis auf  $\gamma \approx 10^{11}$  beschleunigen, was Auswirkungen auf die möglichen Quellen extragalaktischer kosmischer Strahlung unter den Blazaren hat. Darüber hinaus findet sich eine Abhängigkeit zwischen dem Magnetfeld der Emissionsregion und der injizierten Leuchtkraft, welche unabhängig von den zugrunde liegenden Teilchenpopulationen Gültigkeit besitzt. In diesem Zusammenhang lässt sich die Blazar-Sequenz als ein evolutionäres Szenario erklären: die Sequenz  $FSRQ \rightarrow LBL/IBL \rightarrow HBL$  kommt aufgrund abnehmender Gasdichte der Hostgalaxie und damit einhergehender abnehmender Akkretionsrate zustande, dies wird durch weitere kosmologische Beobachtungen bestätigt. Eine abnehmende Materiedichte innerhalb des relativistischen Ausflusses wird von einem abnehmenden Magnetfeld begleitet, d.h. aber auch, dass Protonen weit vor den Elektronen nicht mehr im Strahlungsgebiet gehalten werden können. Die Blazar-Sequenz ist also ein Maß für die Hadronizität des Jets. Dies erklärt zudem die Dichotomie von FSRQs und BL Lac Objekten sowie die Zweiteilung in anderen Erscheinungsformen von AGN, z.B. FR-I und FR-II Radiogalaxien.

Während der Modellierung wird gezeigt, dass man Blazar-Spektren, speziell im hadronischen Fall, nicht mehr statisch betrachten kann, da es zu kumulierten Effekten aufgrund der langen Protonensynchrotronzeitskala kommt. Die niedrige Luminosität der Quellen und unterschiedlich lange Beobachtungszeiten verschiedener Experimente verlangen bei variablen Blazaren auch im leptonischen Fall eine zeitabhängige Betrachtung. Die Kurzzeitvariabilität scheint bei einzelnen Blazaren stets die selbe Ursache zu haben, unterscheidet sich aber bei der Betrachtung verschiedener Quellen. Zusätzlich wird für jeden Blazar, der in verschiedenen Flusszuständen beobachtet werden konnte, der Unterschied zwischen Lang- und Kurzzeitvariabilität, auch im Hinblick auf einen möglichen globalen Grundzustand hin, betrachtet.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Überblick und Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretischer Hintergrund</b>	<b>7</b>
2.1	Transport elektromagnetischer Strahlung . . . . .	7
2.1.1	Definitionen wichtiger Größen . . . . .	7
2.1.2	Strahlungstransportgleichung . . . . .	9
2.1.3	Absorption am extragalaktischen Hintergrund . . . . .	11
2.1.4	Entfernungen . . . . .	15
2.2	Schwarze Löcher . . . . .	20
2.2.1	Allgemeines . . . . .	20
2.2.2	Schwarzschild Lösung . . . . .	22
2.2.3	Kerr Lösung . . . . .	24
2.2.4	Blandford-Znajek Mechanismus . . . . .	26
2.2.5	Penrose Prozess . . . . .	28
2.3	Aktive Galaxienkerne . . . . .	29
2.3.1	Allgemeine Eigenschaften von AGN . . . . .	29
2.3.2	Unified Model von AGN . . . . .	29
2.3.3	Blazare . . . . .	34
2.3.4	Wichtige Beobachtungsevidenzen . . . . .	40
2.4	Jets Aktiver Galaxienkerne . . . . .	44
2.4.1	Allgemeine Eigenschaften . . . . .	44
2.4.2	Radioknoten und stehende Schockwellen . . . . .	46
2.5	Modellierung von Blazaren . . . . .	48
2.5.1	Jetmodelle . . . . .	48
2.5.2	Überblick: Strahlungsmodelle . . . . .	50
2.6	Kosmische Strahlung . . . . .	57

2.6.1	Kosmisches Strahlungsspektrum . . . . .	57
2.6.2	Eigenschaften - Stand der Forschung . . . . .	59
2.6.3	Ultrahochenergetische kosmische Strahlung und Hillas Kriterium .	61
2.7	Beschleunigung geladener Teilchen in der Astrophysik . . . . .	65
2.7.1	Diffusive Schockbeschleunigung . . . . .	65
2.7.2	Fermi-I Prozess . . . . .	67
2.7.3	Fermi-II Prozess . . . . .	68
<b>3</b>	<b>Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell</b>	<b>71</b>
3.1	Modellgeometrie . . . . .	71
3.1.1	Vorbemerkungen . . . . .	71
3.1.2	Räumliche Modellgeometrie . . . . .	72
3.1.3	Weitere geometrische Annahmen . . . . .	74
3.2	Leptonische Prozesse . . . . .	76
3.2.1	Einführung . . . . .	76
3.2.2	Synchrotronstrahlung . . . . .	77
3.2.3	Inverse Compton Streuung . . . . .	78
3.2.4	Paarerzeugung . . . . .	82
3.3	Hadronische Prozesse . . . . .	88
3.3.1	Überblick und Abgrenzung . . . . .	88
3.3.2	Bethe-Heitler Paarproduktion . . . . .	91
3.3.3	Protonsynchrotronstrahlung . . . . .	94
3.3.4	Photomesonenproduktion . . . . .	95
3.4	Die Teilchenverteilungen . . . . .	102
3.4.1	Von der Vlasovgleichung zur kinetischen Gleichung . . . . .	102
3.4.2	In der Beschleunigungszone . . . . .	105
3.4.3	In der Strahlungszone . . . . .	111
3.4.4	Photonenverteilung . . . . .	112
3.4.5	Erzeugung des Modellspektrums . . . . .	114
3.5	Numerik . . . . .	115
3.5.1	Lösen der partiellen Differentialgleichungen . . . . .	115
3.5.2	Berücksichtigung stark unterschiedlicher Zeitskalen . . . . .	117
3.5.3	Integrationstechniken . . . . .	119
3.6	Zusammenfassung der Modellparameter . . . . .	120

<b>4</b>	<b>Modellierung individueller Blazare</b>	<b>123</b>
4.1	Anmerkungen und Übersicht . . . . .	123
4.2	HBL: PKS 2155-304 . . . . .	127
4.2.1	Eigenschaften . . . . .	127
4.2.2	Simultan detektierter Grundzustand . . . . .	129
4.2.3	Kurzzeitvariabilität im Gammastrahlungsbereich . . . . .	133
4.2.4	Weitere Folgerungen . . . . .	138
4.3	HBL: 1 ES 1218+30.4 . . . . .	139
4.3.1	Eigenschaften . . . . .	139
4.3.2	Der Grundzustand . . . . .	140
4.3.3	VERITAS Flare von 2009 und Folgerungen . . . . .	144
4.3.4	Weitere Folgerungen . . . . .	148
4.4	HBL: Markarian 501 . . . . .	150
4.4.1	Eigenschaften . . . . .	150
4.4.2	Extensive Multiwellenlängenkampagne . . . . .	153
4.4.3	Flare im Gammastrahlungsbereich . . . . .	156
4.4.4	Historische Betrachtung und Folgerungen . . . . .	160
4.5	HBL: 1 ES 2344+514 . . . . .	161
4.5.1	Eigenschaften . . . . .	161
4.5.2	Multiwellenlängenemission im Oktober 2008 . . . . .	162
4.5.3	Hoher und niedriger Flusszustand als Flare . . . . .	166
4.5.4	Multiwellenlängenemission im Dezember/Januar 2007/2008 . . . . .	170
4.5.5	Zusammenfassung . . . . .	173
4.6	HBL: Markarian 180 . . . . .	176
4.6.1	Eigenschaften . . . . .	176
4.6.2	Modellierung der unterschiedlichen Flusszustände . . . . .	176
4.6.3	Weitere Folgerungen . . . . .	179
4.7	HBL/IBL: B3 2247+381 . . . . .	180
4.7.1	Modellierung der unterschiedlichen Flusszustände . . . . .	180
4.7.2	Bestimmung der Beschleunigungsparameter . . . . .	185
4.8	HBL/IBL: 1 ES 1011+496 . . . . .	186
4.8.1	Eigenschaften . . . . .	186
4.8.2	Vergleich mit einem leptonischen Modell . . . . .	187
4.8.3	Modellierung der Detektion 2008 . . . . .	190

4.8.4	Flareszenarien für 1 ES 1011+496 im hadronischen Fall . . . . .	194
4.8.5	Weitere Berechnungen . . . . .	202
4.9	IBL/LBL: PKS 0521-365 . . . . .	204
4.9.1	Eigenschaften und Grundzustand . . . . .	204
4.9.2	Grundzustand und Ausbruchsszenario im hybriden Fall . . . . .	208
4.10	FSRQ: 3C 279 . . . . .	213
4.10.1	Eigenschaften . . . . .	213
4.10.2	Modellierung der Detektionen von MAGIC und Fermi-LAT . . . . .	215
4.10.3	Flareszenario der MAGIC-Erstdetektion . . . . .	218
4.10.4	Weitere Berechnungen . . . . .	222
4.11	FSRQ: 3C 454.3 . . . . .	223
4.11.1	Zusammenfassung der Beobachtungen und Folgerungen . . . . .	223
4.11.2	Modellierung der Multiwellenlängendaten von 2008 . . . . .	225
4.11.3	Flare im Dezember 2009 . . . . .	228
<b>5</b>	<b>Allgemeine Aussagen und Folgerungen</b>	<b>233</b>
5.1	Zusammenfassende Betrachtung der Quellen . . . . .	233
5.2	Blazar-Sequenz als ein Maß für die Hadronendichte im AGN Jet . . . . .	238
5.3	Folgerungen für UHECRs . . . . .	247
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>251</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	251
6.2	Ausblick . . . . .	255
	<b>Literatur</b>	<b>259</b>
	<b>Publikationsliste</b>	<b>310</b>
	<b>Index</b>	<b>312</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>321</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>322</b>
	<b>Eigenständigkeitserklärung</b>	<b>325</b>

*“Da steh ich nun, ich armer Thor,  
Und binn so klug als wie zuvor.”*

- Goethes Faust (1774)





# 1 Überblick und Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Emission von Blazaren. Mit dem vereinheitlichenden Modell von Urry u. Padovani (1995) gelingt es verschiedene extragalaktische Objekte als Aktive Galaxienkerne zu verstehen, wobei die unterschiedlichen Erscheinungsformen von Radiogalaxien, Quasaren bis hin zu den Blazaren alleine durch Beobachtungswinkel relativ zum hochrelativistischen Ausfluss des Aktiven Galaxienkerns zu Stande kommen. Dieses Modell beschreibt selbstverständlich auch den prinzipiellen Aufbau eines Aktiven Galaxienkerns. Radiolauter sowie auch radioleise Quasare (d.h. Seyfert-Galaxien) unterscheiden sich dabei durch das (nicht) Vorhandensein des relativistischen Jets. Dieser kann zudem unterschiedlich ausgeprägt sein, wie man es anhand der stark unterschiedlichen Längenskalen in den beiden Fanaroff-Riley Klassen für Radiogalaxien ableiten kann.

Diese Dissertation beschäftigt sich dabei mit der AGN-Klasse der Blazare, welche unter einem sehr geringen Beobachtungswinkel des relativistischen Ausflusses wahrgenommen werden. Bedingt durch diesen ist die detektierbare Strahlung solcher Objekte stark durch die relativistische Emission des Jets bestimmt. Sie eignen sich also hervorragend um durch ihre spektrale Emission und deren Eigenschaften Vorgänge innerhalb des relativistischen Ausflusses zu untersuchen und damit Folgerungen für dessen Entstehung und allgemeine Eigenschaften von Aktiven Galaxienkernen zu ziehen. Seit der Bestimmung der Rotverschiebung des ersten Quasars (Greenstein 1963), der Entdeckung von hochrelativistischen Ausflüssen von Radiogalaxien (Bolton et al. 1949; Kellermann et al. 2007) und Detektion der Gammaemission, wie man sie aufgrund der relativistischen Geschwindigkeiten im Jet von Aktiven Galaxienkernen erwartet, von Blazaren (z.B. Lamb et al. 1991) haben sich die relevanten Experimente stets verbessert. Sie erlauben so mit den Modellen wie Urry u. Padovani (1995) ein prinzipielles Verständnis von Aktiven Galaxienkernen und der relevanten Akkretionsphysik. Trotz dieser und weiterer theoretischer

## 1 Überblick und Einleitung

Fortschritte bleiben viele wesentliche, auch interdisziplinäre, Fragen im Zusammenhang mit der Physik des relativistischen Ausflusses ungeklärt. Dies beginnt bereits bei der Entstehung des Jets in der Kerr-Geometrie eines rotierenden schwarzen Lochs, das favorisierte Szenario ist hier der Blandford-Znajek Mechanismus, es ist aber nicht klar, ob nicht doch z.B. Akkretionsscheibenwinde (Blandford-Payne Szenario) eine tragende Rolle spielen. Die Art der Jetentstehung wird Auswirkungen auf die prinzipiellen Eigenschaften des relativistischen Ausflusses, auf den Kollimationsmechanismus des Jets und schließlich dessen Dekollimation haben. Vor allen Dingen die Spezies der relativistischen Teilchen innerhalb des Ausflusses ist direkt mit den Emissionsprozessen verknüpft. Mit den Blazaren und deren Spektren ist es möglich direkt Informationen über das Innere des Jets zu erhalten. Die gewonnenen Erkenntnisse müssen natürlich nach dem vereinheitlichenden Modell immer konsistent mit den anderen Erscheinungsformen von Aktiven Galaxiekernen sein.

Das Spektrum von Blazaren erstreckt sich vom Radiobereich bis in den hohen Gammastrahlungsbereich bei  $\approx 10^{27}$  Hz. Dabei zeigen die Blazar-Spektren in der  $\nu F_\nu$ -Auftragung stets zwei mehr oder weniger ausgeprägte Maxima. Eines befindet sich im optischen bis Röntgenspektralbereich, das zweite im MeV- bis Gammastrahlungsbereich. Man spricht deshalb auch von  $\nu F_\nu$ -Peaks oder einer Doppelhöckerstruktur der spektralen Energieverteilung von Blazaren. Mit den heutigen Experimenten ist es möglich, diese vom Radiobereich (z.B. Effelsberg, VLA) über den optischen und Röntgenspektralbereich mit KVA, Swift und RXTE sowie mit Fermi-LAT und den Air-Cherenkov Teleskopen im Gamma-Bereich sehr gut zu vermessen, lediglich der MeV-Bereich ist momentan nicht instrumentell abgedeckt. Damit steigt die Verfügbarkeit von simultanen Daten von Blazaren. Dies ist äußerst wichtig für das theoretische Verständnis, denn Blazar-Spektren sind keineswegs statisch, sondern zeigen ein starkes Variabilitätsverhalten über mehrere Größenordnungen auf Zeitskalen von Monaten bis hinunter auf wenigen Minuten.

Der Auslöser dieser Variabilität und ob es Unterschiede zwischen den Langzeit- und Kurzzeitvariationen gibt, ist zusammen mit der Frage, welcher Strahlungsprozess für den Hochenergiepeak des Blazar-Spektrums verantwortlich ist, ungeklärt. Während der erste  $\nu F_\nu$ -Peak durch Synchrotronemission von lorentzgeboosteten Elektronen zu Stande kommt, hängt der zweite stark von den Teilchenpopulationen innerhalb des Jets ab. Die Diskussion ob, es sich um invers Comptongestreuete Photonen des ersten Maximums handelt, oder ob eine relativistische hadronische Komponente verantwortlich ist, wird seit

der Entdeckung der Gammaemission von Blazaren geführt. Hochrelativistische Protonen in AGN Jets werden dabei Auswirkungen auf das kosmische Strahlungsspektrum im sehr hohen Energiebereich haben. Für viele Modelle ist die Position der gammastrahlungsemitierenden Region innerhalb des Jets relativ zum zentralen schwarzen Loch entscheidend, welche aber mit heutigen Air-Cherenkov Teleskopen (MAGIC, H.E.S.S. und VERITAS) nicht aufgelöst werden kann. Auch hier gibt es eine Debatte, ob diese sich nahe der Zentralregion oder im Bereich der Radioknoten befindet. Zudem ist ungeklärt, welcher Mechanismus die Teilchen des hochrelativistischen Ausflusses beschleunigt und ob es zu wiederholter Beschleunigung an stehenden Schockwellen, z.B. an den Radioknoten, kommt.

Ferner gibt es einen Zusammenhang zwischen der Luminosität eines Blazars und den Positionen der Maxima in den Spektren: Je höher die Leuchtkraft eines Blazars, desto niedriger sind die  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen. Im Hochenergiebereich von Fermi-LAT und den Air-Cherenkov Teleskopen bedeutet dies, dass die spektrale Härte mit steigender Leuchtkraft sinkt. Dieser phänomenologische Zusammenhang ist bereits seit Fossati et al. (1998) bekannt. Mit der heutigen Datenbasis wird es mehr und mehr klar, dass es sich dabei nicht um einen Selektionseffekt handelt, sondern tatsächliche Eigenschaften von Blazaren beschreibt. Nach Stärke der Linienemission bzw. nach dem Verhältnis des gemessenen Flusses in zwei Energiebändern klassifiziert man Blazare in Subkategorien. Flachspektrum Radioquasare haben neben dem dominanten Spektrum des relativistischen Ausflusses eine ausgeprägte Linienemission. Mit sinkender Leuchtkraft nimmt diese ab, man klassifiziert diese als BL Lac Objekte. Was dabei der physikalische Unterschied zwischen den Blazaren ist und was die Blazar-Sequenz bedingt, stellt eine weitere zentrale offene Frage auf dem Gebiet der Aktiven Galaxienkerne dar. Vor allen Dingen anhand der Blazar-Sequenz erkennt man, dass die Modellierung eines einzelnen Blazars kaum zum Verständniserfolg beitragen kann, nur durch eine mehr oder weniger globale Betrachtung (d.h. auch die Modellierung vieler unterschiedlicher Blazartypen entlang dieser Sequenz) können diese Fragen adressiert werden. Im Zusammenspiel mit weiteren theoretischen Modellen und Beobachtungen sowie numerischen Simulationen kann es mit einem Strahlungsmodell, wie hier vorgestellt, gelingen auch weitere zentrale Fragestellungen der Jetphysik zu klären.

Das in dieser Arbeit vorgestellte spektrale, zeitabhängige und vollständig selbstkonsistente, hybride Emissionsmodell soll, zusammen mit der implementierten Beschleuni-

gungstheorie, viele dieser offenen Fragen adressieren. Es handelt sich um ein Modell, dass sowohl Elektronen als auch Protonen innerhalb des relativistischen Ausflusses eines Aktiven Galaxienkerns berücksichtigt. Welche Strahlungsprozesse relevant sind, hängt dabei alleine von den gewählten Parametern ab, welche sich wiederum über das vereinheitlichende Modell und Beobachtungen einschränken lassen. Damit ist es möglich mit einem einzigen Modell alle Blazartypen, wie sie in der Blazar-Sequenz vorkommen, konsistent mit diesem zu beschreiben. Mit Hilfe der Beschleunigung ist es dem vorgestellten Modell möglich, Ausbrüche, bei denen sich der gemessene Fluss eines Blazars sehr stark ändert, zeutabhängig und konsistent zu beschreiben. Es zeigt sich, dass die zeitliche Information, die man dabei gewinnt, die wichtigste Signatur ist um leptonische von hadronisch dominierten Blazaren zu unterscheiden, da man keine Messungen von Neutrinos von individuellen Quellen erwarten kann (Vitells u. Gross 2011; Abbasi et al. 2011). Bei der Modellierung der individuellen Quellen (Kapitel 4) werden stets simultane Daten verwendet und die Variabilität des Blazars ausgenutzt um i) die Modellparameter weiter einzuschränken und ii) die relevanten Teilchenpopulationen innerhalb des relativistischen Ausflusses zu bestimmen. Ziel ist es zunächst für die einzelnen Quellen den Grund für die Kurzzeitvariabilität zu finden. Dabei werden auch Aussagen über den Grundzustand und die Langzeitvariabilität möglich.

Mit der Modellierung von zehn unterschiedlichen Quellen entlang der Blazar-Sequenz, teilweise in verschiedenen Flusszuständen, ergeben sich sechs bzw. zehn Parametersätze für HBLs, vier bzw. zwei für IBLs sowie zwei für typische LBLs und vier für Flachspektrum Radioquasare (siehe Kapitel 5). Damit es es möglich Aussagen zu den physikalischen Unterschieden in den individuellen Objekten sowie in der jeweiligen Klasse der Blazare zu treffen. Wobei die Klassifikation von Blazaren nach phänomenologischen Gesichtspunkten hier durch eine physikalische ersetzt wird und sich die Abgrenzung damit leicht verändert. Anhand dieses Ergebnisses und eines generischen Spektrums wird die Blazar-Sequenz in Kapitel 5 als evolutionäres Szenario der Art  $FSRQ \rightarrow LBL \rightarrow IBL \rightarrow HBL$  beschrieben. Es zeigt sich, dass die Hadronendichte innerhalb des relativistischen Ausflusses dabei eine sehr entscheidende Rolle spielt. Auf dieser Basis kann man eine Klassifikation der Blazare nach ihrem “Entwicklungsstand” innerhalb der Blazar-Sequenz und damit der Hadronendichte gewinnen.

Die Tatsache, dass nicht alle relativistischen Ausflüsse von Aktiven Galaxienkernen auch Protonen beschleunigen, wirkt sich auf mögliche Quellen der ultrahochenergetischen kos-

mischen Strahlung unter den Blazaren aus. Entscheidend ist v.a., dass es eine signifikante Verteilung der Hadronizität des Ausflusses mit der Blazar-Sequenz gibt und HBLs, welche die höchsten  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen aufweisen, rein leptonisch dominiert scheinen, siehe Kapitel 4 und Kapitel 5. Es genügt nicht, alleine das Hillas-Kriterium zur Bestimmung der Quellen von UHECRs zu verwenden.

Es wird in dieser Arbeit mit einem Strahlungsmodell also v.a. die Frage nach der Zusammensetzung der relativistischen Ausflüsse Aktiver Galaxienkerne geklärt. Damit ist es möglich die Blazar-Sequenz physikalisch zu motivieren und direkt Aussagen zu möglichen Quellen extragalaktischer kosmischer Strahlung zu machen. Die Komposition des Jets ist natürlich unmittelbar mit der Entstehung verknüpft, welche dadurch mit weiteren Modellen untersucht werden kann. Das vorgeschlagene hybride und zeitabhängige Strahlungsmodell ist dabei nicht auf eine bestimmte Position der Gammaemission innerhalb des relativistischen Ausflusses angewiesen, wie es bei anderen Modellen der Fall ist. Mit Hilfe der Verknüpfung der gemessenen Spektren mit Teilchenpopulationen kann, zusammen mit der korrekten Behandlung der Beschleunigung innerhalb des Jets, auf plasmaphysikalische Größen geschlossen werden, welche als zusätzliche Informationsquelle zur Einschränkung der Parameter dienen. Nur diese selbstkonsistente Beschreibung ermöglicht allgemeine Aussagen über die globalen Eigenschaften von Blazaren und nicht nur über individuelle Quellen, nur so können die oben genannten wichtigen physikalischen Fragen bezüglich Akkretions- und Jetphysik geklärt werden.

In Kapitel 2 wird zunächst der theoretische Hintergrund sowie der Stand der Forschung zu Aktiven Galaxienkernen und Blazaren, sowie der Jetphysik beschrieben. Es wird insbesondere auf die theoretischen Strahlungsmodelle und deren Relevanz, sowie das “Unified Model”, die Blazar-Sequenz und deren Implikationen eingegangen. Das selbstkonsistente hybride Strahlungsmodell wird in Kapitel 3 ausführlich dokumentiert. Es wird auf die relevanten Prozesse eingegangen und Testfälle beschrieben (Modellparameter: Abschnitt 3.6). Kapitel 4 beschäftigt sich mit den individuellen Quellen und den hier möglichen Aussagen. Schließlich werden die Ergebnisse zu den Grundzuständen im Rahmen der Blazar-Sequenz untersucht. Daraus ergeben sich Folgerungen für die möglichen Quellen der hochenergetischen kosmischen Strahlung unter den Blazaren.



# 2 Theoretischer Hintergrund

## 2.1 Transport elektromagnetischer Strahlung

Photonen, also elektromagnetische Felder, eignen sich hervorragend als Informationsträger für astrophysikalische Quellen wie Sterne, Galaxien, Staub, Pulsare, etc., da sie wie Neutrinos elektrisch neutral sind und somit nicht durch das interstellare und -galaktische Magnetfeld abgelenkt werden. Der Transport findet also, abgesehen von Streuung, ballistisch statt. Nach Abzug des Hintergrunds kann man diese somit eindeutig einer Quelle zuordnen. Im Gegensatz zu Neutrinos können Photonen und deren Spektren mit einer Vielzahl von Experimenten in einem großen Energiebereich, welcher von Radiowellen bis zu Gammastrahlung reicht, auf der Erde beobachtet werden. Damit Rückschlüsse auf die physikalischen Mechanismen in den Quellen möglich werden, ist es besonders bei extragalaktischen Objekten wichtig zu verstehen, wie sich die emittierten Spektren auf dem Weg durch das intergalaktische Medium zu uns verändern, aber auch wie sie intrinsisch zu Stande kommen. Hier sind die Grundlagen der Strahlungstheorie von besonderer Bedeutung, weitere Informationen hierzu finden sich z.B. in Pohl (2002).

### 2.1.1 Definitionen wichtiger Größen

#### Spezifische Intensität

Die Energiemenge  $dE$  im Frequenzintervall  $d\nu = [\nu, \nu + d\nu]$ , die pro Zeiteinheit  $dt$  durch ein Flächenelement  $d\sigma$  im Raumwinkel  $d\Omega$  (Richtung  $\theta, \phi$ ) strömt, nennt man Strahlungsintensität  $I_\nu$ .

$$I_\nu(\theta, \varphi) = \frac{dE}{d\nu dt \cos(\theta) d\sigma d\Omega} \quad (2.1)$$

Wobei  $\theta$  der Neigungswinkel des Flächenelements relativ zur Strahlungsrichtung ist, somit gilt für das Raumwinkelement  $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\varphi$ . Im CGS-Einheitensystem hat

## 2 Theoretischer Hintergrund

die spezifische Intensität die Einheit  $[I_\nu] = \text{erg m}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$ . Für die Strahlungsintensität pro Wellenlänge  $d\lambda = [\lambda, \lambda + d\lambda]$  ergibt sich nach der Transformation differentieller Größen:

$$I_\nu d\nu = I_\lambda d\lambda \quad \wedge \quad c = \lambda\nu \rightarrow I_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} I_\nu \quad (2.2)$$

Die Gesamtintensität erhält man nach Integration über den relevanten Frequenz- / Wellenlängenbereich.

$$I = \int_0^\infty d\nu I_\nu = \int_0^\infty d\lambda I_\lambda \quad (2.3)$$

### Photonenzahldichte

In dieser Arbeit ist es hilfreich nicht die spezifische Intensität sondern die Photonenzahldichte  $n_{\text{Ph}}(\nu)$  pro Volumen  $dV$  im Frequenzintervall  $d\nu = [\nu, \nu + d\nu]$  zu betrachten.

$$n_{\text{Ph}}(\nu) = \frac{dN}{dV d\nu} = \frac{1}{h\nu} \frac{dE}{dV d\nu} \quad (2.4)$$

Mit der Identität  $dV = dA \cdot c dt$  findet man eine Umrechnung der beiden Größen.

$$n_{\text{Ph}}(\nu) = \frac{1}{h\nu c} \int I_\nu d\Omega \quad (2.5)$$

Im isotropen Fall  $I_\nu(\Omega) = I_\nu$  liefert die Integration über den Raumwinkel  $d\Omega$  in Gl. (2.5) lediglich einen Faktor  $4\pi$ .

### Strahlungsfluss

Die Strahlungsleistung durch ein Flächenelement  $d\sigma$  nennt man Strahlungsfluss (2.6)

$$F_\nu d\sigma = \int I_\nu(\theta, \varphi) \cos(\theta) d\Omega d\sigma = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I_\nu(\theta, \varphi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\varphi d\theta d\sigma \quad (2.6)$$

mit der Einheit  $[F_\nu] = \text{erg}/\text{cm}^2$ . Für kugelförmige Objekte wie z.B. den Blob innerhalb des relativistischen Jets gilt  $I_\nu(\theta, \varphi) = I_\nu(\theta)$  und somit nach Integration (2.6)  $F_\nu(R) = \pi I_\nu$ , wobei  $R$  der Radius des Objekts ist. Der Beobachter im Abstand  $r$  nimmt den Fluss (2.7) wahr.

$$F_\nu(r, R) = F_\nu(R) \frac{R^2}{r^2}, \quad (2.7)$$

denn das Raumwinkelelement verringert sich wie  $\frac{R^2}{r^2}$  mit dem Abstand.



## Leuchtkraft

Ein weiterer wichtiger Begriff im Zusammenhang mit dem Transport elektromagnetischer Strahlung ist die spezifische Leuchtkraft; sie ist ein Maß für die gesamte abgestrahlte Leistung in einem Frequenzbereich  $d\nu = [\nu, \nu + d\nu]$ .

$$L_\nu = \frac{dE}{dt d\nu} \quad (2.8)$$

Für ein kugelförmiges emittierendes Objekt mit Radius  $R$  folgt  $L_\nu = 4\pi r^2 F_\nu(R)$ . Man kann also aus dem ermittelten Fluss auf die Leuchtkraft des Objekts schließen. Vergleicht man dies mit der Leuchtkraftentfernung, kann man z.B. Rückschlüsse auf die Expansion des Raumes (oder umgekehrt) ziehen.

### 2.1.2 Strahlungstransportgleichung

Bei der Propagation elektromagnetischer Strahlung durch den Raum bleibt ihre spezifische Intensität nicht zwingend erhalten. Emissions- und Absorptionsprozesse entlang der Sichtlinie sorgen für Energiegewinne und -verluste.

#### Emissionsprozesse

Der spontane Emissionskoeffizient  $j_\nu$  ist

$$j_\nu = \frac{dE}{dt dV d\nu d\Omega} = \frac{dE}{dt dA ds d\nu d\Omega} = \frac{dI_\nu}{dl} \quad (2.9)$$

Gleichung (2.9) gibt an, wieviel Photonenenergie  $dE$  in einem Volumenelement  $dV$  und Frequenzbereich  $d\nu = [\nu, \nu + d\nu]$  emittiert wird, also wie sich die Strahlungsintensität  $I_\nu$  entlang des Sichtlinienelements  $dl$  ändert. Ist die Emission isotrop, so gilt

$$j_\nu = \frac{1}{4\pi} P_\nu \quad (2.10)$$

mit der Leistung in einem Frequenzbereich  $P_\nu = \frac{dE}{dt dV d\nu}$ , d.h.  $\frac{dI_\nu}{ds} = \frac{1}{4\pi} P_\nu$ .

#### Absorptionsprozesse

Verlustprozesse der Strahlung in einem Volumenelement  $dV$  in Ausbreitungsrichtung werden mit dem frequenz- und prozessabhängigen Absorptionskoeffizienten  $\alpha_\nu$  berücksichtigt.

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\alpha_\nu I_\nu \quad (2.11)$$

## 2 Theoretischer Hintergrund

Definiert man die optische Tiefe mit dem Integral entlang der Sichtlinie  $l$

$$\tau_\nu = \int_0^l \alpha_\nu dl , \quad (2.12)$$

dann lässt sich die Absorption entlang der Sichtlinie als Lambert-Beer'sches Absorptionsgesetz (2.13) darstellen. D.h. der Absorptionskoeffizient (2.11) ist als Anzahldichte  $n$  der Streuzentren mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_n$  gegeben.

$$I_\nu(s) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} \quad (2.13)$$

Gilt  $\tau_\nu \ll 1$  im betrachteten oder gesamten Frequenzbereich spricht man vom optisch dünnen Fall, für  $\tau_\nu \gg 1$  werden Medien als optisch dick (vgl. Gleichung (2.13)) bezeichnet. Ist ein Volumen in einem Frequenzbereich optisch dick, so kann kaum Strahlung dieses Frequenzbereichs aus diesem "entkommen" und somit beobachtet werden. Dies gilt z.B. im selbstabsorbierten Bereich von Blobs oder auch für den intergalaktischen Raum für Gammastrahlung (siehe nächster Abschnitt).

### Gesamtbilanz

Betrachtet man Emission und Absorption entlang eines Weges  $dl$ , so gilt Gleichung (2.14) für die Änderung der spezifischen Intensität.

$$\frac{dI_\nu}{dl} = j_\nu - \alpha_\nu I_\nu \quad (2.14)$$

Für homogene Medien mit isotroper Emission gilt

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.15)$$

mit der Quellfunktion  $S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}$ . Die Strahlungstransportgleichung Gl. (2.14) lässt sich dann schreiben als

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu , \quad (2.16)$$

deren formale Lösung  $I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau')e^{-\tau_\nu+\tau'} d\tau'$  ist. Für  $\tau_\nu \gg 1$  gilt Gleichung (2.17).

$$I_\nu \propto S_\nu \quad (2.17)$$

Im optisch dünnen Fall ( $\tau_\nu \ll 1$ ) ergibt die Taylorreihe bis Ordnung  $\mathcal{O}(1)$ :

$$I_\nu = s \cdot j_\nu \quad (2.18)$$

Die spezifische Intensität ist in diesem Fall also nur durch die Emission bestimmt. Nicht berücksichtigt wurden in dieser einfachen Betrachtung der Strahlungstransportgleichung vorhandene Streuprozesse der Strahlung. Diese sind viel schwieriger zu behandeln als reine Absorptions- oder Emissionsprozesse, da die Streuung logischerweise von der einfallenden Strahlung abhängt. Hierzu müssen Integro-Differentialgleichungen, siehe beispielsweise Pohl (2002), gelöst werden. Eine solche Betrachtung ist aber in dieser Arbeit nicht nötig und wird deshalb nicht weiter beschrieben.

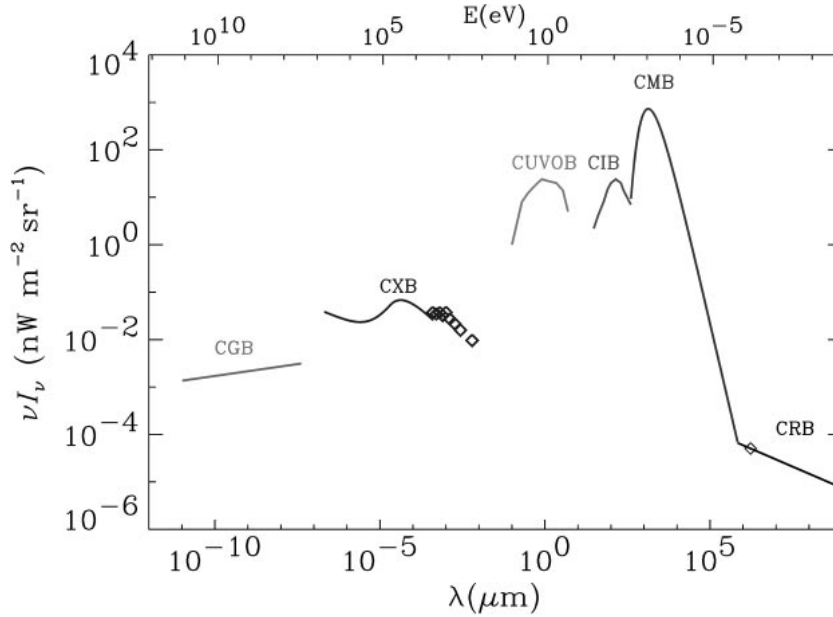
### 2.1.3 Absorption am extragalaktischen Hintergrund

Wie beispielsweise bei der Absorption von Infrarotstrahlung in intergalaktischen Staubwolken müssen bei hochenergetischer Gammastrahlung Absorptionsprozesse berücksichtigt werden um das intrinsische Spektrum der Quelle bestimmen zu können.

Wegen der geringen Teilchendichte im intergalaktischen Medium sind Streu- und Absorptionsprozesse zwischen Teilchen und Photonen aus einer Quelle verschwindend gering und können vernachlässigt werden. Allerdings ist der Raum zwischen Galaxien und -haufen von einem diffusem Hintergrundlicht (*engl.* extragalactic background light - EBL) durchsetzt. Es entsteht im sichtbaren und UV-Bereich hauptsächlich durch die kumulierte isotrope thermische Abstrahlung von Sternen. Die Strahlung von intergalaktischen Gaswolken erzeugt ein isotropes Licht im Infrarot- und Submillimeterbereich. Dazu gesellt sich die Reliktstrahlung aus der Galaxien- und Sternenentwicklung im frühen Universum, als Strahlung und Materie entkoppelten. Bei niedrigeren Energien dominiert der kosmische Mikrowellenhintergrund (*engl.* cosmic microwave background - CMB). Dieser ist der abgekühlte Rest der heißen Phase des Universums vor der Inflation und besitzt das Spektrum eines schwarzen Strahlers einer Temperatur von  $T = 2.7\text{K}$  (mit sehr kleinen Fluktuationen). Bei relativ kleinen Wellenlängen (CXB) tragen aktive Galaxienkerne selbst und Gammastrahlungsausbrüche mit bis zu 20% zum EBL bei, siehe Abbildung 2.1. Gilt  $h^2 m_e^{-2} c^{-4} \nu_Q \nu_{\text{EBL}} > 1$ , so wird die Erzeugung eines Elektron-Positron Paares

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (2.19)$$

möglich. Die Gammastrahlung  $\nu > 10^{25}\text{Hz}$  wechselwirkt mit verschiedenen Teilen des EBL. Um die optische Tiefe  $\tau_{\gamma\gamma}$  für diesen Prozess bestimmen zu können benötigt man

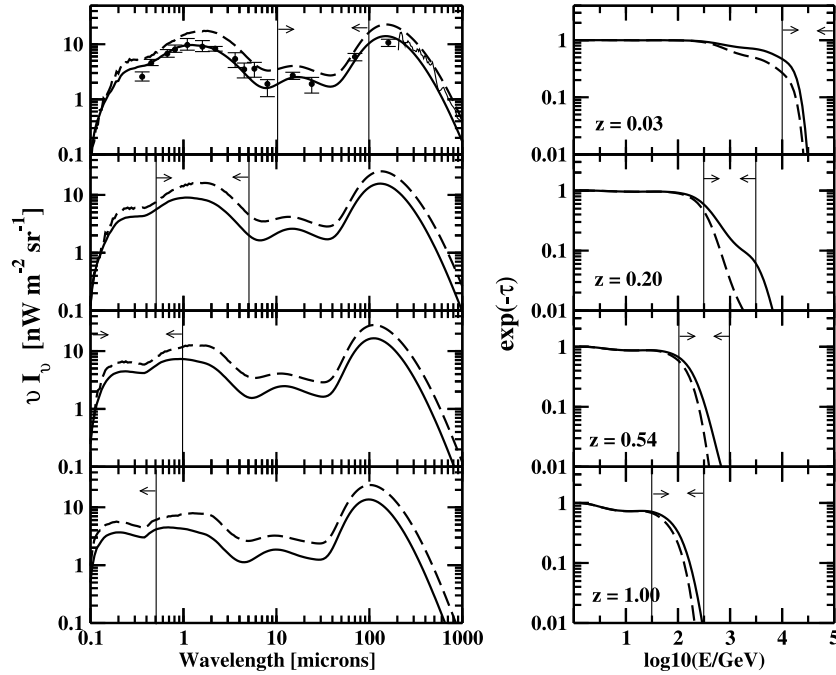


**Abbildung 2.1:** Überblick der wichtigen Beiträge zum EBL, aus Hauser u. Dwek (2001). Für die Absorption von Gammastrahlung aus Blazaren ist v.a. der Bereich zwischen  $10^{-2} \mu\text{m}$  (nahe kosmischer Röntgenhintergrund) und  $10^3 \mu\text{m}$  (ultravioletter kosmischer Hintergrund / kosmischer Infrarothintergrund) relevant. Dies dient nur der Einordnung, zur Bestimmung des (energieabhängigen) Absorptionsfaktors muss dieser Teil genau vermessen und modelliert werden, siehe z.B. Abbildung 2.2.

also die Kenntnis über die Struktur des EBL v.a. im Bereich  $0.1 \mu\text{m}$  bis  $1000 \mu\text{m}$ , da hier die Schwellenergie für die Wechselwirkung mit Gammaphotonen aus Blazaren genau ausreicht. Werden in Quellen Photonen mit Energien  $> 10^{31} \text{Hz}$  erzeugt, können diese auf der Erde kaum bis überhaupt nicht gemessen werden, da hier die Schwellenergie für die Paarerzeugung mit CMB Photonen ausreicht und aufgrund dessen relativ hoher Dichte (siehe Abbildung 2.1) praktisch alle hochenergetischen Photonen absorbiert werden, vgl. auch GZK-Cutoff im kosmischen Strahlungsspektrum (Abschnitt 2.6.3).

Die Abschätzung des EBL in dem relevanten Bereich ist allerdings keine triviale Angelegenheit, und eine direkte Messung über den isotropen Anteil der uns umgebenden Strahlung liefert lediglich eine Obergrenze. Eine Untergrenze erhält man, wenn man den integrierten Beitrag der gefundenen Galaxien betrachtet (Kneiske u. Dole 2008). Zur besseren Modellierung benötigt man neben einer Kenntnis über die Galaxiendichte und der durchschnittlichen Anzahl der Sterne pro Galaxie sowie der zusätzlichen “Quellen” auch Informationen über die zeitliche Entwicklung des Universums, insbesondere der

Expansionsgeschwindigkeit. Man ist also auf die Analyse kosmologischer Parameter angewiesen und benötigt Annahmen über die verschiedenen Phasen des Universums. Da das EBL von der Entwicklung des Universums abhängt, wird es bei verschiedenen Rotverschiebungen unterschiedlich sein. All diese Parameter machen es schwierig das EBL in seiner Struktur und ‘‘Dichte’’ exakt zu bestimmen, es existieren aber unterschiedliche Modelle und Vorgehensweisen (z.B. Primack et al. (2005); Kneiske u. Dole (2008); Kneiske et al. (2004). In Hauser u. Dwek (2001) sind Messungen und Modelltypen in einer Übersicht dargestellt.).



**Abbildung 2.2:** (links) Ein Minimalmodell für das EBL in dem für die Absorption von Gammastrahlung relevanten Bereich bei verschiedenen Rotverschiebungen  $z$ . Die Datenpunkte ergeben sich über den integrierten Beitrag der bekannten Galaxien, wie sie bei All-Sky untersuchungen gewonnen werden. In den Fehlerbalken ist die Korrektur durch großskalige Zusammenhänge kodiert. Hier wird der Einfluss der Entwicklung des Universums bzw. der Sternentstehung deutlich. (rechts) Zugehöriger Absorptionsfaktor  $e^{-\tau}$  berechnet nach (2.20), die vertikalen Linien geben an welche EBL-Photonen den größten Beitrag zur Absorption liefern, aus Kneiske u. Dole (2008)

Abbildung 2.2(links) zeigt die Struktur des EBL im mitbewegten System für verschiedene Rotverschiebungen  $z$  in dem für Gammastrahlung relevanten Bereich. In Abbildung 2.2(rechts) ist die zugehörige Absorptionsrate für Gammaphotonen der Energie  $E$  dar-

## 2 Theoretischer Hintergrund

gestellt. Die optische Tiefe  $\tau$  bei Rotverschiebung  $z$  wird dabei durch Integration, Gl. (2.20), bestimmt (Kneiske et al. 2004).

$$\tau_{\gamma\gamma}(E, z) = c \int_0^z dz' \int_0^2 d\mu \int_{\epsilon_{\text{thr}}}^{\infty} d\epsilon \frac{dl}{dz'} n(z', \epsilon) \sigma_{\gamma\gamma}(E, \epsilon, \mu, z') \quad (2.20)$$

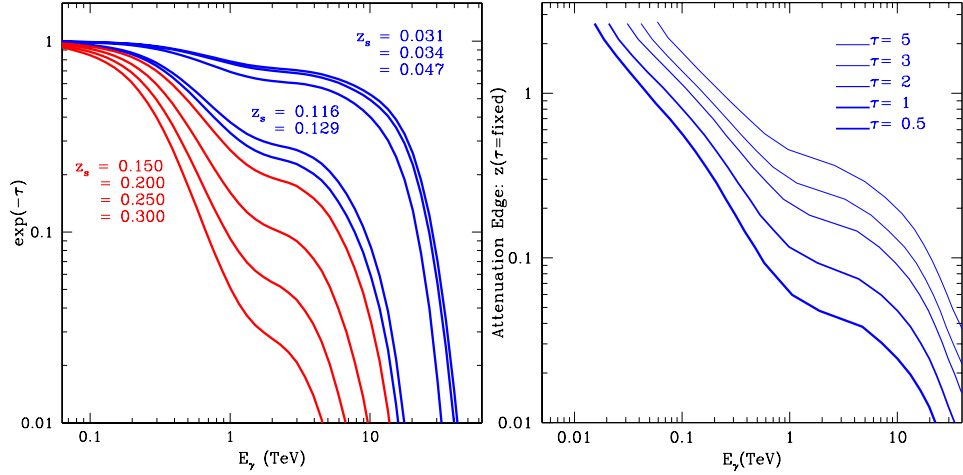
Dabei ist  $dl/dz$  das kosmologische Linienelement und  $\sigma_{\gamma\gamma}$  der Paarerzeugungswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons  $E$  und des EBL Photons  $\epsilon$ ,  $n(z, \epsilon)$  stellt die Dichte des EBL bei Rotverschiebung  $z$  dar, siehe z.B. Abbildung 2.2(links). Der gemessene Fluss für eine Quelle mit Rotverschiebung  $z$  ist also durch Gleichung (2.21) gegeben.

$$F(z) = F(0)e^{-\tau_{\gamma\gamma}} \quad (2.21)$$

Dabei ist  $F(0)$  der intrinsische Fluss der Quelle. Der Absorptionsfaktor für Gammastrahlung  $e^{-\tau_{\gamma\gamma}}$  hängt sehr stark vom gewählten EBL-Modell (also  $n(z, \epsilon)$ ) ab. Dies zeigt sich in Abbildung 2.3, welche  $e^{-\tau_{\gamma\gamma}}$  bei verschiedenen Rotverschiebungen für das Modell von Primack et al. (2005), sowie den zugehörigen Gammahorizont zeigt. Wie man sieht unterscheiden sich diese mitunter deutlich von denen in Abbildung 2.2(rechts). Man ist somit sehr sensitiv auf das gewählte  $n(z, \epsilon)$  wie man es aus Gleichung (2.20) für das jeweilige Modell bestimmt.

Abbildung 2.4 zeigt das von den Air-Cherenkov Teleskopen VERITAS und MAGIC gemessene Spektrum von 1 ES 1218+30.4 im Hochenergiebereich (Messdaten, siehe Albert et al. (2006a); Acciari et al. (2009)) und den Fit des niederenergetischen Zustandes mit einem Synchrotron-Selbst-Compton Modell (aus Weidinger u. Spanier (2010b)). Die schwarze Kurve wurde dabei mit dem EBL-Modell von Primack et al. (2005) für die Wechselwirkung mit dem EBL korrigiert. Die rote Kurve zeigt das intrinsische Spektrum der Quelle, welches im direkten Zusammenhang mit der Physik im Jet steht.

Das Spektrum wird durch die EBL-Korrektur zum einen also weicher und zum anderen sinkt logischerweise der gemessene Fluss im Hochenergiebereich. Die Absorption von Gammastrahlung an EBL-Photonen spielt also selbst für die relativ nahe gelegenen HBL-Blazare eine Rolle, wie man am Beispiel von 1 ES 1218+30.4 sehen kann, und wird umso relevanter, desto weiter die Quellen entfernt sind, also insbesondere für LBLs oder FSRQs. Die Tatsache, dass wir auch für sehr entfernte Quellen wie 3C 279 hochenergetische Strahlung messen können lässt nun natürlich auch wieder den Umkehrschluss

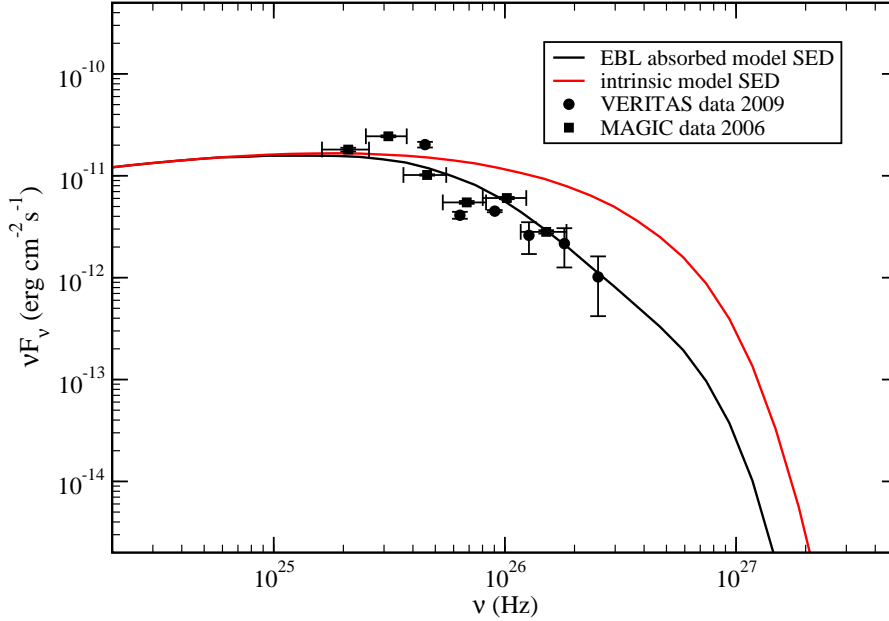


**Abbildung 2.3:** Das semi-analytische EBL-Modell von Primack et al. (2005) für die Rotverschiebung bekannter Blazare (blau) und weitere Werte (rot) sowie der Gammahorizont für ein bestimmtes  $\tau_{\gamma\gamma}$ . Die blauen Kurven rechts zeigen die Rotverschiebungen  $z$  bei denen die Gammastrahlung um einen Faktor  $e^{-\tau=\text{fixed}}$  (nach (2.21)) abgenommen hat.

auf das EBL zu. Man kann mit der Hilfe eines Emissionsmodells der Quelle, welches das intrinsische Spektrum dieser liefert, und den gemessenen Gammaphotonen Hinweise auf das EBL erhalten, v.a. was dessen maximale Dichte und Struktur in einem Energiebereich anbelangt. Die Untersuchungen gehen mittlerweile sogar so weit, dass man mit EBL und Emissionsmodellen auf die Entfernung einer Quelle schießt (z.B. Böttcher 2010). Dies alles trägt dazu bei, die Struktur und Dichte des EBL weiter einzugrenzen was wiederum hilft bessere intrinsische Quellspektren aus den gemessenen, absorbierten, Daten zu erhalten.

### 2.1.4 Entfernungen

In einem flachen, euklidischen Raum ist es trivial Entfernungen zu bestimmen. In der allgemeinen Relativitätstheorie stellen Raum und Zeit keinen festen Hintergrund mehr dar, Gravitation beispielsweise verändert die Geometrie des Raumes (Peacock 1999). Wichtiger ist es allerdings noch, bei der Bestimmung von Entfernungen die Expansion des Universums zu berücksichtigen. Diese kann mathematisch durch die Entwicklung des Skalenparameters  $a(t)$ , wie er in der Friedmann-Gleichung vorkommt, beschrieben werden. Entfernungen hängen also auch von dem zugrunde liegenden Friedmann-Modell des



**Abbildung 2.4:** Die intrinsische und absorbierte spektrale Energieverteilung von 1 ES 1218+30.4 im Hochenergiebereich nach dem Modell von Weidinger (2009). Die Messtdaten von MAGIC 2006 und VERITAS 2009 stammen aus Albert et al. (2006a) bzw. Acciari et al. (2009), das Modell für die gesamte spektrale Energieverteilung für 1 ES 1218+30.4 ist in Weidinger u. Spanier (2010b) zu finden.

Universums ab. Eine Folge dessen ist, dass die auf unterschiedlichem Wege bestimmten Entfernungen (Laufzeitentfernung, mitbewegte Entfernung, Winkelentfernung, Leuchtkraftentfernung) im Allgemeinen nicht zum selben Ergebnis, wie das bei einer flachen Raumzeit (Minkowski-Metrik als Vierer-Erweiterung der Euklidischen Geometrie) der Fall wäre, führen. Um trotzdem eine Vergleichbarkeit der gemessenen Entfernungen zu erhalten muss man wissen, wie man diese ineinander umrechnen kann. Hiefür sind der Skalenfaktor und die zeitliche Entwicklung des Universums wichtig.

### Der Skalenfaktor

Die ständige Expansion des Universums wurde erstmalig von Hubble nachgewiesen. Man kann diese Tatsache mathematisch mit dem Skalenfaktor Gl. (2.22) beschreiben.

$$a(t) \text{ mit } a(t_{\text{today}}) = a_0 = 1 \text{ und } a(t < t_{\text{today}}) < a_0 \quad (2.22)$$



Mit dem Skalenfaktor  $a(t)$  wird also beschrieben, wie sich der Abstand von Objekten im Universum aufgrund der Expansion, und nicht wegen deren Relativbewegung, ändert. Die zeitliche Entwicklung von Gleichung (2.22) wird durch die Friedmann-Gleichungen (2.23), (2.24), welche aus den Feldgleichungen der allgemeinen Relativitätstheorie hervorgehen (Peacock 1999), beschrieben. Die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist mit  $c = 2.99 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$  nach heutigem Wissensstand eine Konstante, deshalb ist es wichtig  $a(t)$  zu jedem Zeitpunkt zu kennen, denn die Informationen (= elektromagnetische Wellen) benötigen bei kosmologischen Entfernungen eine (lange) Zeitdauer bis sie uns erreichen. Das Licht, welches wir beobachten, hat u.U. schon viele Entwicklungsphasen des Universums durchlaufen, in denen dieses noch nicht so stark expandiert war.

$$H^2(t) = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{8\pi G}{3} \left[ \rho(t) + \Lambda + \frac{\rho_{\text{cr}} - \rho_0}{a^2(t)} \right] \quad (2.23)$$

Aus der Integration der Feldgleichungen ergibt sich die kosmologische Konstante  $\Lambda$  als Integrationskonstante,  $\rho(t)$  beschreibt die zeitliche Entwicklung der totalen Energiedichte des Universums, mit dem heutigen Wert  $\rho_0$  und  $\rho_{\text{cr}} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$ . Es wird der heutige Wert für die Hubble-Konstante (Peacock 1999)  $H_0 = (72 \pm 8) \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$  verwendet. Mittels der Dichteparameter  $\Omega_x = \frac{\rho_x}{\rho_{\text{cr}}}$  lässt sich die Friedmanngleichung als

$$H^2(t) = H_0^2 \left[ \frac{\Omega_0}{a^3} + \Omega_\Lambda + \frac{1 - \Omega_0 - \Omega_\Lambda}{a^2} \right] \quad (2.24)$$

schreiben. Präzisionsmessungen der Fluktuationen des kosmischen Mikrowellenhintergrunds mit dem WMAP-Satelliten und Auswertung dessen Dipolmoments ergibt für die Dichteparameter  $\Omega = \Omega_0 + \Omega_\Lambda \approx 0.27 + 0.73 = 1$ . Das Universum dehnt sich also aus und ist flach. Für  $\Omega > 1$  ergibt sich ein geschlossenes Universum positiver, für  $\Omega < 1$  ein offenes Universum negativer Krümmung. In diesen Fällen muss man zusätzlich noch die Raumkrümmung bei der Entfernungsbestimmung mit der allgemeinen "Robertson-Walker-Metrik" berücksichtigen. Die Materiedichte des Universums ist demnach  $\Omega_0 \approx 0.27$ . Berechnet man nun aber die Überreste der leichten Elemente aus der primordialen Nukleosynthese (*engl.* Big-Bang Nucleosynthesis - BBN), ergibt sich je nach Modell  $\Omega_b \approx 0.04$ . Ein Großteil der Materie im Universum, nämlich  $\Omega_{\text{dm}} \approx 0.23$ , muss als dunkle, nicht baryonische Materie vorliegen. Dies erklärt auch, warum kompakte, massive Materie-Halos (braune Zwerge, Schwarze Löcher, Neutronensterne, ...) zur Erklärung der fehlenden leuchtenden Materie z.B. auch in Spiralgalaxien, deren differentielle Rotation ein von einfachen Keplerbahnen abweichendes Verhalten zeigen und

unbeobachtete Materie schließen lassen, scheiterten. Die dunkle Materie muss also in nicht elektromagnetisch wechselwirkender Form vorliegen, z.B. als WIMP (*engl.* Weakly Interacting Massive Particle). Die kosmologische Konstante wird als dunkle Energie bezeichnet, dies drückt lediglich den Umstand aus, dass wir nicht wissen in welcher Form 73% der gemessenen Energiedichte im Universum vorliegt, geschweige denn was diese “erzeugt”. Ansätze zur Erklärung sind beispielsweise nicht-homogene Kosmologie oder eine Verbindung zum ungelösten Problem der divergierenden Vakuumenergie der Quantenfeldtheorie.

### Mitbewegte Entfernung

Die kosmologische Rotverschiebung wird durch die Expansion des Universums verursacht und hängt wie Gl. (2.25) vom Skalenparameter ab.

$$z = \frac{1}{a - 1} \quad (2.25)$$

Ist die Rotverschiebung eines Objektes bekannt, so kennt man auch dessen Entfernung. In der Regel werden deshalb Entfernungen in der Astronomie als Rotverschiebung  $z$  angegeben. Schwierig wird es immer dann, wenn man die Rotverschiebung, wie es bei vielen Blazaren wegen der fehlenden Linienemission der Fall ist, nicht bestimmen kann, und auch keine anderen Informationen über das Objekt vorliegen, 3C 66 ist so ein Beispiel. In diesem Fall ist es nötig weitergehende Untersuchungen vorzunehmen z.B. mittels EBL-Modellen, siehe vorheriger Abschnitt (Böttcher 2010).

Die mitbewegte Entfernung gibt die Entfernungen von Objekten zum gleichen Entwicklungszeitpunkt (Dodelson 2003) des Universums an:

$$r_{\text{cm}} = c \int_t^{t_0} \frac{dt'}{a(t')} = c \int_a^1 \frac{da'}{a'^2 H(a')} \quad (2.26)$$

Aus der mitbewegten Entfernung kann unter Verwendung des Skalenparameters die physikalische Entfernung (=Laufzeitentfernung) oder auch die weiteren Entfernungsmaße berechnet werden. Für Rotverschiebungen  $z < 6$ , wie sie typischerweise für Blazare gemessen wird, befindet man sich immer in der materiedominierten Phase des Universums. In dieser Phase gilt  $H \propto a^{-\frac{3}{2}}$  (Dodelson 2003) und die Berechnung von Gleichung (2.26) vereinfacht sich.

### Laufzeitentfernung

Die Laufzeitentfernung berücksichtigt die Expansion des Raumes während der Lichtlaufzeit und ist somit die physikalische Entfernung eines Objekts. Man blickt in die Vergangenheit, somit ist:

$$r_{\text{pr}} = c \int_a^1 \frac{da'}{a' H(a')} \quad (2.27)$$

Setzt man die Friedmanngleichung (2.24) für die Entwicklung des Hubble-Parameters in Gl. (2.27) ein und integriert über den Skalenfaktor bis zum heutigen Zeitpunkt, ergibt sich unter Verwendung von Gl. (2.25)

$$r_{\text{pr}} = \frac{2c}{3H_0\sqrt{\Omega_\Lambda}} \ln \left( \frac{\Omega_\Lambda + \sqrt{\Omega_\Lambda}}{(1+z)^{-\frac{3}{2}}\Omega_\Lambda + \sqrt{\Omega_\Lambda}(\Omega_0 + \Omega_\Lambda(1+z)^{-3})} \right) \quad (2.28)$$

für den allgemeinen Zusammenhang zwischen Rotverschiebung und Laufzeitentfernung. Auch hier kann man wieder eine Vereinfachung der Gleichung erreichen, wenn man sich auf die materiedominierte Phase des Universums ( $z < 6$ ) beschränkt. Die Gleichungen (2.26) und (2.28) wurden unter der Annahme einer flachen Raumzeit hergeleitet. Für gekrümmte Friedmannuniversen ändern sich die Entfernungen, welche man einer Rotverschiebung zuordnet.

### Leuchtkraftentfernung

Die Leuchtkraftentfernung ist über das Verhältnis (2.29), der Wurzel aus absoluter Leuchtkraft zum beobachteten Fluss definiert.

$$D_L = \sqrt{\frac{L_\nu}{4\pi F_\nu}} \quad (2.29)$$

Durch die Expansion des Universums verringert sich der beobachtete Fluss von einem Objekt. Der Zusammenhang mit der mitbewegten Entfernung ist durch Gleichung (2.30) gegeben.

$$D_L = \frac{r_{\text{cm}}}{a} = r_{\text{cm}}(1+z) \quad (2.30)$$

Bei einer indirekten Bestimmung der Rotverschiebung ist man im Gegensatz zur Messung über die Spektrallinien auf die Modellannahmen (Friedmannuniversum und kosmologische Parameter  $(\Omega, \Omega_0, \Omega_\Lambda)$ ) angewiesen.

## 2.2 Schwarze Löcher

### 2.2.1 Allgemeines

Mathematisch betrachtet sind schwarze Löcher in der Astrophysik singuläre Lösungen der Einstein'schen Feldgleichung (2.31) im Vakuum (Einstein 1916).

$$G_{\mu\nu} = 0 \tag{2.31}$$

Es handelt sich um intrinsische Singularitäten der Raumzeit, die Krümmung geht hierbei gegen unendlich. Licht, welches in der Beschreibung der allgemeinen Relativitätstheorie den Geodäten folgt, verschwindet somit in der Singularität. Die Gravitation eines schwarzen Lochs ist so stark, dass die Fluchtgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit ist. Das schwarze Loch wird durch den Ereignishorizont markiert, innerhalb dessen sich die mathematische Singularität befindet. Der Ereignishorizont ist dabei keine Oberfläche im klassischen Sinne wie z.B. bei Sternen, vielmehr wird hier die Gravitation so groß, dass die Fluchtgeschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit übersteigt. Es kann uns somit keine Information aus dem Inneren dieses Horizonts mehr erreichen, da selbst das Licht als Informationsträger nicht aus diesem Bereich entkommen kann. Aus diesem Grund sind schwarze Löcher "schwarz". Die Lösung für Gleichung (2.31) wurde für statische schwarze Löcher 1916 von Schwarzschild (Schwarzschild 1916) und 1963 von Kerr für rotierende Schwarze Löcher (Kerr 1963) gefunden. In der Astronomie sind nur zwei Eigenschaften eines schwarzen Lochs relevant, seine Masse  $M$  und der Drehimpuls  $J$ , da eine elektrische Aufladung, wie z.B. bei mikroskopischen schwarzen Löchern, die in Hawking Strahlung Energie verlieren (Hawking 1974), wegen der Neutralität der astrophysikalischen Plasmen nicht stattfinden kann.

Der Nachweis von schwarzen Löchern kann nur indirekt geschehen, da wir keine Information durch Strahlung innerhalb des Ereignishorizonts erhalten können. Viele Nachweismethoden basieren auf den Ereignissen in der Nähe des schwarzen Lochs, hier ist die Raumzeit stark gekrümmt und man kann dadurch Phänomene beobachten, wie sie in dieser Größenordnung nur dort auftreten. Hinweise auf schwarze Löcher kann dabei die gravitative Rotverschiebung nahe des Ereignishorizonts oder die Zeitdilatation wegen des starken Gravitationsfeldes geben (Angéilil u. Saha 2010; Brynjólfsson 2009; Cho 1997). In beiden Fällen bedarf es bekannter Spektren oder Lichtkurven anderer bekann-

ter Objekte, die durch die Anwesenheit des schwarzen Lochs auf eine ganz bestimmte Art und Weise verändert werden. Auch kann man die radiative Signatur von Sterndisruptionen durch die Gezeitenkräfte in der Nähe eines starken Gravitationspotentials oder die hellen Akkretionsscheiben untersuchen (Gurzadian u. Ozernoi 1980; Antonini et al. 2011). Eine weitere Möglichkeit zum Aufspüren kompakter Materieansammlung bietet der Gravitationslinseneffekt bzw. das Mikrolensing. Das Licht welches den Geodäten der Raumzeit folgt, wird in stark gekrümmten Regionen abgelenkt, dies kann man entweder beim Gravitationslinseneffekt direkt beobachten oder in Form einer Flussveränderung in der Lichtkurve eines bekannten Objekts (das Mikrolensing) nachweisen (Morgan et al. 2008; Wei et al. 2011; Koopmans et al. 2009). Daraus kann man die (unbekannte) Masseverteilung im Vordergrund bestimmen. Diese Methoden lassen aber immer noch einen gewissen Spielraum für die Art des Objekts, als weitere Kandidaten könnten z.B. massereiche Neutronensterne in Frage kommen. Der wohl erste unwiderlegbare Nachweis eines schwarzen Lochs gelang im galaktischen Zentrum der Milchstraße (Gillessen et al. 2009). Durch das Verfolgen der Keplerbahnen von Sternen im Zentrum der Milchstraße kann man die Zentralmasse bestimmen. Aus dem Perihelabstand des nächsten Sterns ergibt sich ein Maximalradius für SgrA\*. Bei bekannter Masse stellt man fest, dass nur ein schwarzes Loch in Frage kommen kann.

Prinzipiell kann man für jede Masse  $M$  einen Schwarzschildradius angeben, für den es sich für ein Objekt um ein schwarzes Loch handelt. Für die Erde ist dieser beispielsweise  $r_E \approx 0.09$  m. Umso erstaunlicher ist es, dass es eine nicht durchgängige Verteilung von schwarzen Löchern mit der Masse  $M$  gibt. Die für die Astronomie relevante "Massenskala" beginnt bei den primordialen schwarzen Löchern bei  $M_{\text{pmbh}} \approx 10^{-15} M_\odot$ , deren Existenz experimentell und theoretisch höchst umstritten ist (Hidalgo u. Polnarev 2009; Lehoucq et al. 2009). Die Existenz stellarer schwarzer Löcher mit bis zu  $M_{\text{smbh}} < 100 M_\odot$  gilt dagegen als sicher. Sie entstehen beim gravitativen Kollaps von Sternen, wenn deren Masse zu groß ist um als weißer Zwerg oder Neutronenstern zu enden (Celotti et al. 1999). In vielen Modellen der Astrophysik sind supermassive schwarze Löcher mit  $M_{\text{smbh}} > 10^6 M_\odot$  nötig (Nobukawa et al. 2011). Es wird vermutet, dass diese sich im Zentrum jeder Galaxie befinden (Celotti et al. 1999). In AGNs, so nimmt man an, sind es die supermassiven schwarzen Löcher, die für die Akkretion und schließlich für die Entstehung des relativistischen Ausflusses verantwortlich sind, dessen gebeamte Strahlung die enorme Leuchtkraft der Blazare ausmacht. Im Gegensatz zu den stellaren

und supermassiven schwarzen Löchern gilt die Existenz von mittelschweren schwarzen Löchern als umstritten. Zwar ist sie aus theoretischen Überlegungen heraus wünschenswert, es gibt keinen offensichtlichen Grund, welcher Entstehung solcher Objekte verhindern sollte. Bis dato konnte aber noch keine hinreichende Evidenz für schwarze Löcher mit  $100M_{\odot} < M_{\text{imbh}} < 10^6M_{\odot}$  gefunden werden (Ward 2000).

### 2.2.2 Schwarzschild Lösung

Um die Metrik in unmittelbarer Nähe eines schwarzen Lochs zu bestimmen, gilt es also Vakuumlösungen für die Einstein'schen Feldgleichungen zu finden. Historisch gelang dies zuerst 1916 Karl Schwarzschild für ein neutrales, nicht rotierendes schwarzes Loch (Schwarzschild 1916). Damit ist für die Schwarzschildlösung ein Parameter, die Masse des Lochs  $M_{\text{BH}}$ , zur Beschreibung dessen ausreichend.

In der allgemeinen Relativitätstheorie wird ein Linienelement (d.h. die Raumgeometrie) als Vierervektor angegeben

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx_{\mu} dx^{\nu} , \quad (2.32)$$

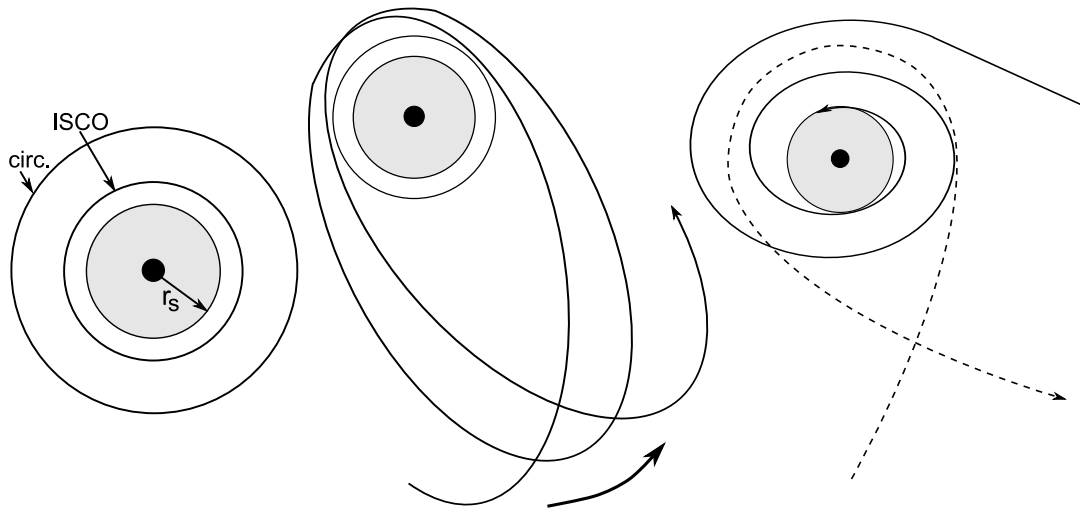
dabei beschreibt der Tensor  $g_{\mu\nu}$  die Metrik, welche durch die Raumzeit selbst vorgegeben, also durch die Einstein'schen Feldgleichungen beschrieben wird. Für eine flache Raumzeit (d.h. ohne krümmende Massen) wird diese durch die Minkowski-Metrik erklärt. Die Schwarzschild-Lösung ist eine Vakuumlösung der Einstein'schen Feldgleichungen für sphärische Objekte in einer asymptotisch flachen Raumzeit. Damit ist es sinnvoll Gleichung (2.32) in sphärischen Koordinaten anzugeben. Die Schwarzschild-Geometrie wird durch Gleichung (2.33) angegeben.

$$ds^2 = - \left( 1 - \frac{2M_{\text{BH}}}{r} \right) dt^2 + r^2 \sin^2 \theta d\Phi^2 + \left( 1 - \frac{2M_{\text{BH}}}{r} \right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 , \quad (2.33)$$

mit den Schwarzschild-Koordinaten  $r, \theta, \phi$  und  $t$ . Sie beschreibt, neben der Metrik eines schwarzen Lochs, die Umgebung von sphärischen Punktmassen in der Raumzeit. Für  $r \rightarrow \infty$  entspricht Gleichung (2.33) der Minkowski-Metrik für flache Raumzeiten, was man leicht sehen kann, wenn man den metrischen Tensor der Schwarzschildlösung in Matrixschreibweise betrachtet. Für die Vakuumlösung der Feldgleichungen ergibt sich bei

$$r_{\text{S}} = 2 \frac{GM_{\text{BH}}}{c^2} \quad (2.34)$$

eine Koordinatensingularität. Hier wird die Krümmung der Raumzeit so groß, dass auch Licht nicht mehr “entkommen” kann. Man bezeichnet dies als Ereignishorizont,  $r_s$  ist der Schwarzschildradius. Über die eigentliche Singularität bei  $R = 0$  kann man also keine Information erhalten. In der Schwarzschild-Metrik gibt es zusätzliche Bahnen für ein Teilchen um die Zentralmasse, verglichen mit dem Newton’schen Gravitationspotential, siehe Abbildung 2.5. Hier ist zunächst der Sturz hinter den Ereignishorizont zu nennen. Zudem tritt ein zweiter kreisförmiger Orbit auf, die minimal stabile kreisförmige Bahn (*engl.* innermost stable circular orbit - ISCO), welche ein labiles Gleichgewicht darstellt ( $r_{\text{ISCO}} < r_{\text{circ.}}$ ).



**Abbildung 2.5:** Mögliche Bahnen um eine Punktsingularität in der Mitte des Ereignishorizonts. Es existieren zwei Kreisbahnen (*circ.* und *ISCO*, wobei letzterer instabil ist), elliptisch gebundene Bahnen (Mitte) präzedieren und sind nicht Kepler-geschlossen wie im Newton-Fall. Rechts sind die ungebundenen Lösungen (Vorbeiflug: gestrichelte Linie, Sturz hinter den Ereignishorizont: durchgezogene Linie) zu sehen.

Dies bedeutet aber auch, da Akkretionsscheiben sich näherungsweise in Kreisbahnen ausbilden, dass diese nur bis zum ISCO existieren können und nicht ganz bis an den Ereignishorizont, also den Schwarzschildradius, des schwarzen Lochs heranreichen. Desweiteren sind die elliptischen Bahnen in der Schwarzschild-Geometrie keine geschlossenen Kepler-Ellipsen mehr, sondern präzedieren um einen kreisförmigen Orbit (Abbildung 2.5, Mitte). Anhand der dadurch ausgelösten Perihelverschiebung konnte man beispielsweise bei der Bahn Merkurs um die Sonne zeigen, dass die Schwarzschild-Geometrie für sphärische Objekte und somit die ART die Gravitation korrekt beschreibt.

### 2.2.3 Kerr Lösung

Astrophysikalische schwarze Löcher werden durch ihre Masse  $M_{\text{BH}}$  und ihren spezifischen Drehimpuls  $a = J/M_{\text{BH}}c$ , wobei  $a < M_{\text{BH}}$ , vollständig beschrieben. Erst 1963, fast 50 Jahre nach der Schwarzschild-Lösung, wurde die allgemeine Lösung der Einstein'schen Feldgleichungen für rotierende Massen von Roy Patrik Kerr gefunden (Kerr 1963).

Im Gegensatz zu Schwarzschild kann man sich hier nicht nur "klassischer" Methoden gekoppelter partieller Differentialgleichungen und Symmetrien bedienen. Unter Verwendung der "3 + 1-Dekomposition", welche ursprünglich aus der Numerik stammt, wurde schließlich die Lösung Gl. (2.35) für das Linienelement in Raumzeiten rotierender schwarzer Löcher gefunden.

$$ds^2 = -\alpha^2 dt^2 + \tilde{\omega}^2 (d\Phi - \omega dt)^2 + \left(\frac{\rho^2}{\Delta}\right) dr^2 + \rho^2 d\theta^2 \quad (2.35)$$

Dabei ist  $\alpha$  die Lapse-Funktion, wie sie aus der 3 + 1-Dekomposition entsteht,  $\rho^2 = r^2 - a^2 \cos^2 \theta$  kennzeichnet den verallgemeinerten (winkelabhängigen) Radius und  $\Delta = r^2 - 2M_{\text{BH}}r + a^2$  ist die sogenannte Horizontfunktion. Diese Koordinaten nennt man auch Boyer-Lindquist Koordinaten (Boyer u. Lindquist 1967). Auch die Kerr-Lösung ist asymptotisch flach und geht für  $r \rightarrow \infty$  in die Minkowski-Metrik über. Im Vergleich zur Schwarzschild-Lösung kommen einige weitere relativistische Effekte hinzu, die man so in der Newton'schen Gravitation nicht beobachtet. Hierzu gehört das Frame-Dragging mit der Frame-Dragging Frequenz  $\omega$ , welches Massen nahe des rotierenden schwarzen Lochs die Rotationsrichtung aufzwingt. Kerr Löcher werden also durch die Parameter Masse  $M_{\text{BH}}$  und Kerr-Parameter  $a$  vollständig beschrieben. Für die Orte unendlicher Rotverschiebung ergibt sich in der Kerr-Geometrie, Gleichung (2.36).

$$r_{\text{H}} = \frac{G}{c^2} \left( M_{\text{BH}} \pm \sqrt{M_{\text{BH}}^2 - a^2} \right) \quad (2.36)$$

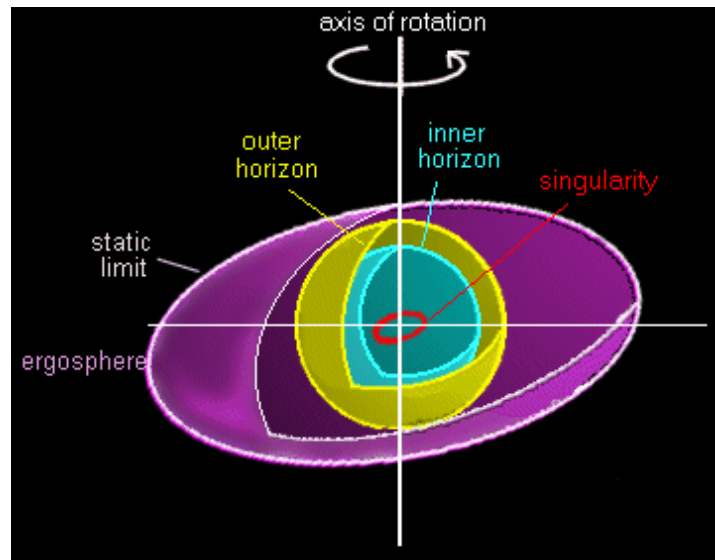
Es gibt also zwei Koordinatensingularitäten, wobei die äußere den Ereignishorizont markiert, denn hier kann uns keine Information mehr über das schwarze Loch erreichen. Die innere Singularität wird oft auch als Cauchy-Horizont bezeichnet. Es gilt stets  $r_{\text{H}} < r_{\text{S}}$ . Alle in der Astronomie relevanten schwarzen Löcher besitzen einen Drehimpuls (Camenzind 1998). Dies liegt z.B. an deren Entstehung aus kollabierenden Sternen, welche bereits Drehimpuls mitbringen. Akkretion von Materie auf das schwarze Loch, welche relativ zu diesem Drehimpuls besitzt, erhöht logischerweise dessen Kerr-Parameter. Die



Herrabsetzung des Kerr-Parameters geschieht durch Energieextraktion, also z.B. durch den Blandford-Znajek Mechanismus. Die Rotationsenergie eines Kerr-Lochs ist

$$E_{\text{rot}} = Mc^2 \left[ 1 - \sqrt{1/2 \left( 1 + \sqrt{1 - a^2} \right)} \right] \quad (2.37)$$

z.B. Camenzind (2007). Nach heutigem Wissensstand kann nur ein rotierendes schwarzes Loch einen Jet ausbilden und ihm somit (Rotations-)Energie entzogen werden (Camenzind 2008). Die Struktur eines rotierenden schwarzen Lochs ist in Abbildung 2.6 dargestellt.



**Abbildung 2.6:** Die Struktur eines rotierenden schwarzen Lochs. Im inneren befindet sich die (mathematische) Ringsingularität umgeben von der inneren (Cauchy)-Koordinatensingularität. Die äußere Koordinatensingularität markiert den Ereignishorizont. Desweiteren bildet sich eine Ergosphäre (lila) aus, in der das Frame-Dragging dominant wird (Image Credit: N. Rumiano).

Die Energie wird dabei sowohl im BZ-Mechanismus als auch im Penrose-Prozess außerhalb des Ereignishorizonts in der Ergosphäre entzogen (Abbildung 2.6). In der Ergosphäre ist der Frame-Dragging Effekt so groß, dass alles mit dem schwarzen Loch rotieren muss, es kann kein statisches Bezugssystem mehr existieren, am Ereignishorizont ist dann die Rotationsgeschwindigkeit der Teilchen in der Ergosphäre gleich der des schwarzen Lochs. Mathematisch wird die Ergosphäre durch Gleichung (2.38) beschrieben.

ben.

$$r_{\text{Erg}} = \frac{G}{c^2} \left( M_{\text{BH}} + \sqrt{M_{\text{BM}}^2 - a^2 \cos^2 \theta} \right) \quad (2.38)$$

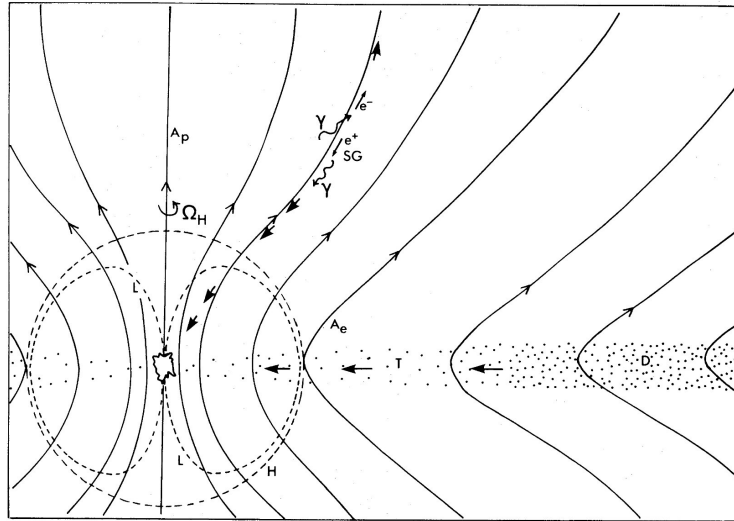
Hier wird die Spinenergie durch die nachfolgend genannten Prozesse extrahiert. Wie man in Abbildung 2.6 sehen kann, ist die mathematische Singularität bei einem Kerr-Loch eine Ringsingularität und keine Punktsingularität mehr wie noch bei der Schwarzschildlösung. Für  $a = 0$  geht die Kerr-Lösung, wie zu erwarten, in die Schwarzschildlösung über. Für  $a > 0$  verringert sich der Ereignishorizont und die Ergosphäre bildet sich aus, die charakteristischen Bahnen um das schwarze Loch wie in Abbildung 2.5 dargestellt bleiben erhalten, das Potential hängt aber insgesamt von  $a$  ab. Für den Kerr-Parameter gilt  $-0.998 \leq a \leq 0.998$ , also insbesondere ist der Maximalwert nicht  $a = 1$  (Thorne 1974). Die maximale Rotationsenergie, Gl. (2.37), eines Kerr-Lochs, welche dem Blandford-Znajek Mechanismus zur Verfügung steht, ist  $\approx 29\%$  (Camenzind 2007).

Nur in rotierenden Kerr-Metriken ist es möglich dem schwarzen Loch Energie zu entziehen. Hierbei wichtig sind die allgemeinrelativistischen Effekte rotierender Raumzeiten, insbesondere das Frame-Dragging. Hierbei werden die hochrelativistischen Jets ausgebildet, wie sie in AGNs beobachtet werden. Die Energie, welche in diesen Jets deponiert wird dem schwarzen Loch also in Form von Rotationsenergie entzogen, d.h. der Kerr-Parameter wird herabgesetzt. Durch Akkretion drehimpulsbehafteter Teilchen findet eine Erhöhung des Kerr-Parameters statt. Eine direkte Messung des Kerr-Parameters ist nicht möglich, so dass man auf theoretische Berechnungen und andere Beobachtungen angewiesen ist. Man muss also die Energieextraktion aus der Ergosphäre und somit die Entstehung der Jets verstehen. Zusammen mit Emissionsmodellen kann man damit aus der beobachteten Luminosität des Jets auf dessen Energie und somit auf den Kerr-Parameter schießen. Hierfür ist die Zusammensetzung des Jets, insbesondere die Dichte nichtrelativistischer Teilchen, von großer Bedeutung. Nur durch das Zusammenspiel verschiedener Modelle und Beobachtungen kann eine der wichtigsten Fragen der Physik schwarzer Löcher geklärt werden: Die Entstehung hochrelativistischer Jets.

### 2.2.4 Blandford-Znajek Mechanismus

Eine Möglichkeit, wie einem rotierenden schwarzen Loch aus der Ergosphäre Energie entzogen wird und sich Jets senkrecht zur Rotation ausbilden, ist der Blandford-Znajek

Mechanismus (Blandford u. Znajek 1977). Die Extraktion auf elektromagnetischem Wege beschreibt prinzipiell die Ausbildung Poyntingfluss-dominierter Jets bei akkretierenden schwarzen Löchern. Es wird angenommen, dass der Blandford-Znajek Mechanismus für die Jetentstehung bei astrophysikalischen schwarzen Löchern verantwortlich ist, da man heiße Akkretionsscheiben (=magnetisches Plasma) beobachten kann, welche magnetische Felder in die Ergosphäre tragen. Durch das Frame-Dragging werden die akkretierten Feldbeiträge, ähnlich wie ein Seil, verdrillt und aufgewickelt (gyromagnetischer Dynamo). Wird die Feldenergie in der Ergosphäre dadurch groß genug, können  $e^\pm$ -Paare ausgebildet werden, welche den Feldlinien der Ergosphäre folgen. Abbildung 2.7 zeigt die Originalillustration der Feldkonfiguration innerhalb der Ergosphäre aus Blandford u. Znajek (1977).



**Abbildung 2.7:** aus Blandford u. Znajek (1977). Feldkonfiguration in der Ergosphäre eines (typischen) Kerr-Lochs unter Annahme einer magnetischen Akkretionsscheibe ( $D$ ). Die Feldenergie durch Frame-Dragging wird dabei so groß, dass  $e^\pm$  Paare erzeugt werden können. An den Polen zeigen die Feldlinien weg vom schwarzen Loch. Hochrelativistische Teilchen können hier die Ergosphäre verlassen.

Die entweichenden Teilchen sind stark an den Polen konzentriert, d.h. es kommt zur Ausbildung von Jets. Die Energie in den Jets wird durch das Herabsetzen des Kerr-Parameters "bereitgestellt", Akkretion erhöht ihn wieder, so entsteht ein dynamisches Gleichgewicht. Störungen in der Akkretionsscheibe führen also auch zu einem Feedback im Jet, wenn dieser durch den Blandford-Znajek Mechanismus zu Stande kommt. Für

## 2 Theoretischer Hintergrund

eine unendlich dünne Akkretionsscheibe kann die Jet-Leistung durch Blandford-Znajek zu

$$P_{\text{BZ}} = \frac{1}{24} \left( \frac{a}{M} \right)^2 B^2 r_H^2 c \quad (2.39)$$

abgeschätzt werden. Wobei Gleichung (2.39) nur im Falle schwach rotierender schwarzer Löcher gilt, für  $a \gg 0.5$  kann die Leistung näherungsweise angegeben werden, z.B. von Krasnopolsky et al. (1999). Es kann also ein Teil der Rotationsenergie des schwarzen Lochs Gl. (2.37) durch den Blandford-Znajek Mechanismus extrahiert werden.

### 2.2.5 Penrose Prozess

Der zweite wichtige bekannte Mechanismus zur Extraktion von Energie aus einem schwarzen Loch und der Ausbildung hochrelativistischer Jets ist der Penrose Prozess (Penrose 1969; Piran u. Shaham 1977; Kafatos u. Leiter 1979). Im Gegensatz zum Blandford-Znajek Mechanismus werden hier keine elektromagnetischen Felder vorausgesetzt. Jets aus dem Penrose Prozess sind insbesondere nicht zwangsläufig Poyntingfluss dominiert.

Tritt ein Teilchen in die Ergosphäre des Kerr-Lochs ein, wird es gezwungen mit der bewegten Raumzeit zu rotieren, also insbesondere wird es Energie gewinnen, falls sein Drehimpuls kleiner ist als das Frame-Dragging. Der Penrose Prozess nimmt nun an, dass dieses Teilchen, z.B. durch kernphysikalische Prozesse, in zwei Produkte zerfällt. Dabei kann ein Zerfallsprodukt eine größere Energie als das einfallende Teilchen haben und schließlich auch der Ergosphäre entkommen, während das zweite Teilchen für den außenstehenden Beobachter scheinbar negative Energie besitzt, also gegen das schwarze Loch rotiert:

$$E(A) \rightarrow E(B) + E(C) \text{ mit } E(B) + E(C) = E(A) \text{ aber } E(B) > E(A) \quad (2.40)$$

Das Produkt  $C$  wird schließlich in die Ringsingularität fallen. Da aber  $B$  entkommt wird von dem schwarzen Loch Rotationsenergie entnommen. Dies stellt die zweite berühmte Möglichkeit da, Kerr-Löchern Energie zu entziehen und somit Jets auszubilden. Alle nicht in der Ergosphäre zerfallende Teilchen tragen in diesem Szenario also zum erhöhen des Drehimpulses des schwarzen Lochs bei.

Neben diesen beiden effektiven Mechanismen zur Energieextraktion aus rotierenden

schwarzen Löchern existieren noch weitere Möglichkeiten zur Ausbildung eines hochrelativistischen Jets. Bei diesen wird zwar ein rotierendes schwarzes Loch vorausgesetzt, die Energie wird aber von externen Quellen wie der Akkretionsscheibe und deren Wind “bereitgestellt”, siehe z.B. Blandford u. Payne (1982); Shibata u. Uchida (1986).

## 2.3 Aktive Galaxienkerne

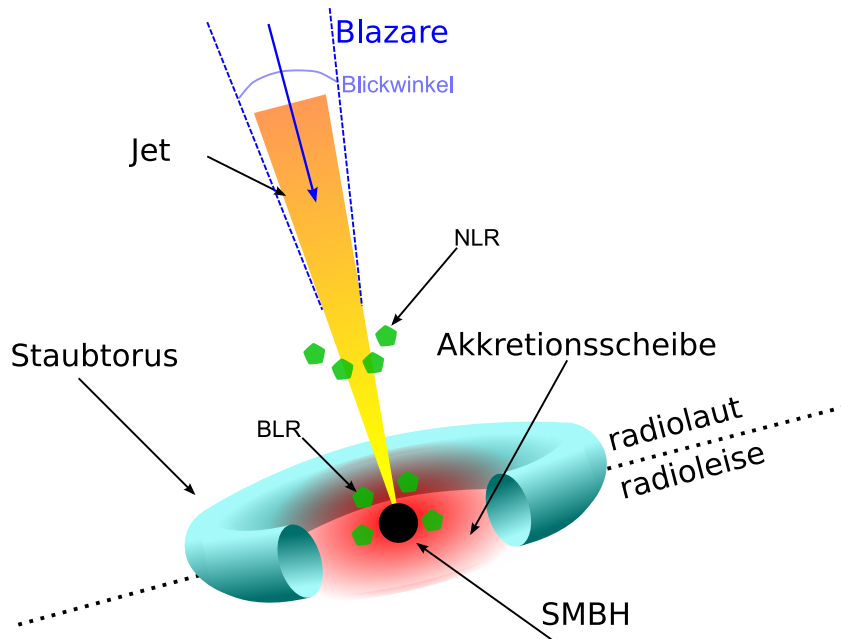
### 2.3.1 Allgemeine Eigenschaften von AGN

Zentrales Element eines jeden Aktiven Galaxienkerns (*engl.* Active Galactic Nucleus - AGN) ist ein supermassives schwarzes Loch (siehe Abschnitt 2.2.1), welches Materie aus der Galaxie in dessen Mitte es sich befindet, akkretiert. Es bildet sich ein hochrelativistischer Jet senkrecht zur heißen Akkretionsscheibe aus. Der prinzipielle Aufbau eines AGN ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

In folge der starken Gravitation bilden sich Staubansammlungen um die Akkretionsscheibe und das zentrale schwarze Loch, welche schließlich einen in allen Wellenlängen undurchsichtigen Staubtorus ausbilden. Materieansammlungen außerhalb der Akkretionsebene werden stark dopplerverbreiterte Linienemission ausbilden, da der Bahndrehimpuls relativistisch ist. In diesem Bereich wird sich auch durch die heiße Akkretionsscheibe bedingt ein starkes Photonenfeld auch außerhalb des Jets ausbilden. Entfernt man sich weiter auf der Jetachse von der Zentralmasse, desto weniger Bahndrehimpuls werden Materieansammlungen haben, hier rührt die sog. Schmalbandemission (*engl.* Narrow Line Emission) her. Die Entstehung des Jets, so der aktuelle Stand der Forschung, ist aller Wahrscheinlichkeit nach entweder auf den Blandford-Payne oder den Blandford-Znajek Mechanismus zurückzuführen, siehe z.B. McKinney (2005).

### 2.3.2 Unified Model von AGN

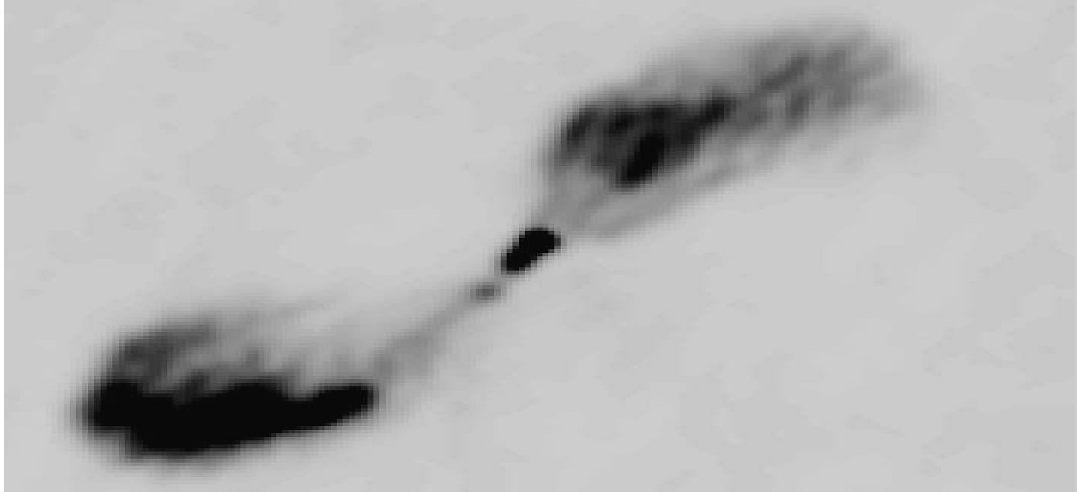
Folgt man dem Unified Model für AGN (Urry u. Padovani 1995), hängt es nun lediglich vom Blickwinkel relativ zum relativistischen Jet ab, als welches Objekt ein AGN wahrgenommen wird. Historisch wurden aktive Galaxienkerne zunächst als Radiogalaxien bei einem Blickwinkel von nahezu  $90^\circ$  in den 1950ern entdeckt (Bolton et al. 1949). Man konnte die Doppelstruktur-Bereiche in der Radioastronomie sehen, in die viel Energie



**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung eines AGN, nicht maßstabsgerecht. Im Zentrum befindet sich das supermassive schwarze Loch (engl. Supermassive Black Hole - SMBH) mit  $r_s \approx 10^{-5}$  pc. In Folge der Gravitation aus der umgebenden Galaxie (nicht dargestellt) bildet sich die heiße Akkretionsscheibe  $r \approx 10^{-3}$  pc und ein undurchsichtiger Staubtorus  $\approx 10^{-1}$  pc aus. In vielen Fällen bildet sich ein hochrelativistischer Jet welcher ausdehnungen von zu mehreren 100 kpc annehmen kann. Einzelne Materieansammlungen in der unmittelbaren Nähe der Zentralmasse, innerhalb von  $\approx 10^{-2}$  pc, haben wegen ihrer hohen Bahngeschwindigkeit eine starke dopplerverbreiterte Linienemission (engl. Borad Line Region - BLR), je langsamer die Bahngeschwindigkeit wird desto schmaler wird die Linienemission (engl. Narrow Line Region - NLR). Image Credit: A. Paravac mit Veränderungen.

durch den Jet deponiert, d.h. abgestrahlt wird. Je nach Abstand dieser Radiowolken von ihrem Mittelpunkt von bis zu 1 Mpc unterteilt man Radiogalaxien in sog. Fanaroff-Riley Klassen vom Typ FR-II und Typ FR-I (Fanaroff u. Riley 1974).

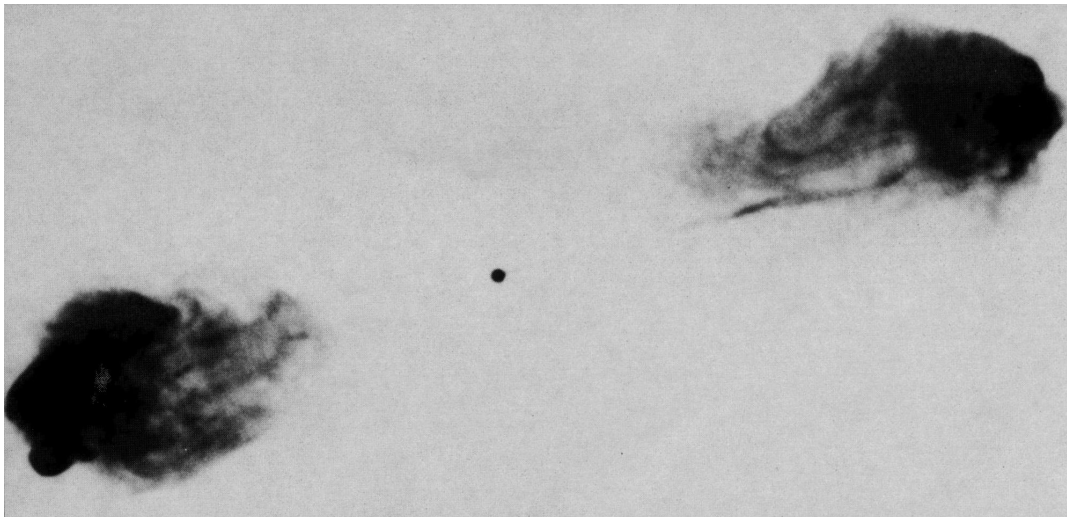
Da diese Radiowolken durch Teilchen entstehen, die aus dem Jet auf das interstellare Medium treffen und so Energie verlieren, sind die Fanaroff-Riley Klassen auch ein Maß dafür, wieviel kinetische Energie sich im Jet im Vergleich zum umgebenden Medium befindet. Bei den FR-I Radiogalaxien mit sehr kleinen Ausdehnungen, siehe Abbildung 2.9 (Centaurus A), scheint diese geringer zu sein als bei FR-II Radiogalaxien, mit ihrem "Prototyp" Cyg A (Abbildung 2.10), deren Jet in der Lage ist die beinhalteten Teilchen



**Abbildung 2.9:** Aufnahme der 21 cm Radioemission der FR-I Galaxie Centaurus A. Die charakteristischen Radiowolken treten sehr nahe der Zentralregion auf. Bei Centaurus A handelt es sich um den Prototypen der FR-I Radiogalaxien. Die Ausdehnung der gesamten Struktur beträgt  $\approx 2$  kpc. Image Credit: NRAO/AUI/NSF/J. Condon et al.

sehr weit vom Zentrum auf hohen Energien zu halten bis diese in den Wolken deponiert wird. Auch heute stellen die Radiobeobachtungen von AGN ein wichtiges Instrument dar, auch um die weiteren Typen von AGNs zu verstehen, denn nur mit diesen ist es möglich eine hinreichende Ortsauflösung des Jets zu bekommen (Lister 2006; Walker et al. 2008). Die nicht thermischen Emissionen aus der Zentralregion, also v.a. die der BLR und der Akkretionsscheibe sind durch den Staubtorus verdeckt und können folglich nicht beobachtet werden (vgl. Abbildung 2.8). Wegen der hohen Dopplerfaktoren innerhalb des Jets ist dessen Emission stark vorwärts gerichtet und kann deshalb aus dem Blickwinkel der Radiogalaxien nicht wahrgenommen werden. Die stark unterschiedlichen Längenskalen in den Radiowolken der FR-II und FR-I Galaxien gibt bereits Hinweise auf mögliche Unterschiede in der Zusammensetzung der hochrelativistischen Jets von verschiedenen AGN.

Bei Blickwinkeln kleiner  $90^\circ$  nimmt man als Beobachter den AGN als Quasar (quasistellares Objekt) wahr (Lynden-Bell 1969). Die Bezeichnung rührt daher, dass man wegen der hohen Leuchtkraft zunächst von der Entdeckung neuer nahegelegener Sterne ausgegangen ist, bis die Vermessung der Linienemission Rotverschiebungen von  $z = 0.158$  (Maarten Schmidt, 1963) ergab. Diese enorme Leuchtkraft ergibt sich durch die dopp-



**Abbildung 2.10:** Aufnahme der 6 cm Radioemission der FR-II Galaxie Cygnus A mit VLA (Perley et al. 1984). Die Gesamtausdehnung der Struktur beträgt  $\approx 200$  kpc. Bei FR-II Radiogalaxien ist also ein relativ weiter Energietransport durch den Jet möglich bevor diese in den Radiowolken deponiert wird.

ler geboostete Strahlung aus dem Jet der AGN. Quasare zeichnen sich durch ein stark nicht thermisches Emissionsspektrum aus, das vom Radiobereich bis hin zum harten Röntgenbereich reicht. Teile dieses Spektrums lassen sich der Synchrotron- und Comptonstrahlung der Akkretionsscheibe, Teile der Linienemission aus der Broadline- bzw. Narrowline Region (siehe Abbildung 2.8) zuordnen (McDowell et al. 1989). Bei einem Großteil des Flusspektrums von Quasaren handelt es sich aber um Emission aus der Jetregion, welche stark in Richtung des Beobachters verstärkt ist. Durch Quasare kann man also sowohl die Emissionsprozesse von Jets untersuchen als auch mehr Informationen über die Strahlungsumgebung des relativistischen Ausflusses gewinnen, indem man die Komponenten des Quasarspektrums mit Modellen untersucht und eindeutige Zuordnungen vornimmt.

Keenan Seyfert beschäftigte sich um 1940 mit Galaxien, die zum Zentrum hin eine sehr hohe Leuchtkraft im optischen Wellenlängenbereich besitzen. Seyfert-Typ I Galaxien zeichnen sich dabei durch eine sehr stark dopplerverbreiterte Linienemission aus, bei Seyfert-Typ II Galaxien ist diese hingegen weniger stark ausgeprägt. Verglichen mit den Quasaren ist der Gesamtfluss der Seyfert-Galaxien aber deutlich geringer. Auch bei



diesen Objekten handelt es sich um AGNs, wobei der Blickwinkel hier ähnlich wie bei den Quasaren ist. Seyfert-Galaxien sind AGNs, bei denen der Jet sehr schwach bis nicht vorhanden ist (Capetti u. Murdin 2000). Deshalb ist deren Emission durch die Broadline Region (Seyfert-Typ I bei geringen Inklinationen gegen die (gedachte) Jetachse) bzw. durch die Narrowline Region (Seyfert-Typ II bei Inklinationen  $> 60^\circ$ , vgl. Abbildung 2.8) dominiert und der “Jetanteil” fehlt im Gegensatz zu den Quasaren. In folge dessen bezeichnet man diese auch als radioleise AGNs. Quasare sind stets radiolaute AGNs mit stark ausgeprägten Jets. Radioleise AGNs bzw. Seyfert-Galaxien entstehen z.B. durch einseitige Jets, welcher von uns abgewandt ist, oder durch eine stark unterdrückte Jetemission. Einseitige Jets können durch den Penrose Prozess, siehe vorheriges Kapitel, entstehen.

Blickt man hingegen direkt in den hochrelativistischen Jet eines AGN, so ist das resultierende Spektrum durch die Jetemission bestimmt, da diese Prozesse sehr stark in die Beobachtungsrichtung geboostet werden und die übrigen möglichen Anteile der BLR oder Akkretionsscheibe um Größenordnungen geringere Leuchtkräfte aufweisen (Cheng et al. 1999; Jorstad u. Marscher 2001). Wir sehen den AGN in diesem Fall als Blazar (siehe nächster Abschnitt).

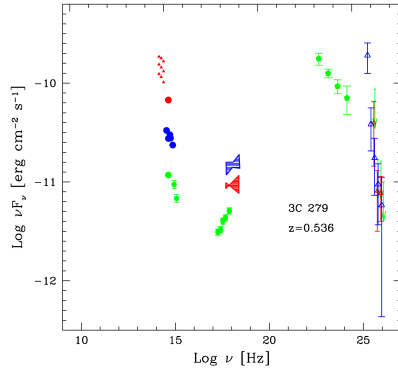
Mit diesem Unified Model of AGN, wie es 1995 von Urry und Padovani vorgeschlagen wurde, konnten viele, zunächst unterschiedliche Phänomene auf eine gemeinsame Ursache zurückgeführt werden (Urry u. Padovani 1995). Gestützt wird diese Theorie durch statistische Analysen der Verteilung von AGN und der möglichen Beobachtungswinkel (Comastri et al. 2009). Es gibt aber auch Kritikpunkte. Diese betreffen meist die reine Winkelabhängigkeit als einziges Unterscheidungskriterium. In anderen Modellen wird beispielsweise auf die Rückwirkung des Stahlungsdrucks des Jets auf den Staubtorus eingegangen (Rowan-Robinson et al. 2009). Nichts desto trotz handelt es sich bei dem Unified Model um ein sehr mächtiges Werkzeug um AGNs zu untersuchen, denn so kann man z.B. Rückschlüsse von Radiogalaxien oder Quasaren auf Blazare übertragen, die so bei diesen Objekten nicht zugänglich wären. Auch kann man so einen Zusammenhang zwischen Quasar- bzw. Blazartypen und den FR Typen bei Radiogalaxien herstellen. Damit ist es unter anderem möglich die sehr gut winkelaufgelösten Radiobeobachtungen in Verbindung mit Blazarmodellen zu nutzen.

### 2.3.3 Blazare

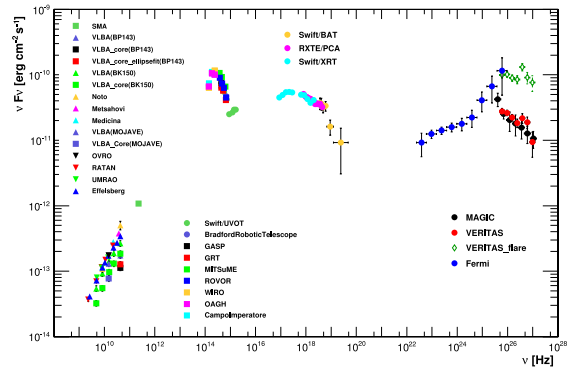
Einen AGN nimmt man immer dann als Blazar wahr, wenn man direkt oder unter einem sehr kleinen Winkel in den hochrelativistischen Jet blickt, siehe Abbildung 2.8. Wie bereits erwähnt, ist das Blazar-Spektrum daher sehr stark durch die vorwärtsgerichtete Emission des relativistischen Ausflusses bestimmt, siehe z.B. Ghisellini (2001). Blazare eignen sich daher besonders gut um mit Emissionsmodellen die Eigenschaften und physikalischen Prozesse innerhalb des Jets besser zu verstehen. In Verbindung mit weiteren Modellen wie Magneto-Hydrodynamiksimulationen zur Jetstabilität und -morphologie (Yuan et al. 2009; Mizuno et al. 2008) oder Particle-in-Cell Codes (Sironi u. Spitkovsky 2011) zum besseren Verständnis der Mikrophysik des Jets kann man durch Verknüpfung mit Beobachtungen, auch die von Quasaren und Radiogalaxien, die Frage nach dem Entstehungsmechanismus oder der Jetstruktur klären. Aber auch schon alleine die spektrale Verteilung der Emission kann Hinweise auf die Zusammensetzung und somit die Mikrophysik des Jets geben, wie man in dieser Arbeit sehen wird.

Die nichtthermische spektrale Energieverteilung von Blazaren zeichnet sich durch zwei sehr prominente Komponenten aus. Das erste Maximum tritt dabei im optischen über den ultravioletten bis hin zum Röntgenenergiebereich auf. Der zweite Peak befindet sich im harten Röntgen- bis hin zum Gammaenergiebereich (Abdo et al. 2010b). Zudem zeigen Blazare eine sehr ausgeprägte Variabilität mehrere Größenordnungen in der Emission in über alle Wellenlängenbereiche (Kirk u. Mochol 2011). Die Zeitskalen dieser Variabilität reichen dabei von Jahren bis hinunter zu wenigen Minuten bei dem extremen Ausbruch von PKS 2155-304 (Aharonian et al. 2007; Weidinger u. Spanier 2010a). Ziel aller Emissionsmodelle muss also die konsistente Beschreibung der Spektren und Variabilität von Blazaren sein. Nur so ist es möglich Rückschlüsse auf die physikalischen Prozesse, welche zu diesem Verhalten führen, zu ziehen.

Durch die Entdeckung der TeV Emission von Blazaren mit Air-Cherenkov Teleskopen (Lamb et al. 1991; Aharonian 2005; Albert et al. 2005; Colin u. VERITAS Collaboration 2007) und die systematische Beobachtung durch den Fermi Satelliten (The Fermi-LAT collaboration 2011) kann die spektrale Energieverteilung und Variabilität von Blazaren immer genauer fast über den gesamten Energiebereich der Emission untersucht werden, siehe Abbildung 2.11. Wie hier dargestellt, kann fast das gesamte Spektrum durch Instrumente abgebildet werden, v.a. durch den Fermi Satelliten sind nun systematische Mul-



**Abbildung 2.11:** Spektrale Energieverteilung der Emission von 3C279, einem als FSRQ klassifizierten Blazar bei einer Rotverschiebung von  $z = 0.536$ , in verschiedenen simultanen Beobachtungsepochen. Blau: Februar 2006, rot: Januar 2007, grün: Januar/Februar 2009. Im optischen Frequenzbereich können Daten z.B. mit Swift UVOT oder wie hier mit KVA, im Röntgenbereich durch RXTE oder Swift XRT bzw. Swift BAT aufgenommen werden. Zwischen 10 GeV und 200 GeV misst Fermi-LAT, der Gammastrahlungsbereich ist durch Air-Cherenkov Teleskope wie MAGIC, VERITAS oder H.E.S.S. (hier: MAGIC) abgedeckt. Nicht dargestellt: Radioemission wie sie z.B. mit Radioteleskopen wie Effelsberg oder VLA beobachtbar ist. Man kann die charakteristische Doppelpeakstruktur erkennen. Bei 3C 279 handelt es sich um den am weitesten entfernten Blazar, welcher im Gammastrahlungsbereich detektiert wurde und wird, dies ist v.a. bzgl. des EBL interessant, aus Aleksić et al. (2011b).



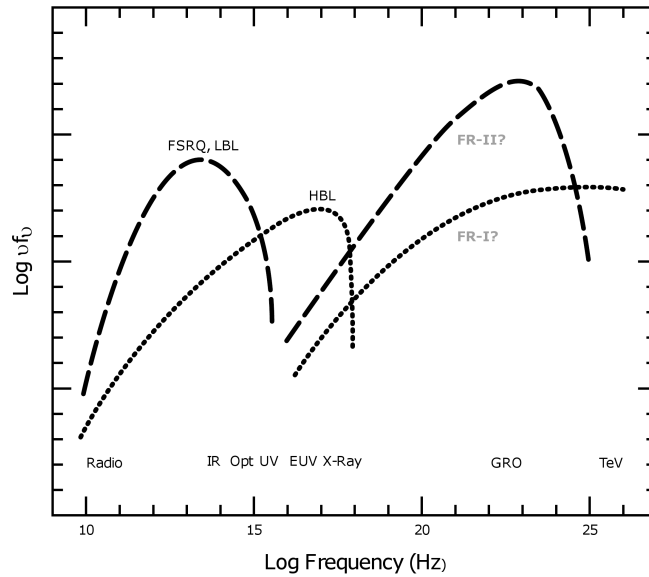
**Abbildung 2.12:** Spektrale Energieverteilung von Markarian 501. Man die Doppelpeakstruktur der nicht-thermischen Strahlung deutlich erkennen. Im Vergleich zu 3C 279 ist der Gesamtfluss deutlich geringer und die Peakfrequenz größer. Eine der am besten gesammelten verfügbaren Blazar SEDs, aus Abdo et al. (2011b). Der Blazar Markarian 501 wird als HBL klassifiziert, seine Rotverschiebung beträgt  $z = 0.034$ . Während der Beobachtung 2009 kam es zu einem Ausbruch von Markarian 501, bei dem der Gamma-Fluss auf einer Zeitskala von Tagen stark Anstieg. Die einzige instrumentelle Lücke ist im harten Röntgenbereich bis zum Beginn des Fermi LAT Regimes. Im optischen/IR Energiebereich kann man das thermische Spektrum der Host-Galaxie erkennen. Eine ähnlich gut gesammelte spektrale Energieverteilung existiert für Markarian 421. Beobachtungen wie diese sind sehr wichtig für das Verständnis der Blazar-Emission und zeigen die rasante Entwicklung der letzten Jahre auf diesem Gebiet.

## 2 Theoretischer Hintergrund

tiwellenlängen-Untersuchungen inkl. der Variabilität von Blazaren möglich. Man kann auch die hohe Variabilität in verschiedenen Beobachtungsepochen von 3C 279 um mehr als eine Größenordnung erkennen.

Die bis heute gefundenen Blazare unterteilt man in weitere Subklassen von Objekten. Historisch bedingt unterscheidet man zwischen Flachspektrum Radioquasaren (*engl.* Flat Spectrum Radio Quasars - FSRQs) und BL Lac Objekten (benannt nach ihrem Prototyp BL Lacertae (Hoffmeister 1929; Oke u. Gunn 1974)) aufgrund der Stärke ihrer Linienemission. FSRQs zeigen dabei eine ausgeprägte und dopplerverbreiterte Linienemission, die bei BL Lac Objekten nur sehr schwach oder überhaupt nicht vorhanden ist (Marcha et al. 1996). Wegen dieser fehlenden Linienemission ist es oft schwierig die Rotverschiebung von BL Lac Objekten zu bestimmen. Warum diese Emissionslinien fehlen, ist bis heute eine offene Frage. Am wahrscheinlichsten ist jedoch, dass es keine Materieansammlungen in der BLR und NLR (siehe Abbildung 2.8) im Gegensatz zu den FSRQs gibt, was wiederum Auswirkungen auf die Modellierung und das Verständnis von Blazaren und somit AGNs hat. Betrachtet man das globale Bild, so glaubte man, sind BL Lac Objekte FR-I Radiogalaxien, bei denen der Jet auf uns zeigt (Urry et al. 1991; Stickel et al. 1991a, 1993), und FR-II Radiogalaxien werden aus diesem Grund als FSRQs wahrgenommen (Browne 1989; Padovani u. Urry 1992). Es gibt jedoch durch Beobachtungen berechnete Zweifel (Scarpa u. Falomo 1997) an der Stärke der Linienemission als Unterscheidungsmerkmal für Radiolaute AGN (Urry u. Padovani 1992). Es erscheint also einmal mehr sinnvoller physikalische Unterschiede in den Quellen selbst zu suchen als phänomenologische Unterteilungen heranzuziehen, siehe auch Landt et al. (2004). Dieser Zusammenhang scheint zwar nicht universell vorzuliegen, sehr wohl gehen jedoch hochluminöse Blazare mit einer starken Radioemission einher (Landt et al. 2004). Ein Emissionsmodell, welches den Unterschied zwischen BL Lac Objekten und FSRQs erklärt, sollte also auch die unterschiedliche Morphologie von FR-I und FR-II Radiogalaxien motivieren können.

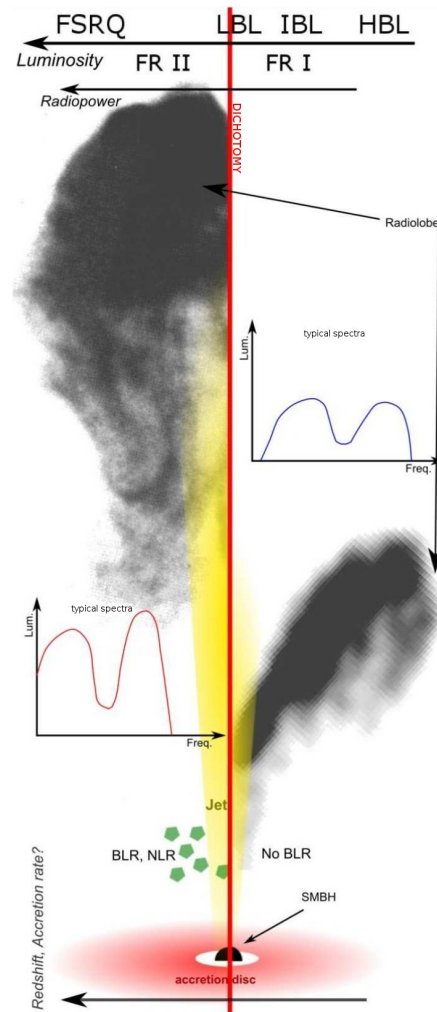
Gestützt durch weitere Beobachtungen unterteilt man nach dem Szenario von Padovani u. Giommi (1995) Blazare gemäß der Frequenz des Auftretens ihrer Peaks in der intrinsischen spektralen Energieverteilung, siehe Abbildung 2.13. FSRQs und niedrig gepeakte BL Lac Objekte (*engl.* Low Frequency Peaked BL Lac Object - LBL) besitzen dabei die niedrigsten  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen (Sambruna et al. 1996a), IBLs (nicht dargestellt,



**Abbildung 2.13:** Klassifikation von Blazaren nach Auftreten der  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenz, aus Urry (1998) mit Ergänzungen (grau). Die Struktur der Emission ist, wenn auch die Peakfrequenzen und Gesamtleuchtkräfte stark unterschiedlich sind, bei allen Blazaren durch die charakteristische Doppelppeakstruktur bestimmt (vgl. auch Abb. 2.11 und Abb. 2.12). Meist deckt sich diese Klassifikation mit der "alten" über das Auftreten von Linienemission.

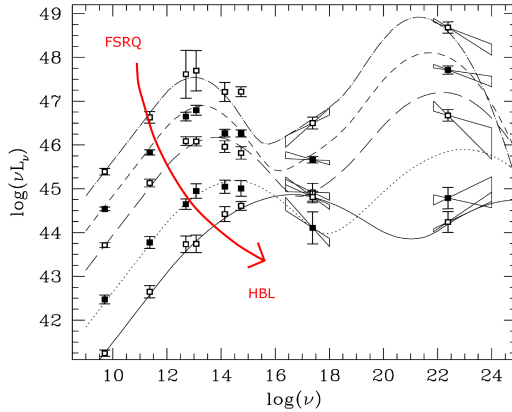
*engl.* Intermediate Frequency Peaked BL Lac Object - IBL) haben ihr Flussmaximum im ultravioletten Energiebereich während hoch peakende HBLs (*engl.* High Frequency Peaked BL Lac Objects)  $\nu F_\nu$  Peakfrequenzen bis in den Röntgenbereich haben können (Urry et al. 1996). Dementsprechend ist der zweite Peak in der SED von HBLs auch bis weit in den TeV-Bereich zu finden.

Ferner besitzen FSRQs die höchste bolometrische Leuchtkraft unter den Blazaren, welche dann stetig von LBLs bis zu den HBLs abnimmt, gleichzeitig nimmt auch die Dominanz des hochenergetischen Gamma-Flusses über den optischen bzw. Radiofluss ab (Urry 1999; Böttcher u. Dermer 2002). Diese phänomenologische Sequenz der Abnahme der Leuchtkraft und gleichzeitiger Vergrößerung der  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenz ( $FSRQ \rightarrow LBL/IBL \rightarrow HBL$ ) bildet die sogenannte Blazar-Sequenz, erstmals von Fossati et al. (1998) zusammengefasst, siehe Abbildung 2.15. In Abbildung 2.16 ist diese Sequenz mit den heutigen Beobachtungen durch Fermi-LAT und Swift XRT ergänzt. Trotz ei-

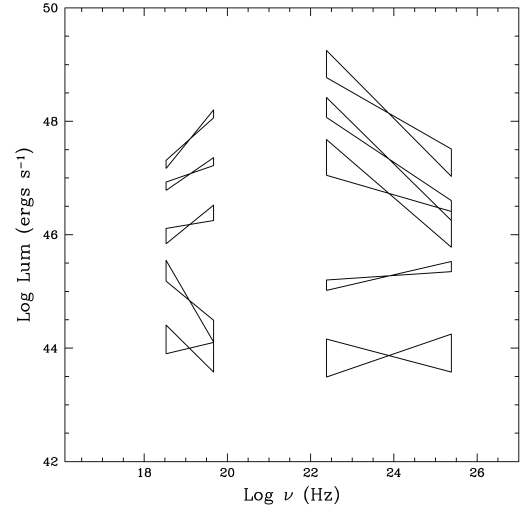


**Abbildung 2.14:** Zusammenfassung der Eigenschaften der unterschiedlichen Blazartypen. Mit sinkender Radioleuchtkraft, also dem Übergang von FR-II zu FR-I Radiogalaxien nimmt die Ausdehnung des Jets ab, dies ist möglicherweise ein Hinweis auf die Abnahme der Jettleistung und/oder -komposition. Allgemein sind hochluminose Blazare mit einer starken Radioemission verbunden. Meist handelt es sich dabei um FSRQs, wenn man die Klassifikation über die Breite der Linienemission zu Rate zieht. Bei BL Lac Objekten ist die Radioemission deutlich geringer und man nimmt kaum eine Linienemission aus diesen Objekten wahr. Auch ohne die Subklassifikation von Blazaren gilt also: Je größer die bolometrische Luminosität desto größer die Radioleistung des AGN mit entsprechender Verschiebung der  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenz.

niger Ausnahmen kann man sagen, dass FSRQs, welche bei Rotverschiebungen  $z > 0.4$  verstärkt auftreten, die höchsten bolometrischen Leuchtkräfte mit relativ niedrigen  $\nu F_\nu$ -



**Abbildung 2.15:** *Blazar-Sequenz mit den Daten von 1998 wie von Fossati et al. (1998) vorgeschlagen mit Ergänzung (rot). Die bolometrische Leuchtkraft von Blazaren nimmt mit steigender  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenz ab. Hochluminose Objekte sind fast ausschließlich FSRQs ohne Linienemission, schwach leuchtende werden meist als BL Lac Objekte klassifiziert.*



**Abbildung 2.16:** *Blazar-Sequenz mit aktuellen Daten von Fermi-LAT und Swift (Inoue u. Totani 2009). Auch hier behält die Aussage Gültigkeit, wenn auch die Subklassifikation von Blazaren in HBL, IBL und LBL nicht immer in das Schema passt (also z.B. einige als LBL klassifizierte Blazare sehr hohe Flusszustände aufweisen).*

Peakfrequenzen besitzen und HBLs, welche eher bei geringen Rotverschiebungen  $z < 0.2$  beobachtet werden, die höchsten Energien bei niedrigen Leuchtkräften erreichen (Dermer et al. 2002). Dies wirft unter anderem die Frage nach dem physikalischen Grund für diese Blazar-Sequenz und ob diese Klassifikation noch mit diesem universellen Anspruch - gerade im Hinblick auf die (wenigen) Ausnahmen leuchtstarker Blazare, welche keine Linienemission zeigen und so nicht als FSRQ bezeichnet werden - haltbar ist, auf.

Dies ist eine zentrale Frage, welche unter anderem in der vorliegenden Arbeit adressiert wird, denn gerade durch die Ausnahmen in der Klassifikation und im Hinblick auf das “Unified Model” für radiolaute AGN erscheint es unausweichlich eine physikalisch motivierte Ursache für das Auftreten der unterschiedlichen Leuchtkräfte und Peakfrequenzen zu finden um somit die phänomenologische Unterteilung, welche die genannten Probleme aufwirft, zu relaxieren (vgl. Abbildung 2.14).

In jüngster Zeit ist es nun erstmals gelungen einen Ausbruch im Radioenergiebereich mit der Variabilität im Röntgen- und Gamma-Energiebereich zeitlich signifikant zu korrelieren (Agudo et al. 2011; Aleksić et al. 2011a; Jorstad et al. 2011). Durch die gute Ortsauflösung der Radioteleskope weiß man aus welcher Jetregion der Ausbruch kommt und wegen der Korrelation kann man dieser dann erstmals auch die Gamma-Variabilität zuordnen. Man fand, dass die Variabilität im Radiobereich und somit die korrelierte Gammaemission, aus einer Region  $\approx 14$  kpc vom zentralen schwarzen Loch entfernt stammt. Dies ist weit außerhalb der BLR/NLR. Kann man dieses Ergebnis auf alle Blazare verallgemeinern, so ist dies sicher ein großer Fortschritt, denn bisher war nur bekannt, dass die Gamma-Emission von Blazaren aus dem Jet, nicht aber aus welcher Region innerhalb des Jets stammt. Eine solche gemessene Entfernung schränkt natürlich die Art der Blazar-Modelle ein und gibt Parameter vor, siehe nächster Abschnitt.

### 2.3.4 Wichtige Beobachtungsevidenzen

Unabhängig vom gewählten Modell um die charakteristische Emission von Blazaren zu beschreiben, können viele der auftretenden Parameter durch Beobachtungen zusammen mit dem “Unified Model” für AGNs physikalisch eingeschränkt werden.

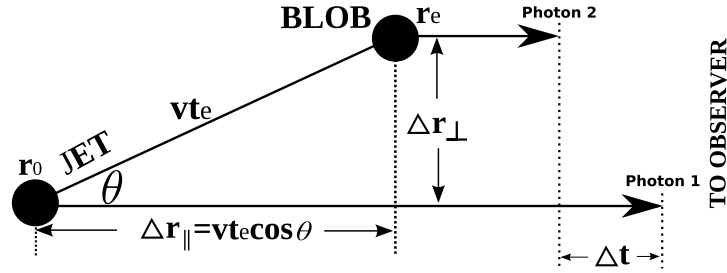
Eine wichtige Methode um die typischen Geschwindigkeiten innerhalb des Jets zu bestimmen stellt die Beobachtung der scheinbaren Überlichtgeschwindigkeit dar, mit der sich Radiowolken innerhalb des Jets von Quasaren und Radiogalaxien bewegen (Piner u. Edwards 2004). Die Überlichtgeschwindigkeit ist dabei ein geometrischer Effekt, siehe Abbildung 2.17.

Durch die relativistische Geschwindigkeit der Blobs, welche sich unter einem Winkel  $\theta$  zum Beobachter bewegen, erscheint die Ankunftszeit von Photonen aus diesem Blob signifikant verkürzt, da die Emissionsregion sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit auf den Beobachter zubewegt, als wenn er sich unter  $\theta = 90^\circ$  bewegen würde. Somit gilt:

$$v_{obs} = \frac{\Delta r_{\perp}}{\Delta t} = \frac{v_{blob} \sin \theta}{1 - \frac{v_{blob}}{c} \cos \theta} \quad (2.41)$$

Auf diese Weise lassen sich Geschwindigkeiten bis über ein Vielfaches der Vakuumlichtgeschwindigkeit beobachten, bis zu  $v_{obs} = 30c$  (Kellermann et al. 2003). Damit ergeben sich hohe Bulk-Lorentzfaktoren innerhalb des Jets und somit  $\delta$ -Faktoren für Blobs von





**Abbildung 2.17:** Wird ein Blob unter dem Winkel  $\theta$  ausgestoßen und ist dessen Geschwindigkeit  $v_{\text{blob}} \approx c$ , so kann es zum (geometrischen) Effekt der scheinbaren Überlichtgeschwindigkeit kommen, da die parallele Geschwindigkeitskomponente der Emissionsregion  $v_{\parallel} = v_{\text{blob}} \cos \theta \approx c$  ist.

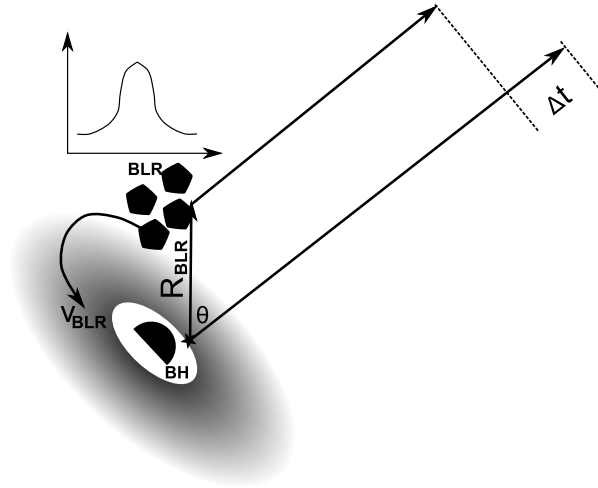
typischerweise  $\delta = 5$  bis  $\delta = 30$ , mit Ausnahmen bis  $\delta = 50$  (Lähteenmäki u. Valtaoja 1999; Kellermann et al. 2007). Im Hinblick auf Emissionsmodelle mit vielen Parametern stellt dies natürlich eine wichtige Möglichkeit dar den Dopplerfaktor im physikalisch sinnvollen Rahmen zu halten. Die Bestimmung des Beobachtungswinkels, welcher von Bedeutung ist um den Bulk-Lorentzfaktor mit dem Dopplerfaktor des Jets zu vergleichen, ist beispielsweise durch geometrische Überlegungen möglich, immer dann wenn man auch Information über den Counter-Jet besitzt.

Die Bestimmung der Entfernung eines Blazars ist natürlich auch im Hinblick auf die Modellierung wichtig. Denn die Rotverschiebung wird die beobachteten Frequenzen zu den intrinsischen verschieben, außerdem kann man nur mithilfe der gemessenen Rotverschiebung die Leuchtkraftentfernung des beobachteten Blazars ermitteln, siehe Abschnitt “Entfernungen”. Eine direkte Bestimmung ist allerdings meistens nur bei Quasaren möglich, da man hier die Linienemission im Spektrum aus der Broad- bzw. Narrowline Region sehen kann und daher sofort die Frequenzverschiebung dieser gegenüber des Laborsystems und somit die Rotverschiebung angeben kann (Kennefick et al. 2007). Können, wie in vielen BL Lac Objekten keine Linien detektiert werden, so kann man deren Entfernung nur in Sonderfällen bestimmen. Kann man diese eindeutig einer Galaxie oder einem Galaxienhaufen zuordnen und dort entweder Emissions- oder Absorptionslinien vermessen oder Cepheiden finden, kann die Rotverschiebung bestimmt werden (Feast u. Catchpole 1997). Dies verbietet sich wegen der schwachen Leuchtkraft der Galaxie gegenüber des AGN jedoch für große Entfernungen. Eine andere Möglichkeit,

## 2 Theoretischer Hintergrund

die Rotverschiebung des BL Lac Objekts selbst zu bestimmen, basiert auf der Absorption von Gammastrahlung am extragalaktischen Hintergrund (Acciari et al. 2010a), siehe Abschnitt “EBL Absorption”. Leider hängt diese Methode sehr stark vom Modell des EBL ab, so dass dies erst mit einem sehr genauen Verständnis des extragalaktischen Hintergrunds praktikabel werden wird.

Die Masse des zentralen schwarzen Lochs wird am zuverlässigsten durch das Reverberation-Mapping bestimmt (Denney et al. 2010; Rafiee u. Hall 2011). Hierzu nutzt man im Prinzip die Kepler-Gesetze aus. Kennt man die Geschwindigkeit und den Abstand eines Körpers, welcher sich im Schwerfeld eines anderen befindet, kann man die Masse des (in diesem Fall) zentralen schwarzen Lochs bestimmen. Die prinzipielle Geometrie ist in Abbildung 2.18 dargestellt.



**Abbildung 2.18:** Geometrie nahe eines schwarzen Lochs mit Broadline-Region zur Bestimmung der Masse des schwarzen Lochs mittels Reverberation-Mapping. Es gilt  $1 - \cos \theta \approx 1$ .

Über die Dopplerverbreiterung der Emissionslinien aus der Broadline-Region des AGNs kann man deren Rotationsgeschwindigkeit um das schwarze Loch bestimmen. Benutzt man jetzt noch die Annahme, dass die Emission in der Broadline-Region durch Photonen aus der Akkretionsscheibe angeregt wird, so kann man den Zeitunterschied zwischen primärer Emission aus der Akkretionsscheibe und Sekundärphotonen aus der Linienemission bestimmen. Damit ergibt sich der Abstand der Broadline-Region vom zentralen

Schwarzen Loch und somit schließlich:

$$M_{\text{BH}} \approx \frac{R_{\text{BLR}} v_{\text{BLR}}^2}{G} \quad (2.42)$$

In Fällen ohne sichtbare Linienemission ist man wieder auf andere Methoden wie die  $M - \sigma$ -Relation für Galaxien als zweite wichtige Methode zur Massenbestimmung von supermassiven schwarzen Löchern angewiesen (Ferrarese u. Merritt 2000; Gebhardt et al. 2000). Die Kenntnis über die Masse des schwarzen Lochs ist von zentraler Bedeutung, da dadurch Abschätzungen über den Drehimpuls des schwarzen Lochs und damit eine z.B. des Poyntingflusses für den relativistischen Jet (sofern man den Blandford-Znajek Prozess zu Grunde legt) möglich werden. Bezüglich Emissionsmodellierung lassen sich damit Größen wie die Emissionsleuchtkraft oder die kinetischen Leuchtkräfte innerhalb des Jets, also die Teilchendichte, einschränken.

Eine der wichtigsten Beobachtungsevidenzen ist die direkte Beobachtung der Jetstruktur mit Radioteleskopen. Durch Nutzung des komplettes Erddurchmessers als Basislinie durch Verbindung vieler Teleskope (*engl.*: Very Long Baseline Interferometry - VLBI) können auch sehr feine Strukturen des Jets offengelegt werden (Mantovani u. Kus 2004; Homan u. MOJAVE 2004; Linford et al. 2011). Anders als im Gammastrahlen- oder Röntgenbereich kann die Räumliche Jetstruktur durch die Radioastronomie sichtbar gemacht werden. Dies kann dann verwendet werden um auch den Ort, also im wesentlichen den Abstand der Gamma-Emission innerhalb des Jets vom schwarzen Loch, zu bestimmen. Hierzu zieht man simultane Beobachtungen von Ausbrüchen im Radiobereich mit denen im optischen, Röntgen und Gammabereich zu Rate. Durch Bestimmung der Signifikanz der Korrelation dieser Ereignisse ist der Abstand der Radioemission vom schwarzen Loch ein Maß für den Abstand der hochenergetischen Emission.

Vor allen Dingen für Emissionsmodelle, welche auch Photonen außerhalb des Jets berücksichtigen ist es wichtig die Position der Gammaemission innerhalb des Jets zu kennen um die Strahlungsdichte der Jetumgebung abschätzen zu können. Leider sind die auf diese Weise erzielten Ergebnisse bisher uneindeutig. In Jet von M87 wird die Gammaemission auf diese Art innerhalb der Broadline-Region, also nur wenige Schwarzschildradien vom schwarzen Loch entfernt, vermutet (Beobachtungen in z.B. Wagner et al. (2009) und Raue et al. (2010) zusammen mit Chandra, Fermi-LAT sowie MAGIC und H.E.S.S.). Wie bereits erwähnt scheint in anderen Blazaren diese Region weiter außerhalb zu liegen (Agudo et al. 2011).

Mit Hilfe der Kausalität erhält man aus der gemessenen Variabilität eine Obergrenze für die Ausdehnung der relevanten Emissionsregion, siehe z.B. auch Wagner (2001).

$$R_{\text{em}} \leq c\Delta t_{\text{var}} \frac{\delta}{1+z} \quad (2.43)$$

Auf diese Weise kann man bereits einen sehr großen Teil der typischerweise vielen Parameter der Emissionsmodelle direkt und indirekt einschränken. Man sieht auch, dass dies nur durch die Grundlage des “Unified Models” möglich ist. Weitere Beobachtungsevidenzen wie z.B. Abschätzungen für das Magnetfeld innerhalb der Emissionsregion durch die Variabilität sind hingegen stark an das zu Grunde liegende Emissionsmodell gekoppelt (Böttcher u. Reimer 2004) und ermöglichen zwar innerhalb dessen eine zuverlässige Abschätzung, jedoch keine so allgemein gültigen Aussagen wie in diesem Abschnitt beschrieben. Natürlich muss das Magnetfeld des Jets in der Lage sein Teilchen innerhalb der Emissionsregion zu halten, i.e.

$$r_{\text{gyr}} \ll R_{\text{em}} \quad (2.44)$$

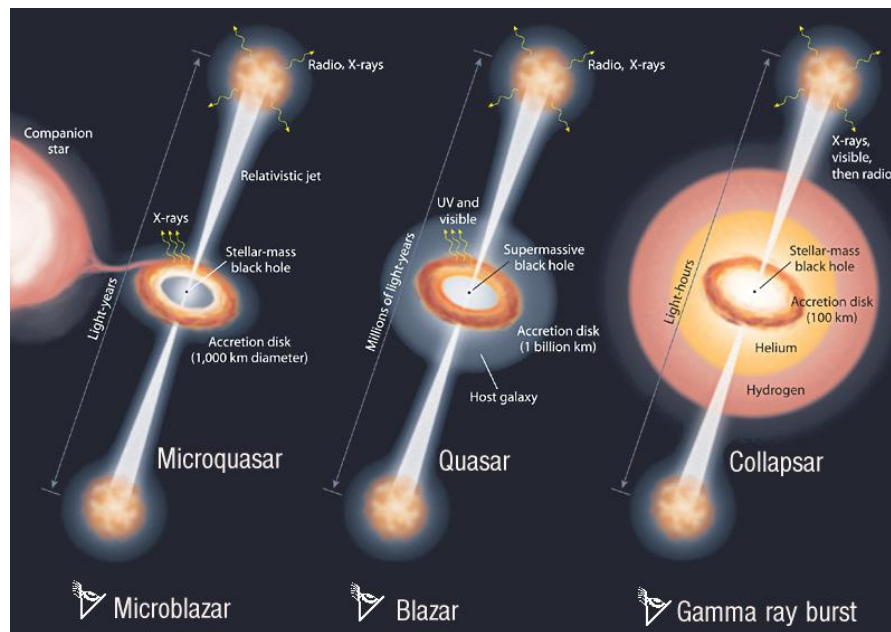
ergibt eine Untergrenze für das Magnetfeld in der Emissionsregion. Desweiteren kann man das durch Modellierung bestimmte Magnetfeld mit dem Äquipartitionsmagnetfeld (Strahlungsdruck = magnetischer Druck) vergleichen um die Größenordnung zu verifizieren. Somit sind die Parameter, welche die Emissionmodelle beschreiben, keineswegs willkürlich festgelegt sondern lassen sich physikalisch motivieren. Zieht man nun noch die Information zu Rate, welche man durch die Beobachtung von Lichtkurven während eines Ausbruchs eines Blazars erhält, kann man zum einen die Parameter weiter einschränken und auch wieder verschiedene Modelle gegeneinander abgrenzen, sofern diese zeitabhängig und selbstkonsistent sind, so wie das in dieser Arbeit beschriebene.

## 2.4 Jets Aktiver Galaxienkerne

### 2.4.1 Allgemeine Eigenschaften

In dieser Arbeit spielen Emissionsprozesse innerhalb des hochrelativistischen Jets von Aktiven Galaxienkernen eine große Rolle, deshalb soll in diesem Abschnitt explizit auf solche Jets eingegangen werden. Makrojets sind nicht nur in Aktiven Galaxienkernen

relevant, sondern auch in Mikroquasaren (*engl.* Microquasar) und Gammastrahlungsausbrüchen (*engl.* Gamma Ray Burst - GRB), siehe Abbildung 2.19. Obwohl sich die betrachteten Jets in ihrer Ausdehnung und in den typischen Größen wie dem vorherrschenden Magnetfeld, unterscheiden nimmt man an, dass der Entstehungs- und Kollimationsmechanismus stets der selbe ist. Die hier beschriebenen Eigenschaften lassen sich also auch auf andere Objekte übertragen und umgekehrt lassen sich Erkenntnisse durch Beobachtungen und Modellierung von Mikroquasaren auf die Jets Aktiver Galaxienkerne anwenden. Dies ist sehr interessant, da Mikroquasare anders als Quasare in unserer Galaxie beobachtet werden können. Aus diesem Grund kann man hier oft beispielsweise den relativistisch de-boosteten “Counter-Jet” erkennen.



**Abbildung 2.19:** Analogie der Jetsysteme von Mikroquasaren, Quasaren (AGNs) und Gammastrahlungsausbrüchen. Trotz offensichtlicher Unterschiede in Ausdehnung des relativistischen Ausflusses vermutet man die selben Entstehungsmechanismen und v.a. Kollimationsmechanismen. Image Credit: I.F. Mirabel, L.F. Rodríguez (2002).

Jets von Aktiven Galaxienkernen haben typischerweise eine Ausdehnung von 1 Mpc bis 10 Mpc mit einem Öffnungswinkel  $\theta_j \approx 1/\Gamma$  von wenigen Grad. Die Ausflüsse sind dabei keineswegs strukturlos, wie der nächste Abschnitt zeigt. Die beiden Jets sind dabei hochrelativistisch ( $\Gamma \gg 1$ ), dies ist der Grund warum man solch hohe Strahlungsflüsse von Blazaren messen kann. Der vom Beobachter weggerichtete Jet ist wegen des analogen

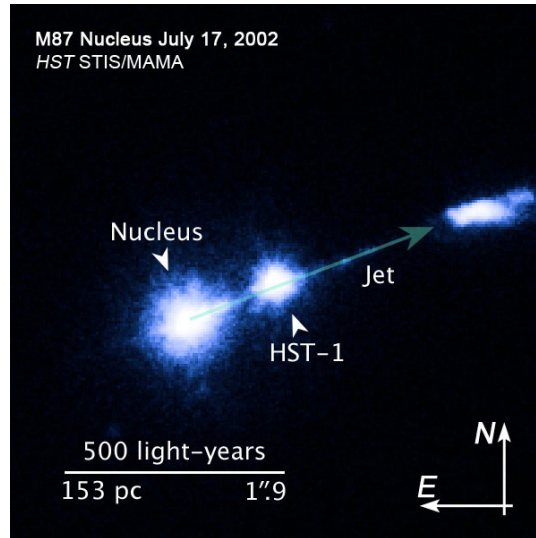
de-beamings bei AGNs oft nicht sichtbar. Das hochrelativistische Jetplasma wird dabei von einer helikalen Magnetfeldstruktur kollimiert (Bogoyavlenskij 2000). Diese Magnetfeldkonfiguration, so nimmt man an, entsteht bereits nahe des schwarzen Lochs, ist also unmittelbar mit der Jetentstehung verbunden (Livio 2009; Böttcher et al. 2011). Aus diesem Grund sind Magnetohydrodynamik (MHD)-Simulationen wichtig (siehe z.B. Hardee (2011)), um solche offenen Fragen adressieren zu können. Das helikale Magnetfeld muss dabei stark genug sein um i) dem kinetischen Druck des Jetplasmas standzuhalten und ii) den Jet gegen das intergalaktische Medium zu stabilisieren um ein weites Eindringen zu ermöglichen (Stute et al. 2008).

Welcher Mechanismus dann schließlich zur Dekollimation des Jets und der Energiedeposition des Jetplasmas in den ausgeprägten Radiowolken (vgl. Abbildung 2.9 bzw. Abbildung 2.10) führt, ist eine weitere wichtige offene Frage. Hierfür kommt die adiabatische Expansion (Hardee 1986; Pushkarev et al. 2008) oder eine Entschleunigung des Jets, aufgrund verschiedener Mechanismen in Frage (Das et al. 2006). Die Eigenschaften des hochrelativistischen Jets hängen dabei eng mit den offenen Fragen der Jetentstehung und der Akkretionsphysik zusammen; dies wird offensichtlich vergleicht man z.B. die stark unterschiedlichen Jets der FR-I und FR-II Radiogalaxien. Mit Strahlungsmodellen, wie in dieser Arbeit vorgestellt, kann man Rückschlüsse auf das strahlende Jetplasma ziehen, was wiederum Folgerungen auf die Akkretion und/oder die Entstehung des Jets zulässt.

### 2.4.2 Radioknoten und stehende Schockwellen

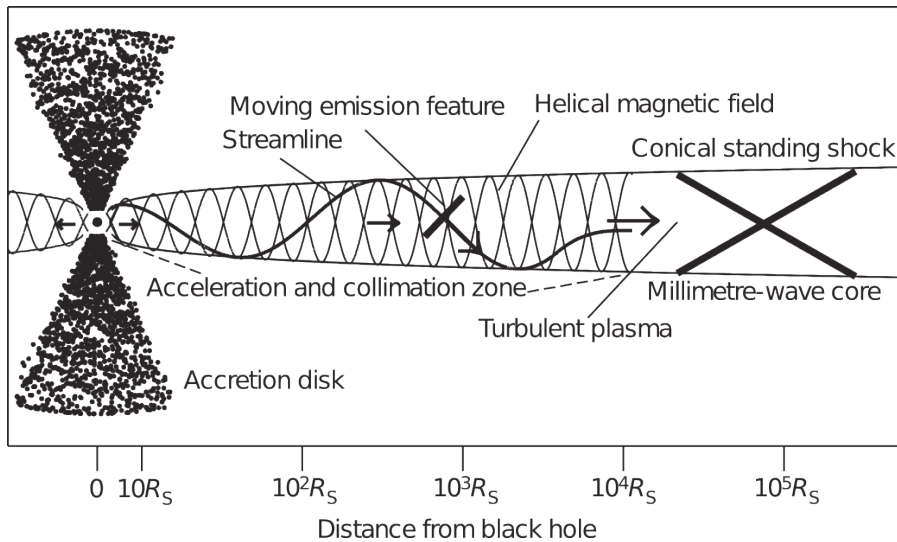
Die zwei wichtigsten geometrischen Eigenschaften der relativistischen Jets von Aktiven Galaxienkernen sind die sogenannten Radioknoten (*engl.* radio knot, radio lobe) und die damit verbundenen stehenden Schockwellen. Radiolobes sind Regionen besonders starker Emission, welche sich stets an der selben Position innerhalb des Ausflusses befinden. Sehr gut kann dies bei der relativ nahen Radiogalaxie M87 beobachtet werden, siehe Abbildung 2.20 im optischen Bereich.

An dem Knoten “HST-1”, welcher sich nicht entlang des Ausflusses bewegt, ist die Luminosität besonders stark. Bei M87 kann man wegen ihrer geringen Entfernung sogar im Röntgenstrahlungsbereich die Struktur und diese Knoten auflösen. Weiter außen entlang der Jetachse findet sich die typische Wolke einer FR-Radiogalaxie. Die Radioknoten werden mutmaßlich durch stehende Schockwellen (*engl.* standing shock) generiert. Pas-



**Abbildung 2.20:** Aufnahme des Hubble Space Telescops des Jets von M87 im Jahr 2002. Man kann im optischen Bereich den AGN selbst und die Radiowolke weit außerhalb erkennen, dazwischen liegt der hochluminose Knoten “HST-1”. Von diesen Knoten sind im Radiobereich noch mehrere erkennbar. Image Credit: NASA, ESA, and J. Madrid.

siert das Jetplasma diese, wird es kollimiert und beschleunigt, was zur beobachteten erhöhten Emission führt. Die Position dieser Radioknoten ist konstant, aber es werden unterschiedliche Flusszustände von diesen Knoten gemessen. Es kommt hier also auch zu Ausbrüchen ähnlich wie im Gammastrahlungsbereich. Warum dieses Kollimationsgebiet sich nicht bewegt, und welcher Mechanismus die Knoten generiert, ist Gegenstand aktueller Forschung (Böttcher et al. 2011; Marscher et al. 2008, 2010; Marscher u. Jorstad 2011). Die Radioknoten werden in vielen Modellen auch als Ort der Gammaemission des AGN diskutiert. Ergebnisse von Multiwellenlängenbeobachtungen von M87 deuten zwar darauf hin, dass die Gammaemission mit  $\ll 100 \cdot R_s$  nahe des schwarzen Lochs stattfindet (Wagner et al. 2009), aber Beobachtungen anderer Quellen (Agudo et al. 2011) ordnen die Gammaemission den typischen Entfernungen ( $\approx 14$  pc) der Radioknoten zu. Ein sehr bekanntes Modell zur Beschreibung der Jetstruktur inkl. der Knoten ist das von Marscher et al. (2008), welches in Abbildung 2.21 dargestellt ist. Es bewegt sich ein Strahlungsgebiet entlang der helikalen Magnetfeldstruktur des Jets. Strahlungsausbrüche in allen Wellenlängenbereichen, also insbesondere auch Gammastrahlungsausbrüche, finden immer dann statt, wenn dieser Blob das turbulente Plasma und die stehende Schockwelle, also den Radioknoten, erreicht.



**Abbildung 2.21:** Aus Marscher et al. (2008). Modellstruktur des Jets in einem typischen BL Lac Objekt. Das Strahlungsgebiet bewegt sich entlang der Streamline durch das helikale Magnetfeld. Es kommt zu Multiwellenlängen-Ausbrüchen mit stark erhöhter Emission, wenn das Gebiet die turbulenten Regionen des Jets, sowie den Knoten mit der stehenden Schockwelle erreicht.

Nicht zu verwechseln sind diese stehenden Radioknoten mit den räumlich zusammenhängenden Radiowolken, welche sich kontinuierlich nach außen bewegen. Letztere werden benutzt um die typischen Geschwindigkeiten innerhalb des relativistischen Ausflusses zu messen, oft stellt man damit die scheinbare Überlichtgeschwindigkeit fest. Solche zusammenhängenden Gebiete motivieren natürlich den relativistischen Strahlungsblob in einem Emissionsmodell.

## 2.5 Modellierung von Blazaren

### 2.5.1 Jetmodelle

Alleine durch die Beobachtung von Aktiven Galaxienkernen insbesondere der Blazare kann man nur sehr wenig Erkenntnis im Bezug auf die physikalisch relevanten Vorgänge im Jet und auch zu dessen Entstehung, die bis heute eine wichtige offene Frage ist, gewinnen. Labormodelle solcher Jets existieren zwar (Ng 2004), das Skalenverhalten ist aber nur sehr ungenau bekannt (Ryutov u. Remington 2000) und auch eine direkte Messung



der Größen ist selbstverständlich ausgeschlossen. Ein Labormodell zur Entstehung eines relativistischen Jets in einer Kerr-Geometrie ist, wegen des fehlenden schwarzen Lochs, ebenso unmöglich.

Man ist also auf die Entwicklung theoretischer Modelle angewiesen um die Beobachtungsdaten im Kontext des “Unified Model” von AGNs zu interpretieren um neue Erkenntnisse zu gewinnen. Durch immer leistungsfähigere Computersysteme beschränken sich diese Modelle nicht mehr nur auf sehr krude Näherungen, sondern können mit den vollen physikalischen Prozessen versehen werden um die grundlegende Mikrophysik zu beschreiben. Daher arbeiten mittlerweile viele Arbeitsgruppen aus den unterschiedlichsten Bereichen an der Modellierung astrophysikalischer Objekte, insbesondere auch der relativistischen Ausflüsse Aktiver Galaxienkerne. Damit kommt man immer mehr in die Lage Erkenntnisse verschiedener Herangehensweisen mit Beobachtungsdaten zu vergleichen um ein gesamtseitliches Bild zu erhalten.

Zum Einen sind hier die bereits erwähnten Magnetohydrodynamik Simulationen relevant (Spanier u. Wisniewski 2011), welche v.a. die Entstehung, Ausbreitung und Stabilität des Jets analysieren können. Die grundlegende Mikrophysik wie es z.B. zur Beschleunigung der Teilchen kommt, kann mit Particle in Cell Simulationen (PiC) auch über das nichtrelativistische Limit hinaus weiter geführt werden. In dieser Arbeit wird ein kinetisches Strahlungsmodell verwendet. Diese Modelle helfen die Emission zu verstehen und mit Hilfe der Selbstkonsistenz zusammen mit den übrigen Simulationen Rückschlüsse auf die Mikrophysik des Jets zu ziehen.

Neben den Strahlungsmodellen, welche vor allen Dingen in dieser Arbeit eine Rolle spielen, auf welche im nächsten Abschnitt detailliert eingegangen wird, tragen noch andere Modelle zum Verständnis astrophysikalischer Jets bei. Überhaupt kann man nur durch das Zusammenspiel verschiedener Modelle, dem “Unified Model” und den Beobachtungen von Jets in verschiedenen AGNs und Energiebereichen dieses komplexe Gebiet weiter verstehen. Ziel ist es schließlich z.B. den Mechanismus zu identifizieren, welcher den Jet entstehen lässt (siehe hierzu auch: Abschnitt 2.2.4 und 2.2.5). Die Teilchenzusammensetzung innerhalb des Jets spielt wiederum für die Strahlungsmodelle eine entscheidende Rolle, bzw. durch Beobachtung von Flares in Blazaren kann man durch Strahlungsmodelle auf die beitragenden Teilchenspezies schließen und somit Rückschlüsse auf den Entstehungsmechanismus des relativistischen Ausflusses ziehen.

Wie bereits erwähnt ist die Frage nach der Stabilität des Jets noch nicht geklärt. Dies kann mit magnetohydrodynamischen Simulationen, kurz MHD, untersucht werden, sowie auch die Frage nach der Jetkollimation und evtl. auch der Jetentstehung. Nur damit kann auch darauf eingegangen werden, wie genau der Energietransport in einer solchen Umgebung verläuft und was schließlich die Dekollimation und Energiedeposition des Jets auslöst.

Die Mechanismen der Beschleunigung in astrophysikalischen Umgebungen (siehe auch Kapitel 2.7) sind nach heutigem Erkenntnisstand identifiziert. Allerdings ist v.a. bei den Fermi-Prozessen die analytische Beschreibung nur in den Grenzfällen nicht relativistischer Schockgeschwindigkeiten oder nicht relativistischer Teilchen möglich. Die Änderungen der Spektren für den allgemeinen Fall können nur mit Hilfe von Simulationen quantifiziert werden. Hierzu bieten sich PiC Simulationen wie z.B. in Burkart et al. (2010) an.

### 2.5.2 Überblick: Strahlungsmodelle

Hier soll ein kurzer Überblick der verschiedenen Strahlungsmodelle für Blazare nach derzeitigem Stand der Forschung gegeben werden. Im Prinzip lassen sich die unterschiedlichen Ansätze in zwei Kategorien zusammenfassen: leptonische und hadronische Modelle.

Bei leptonischen Modellen handelt es sich im einfachsten Fall um Synchrotron-Selbst-Compton (*engl.* Synchrotron-Self-Compton), kurz SSC, Modelle (Rees u. Sciama 1966). Hierbei bewegt sich die als sphärisch angenommene Emissionsregion, der Blob, mit einem Bulk-Lorentzfaktor innerhalb des Jets. Das Magnetfeld wird meist als zufällig orientiert angenommen. In dem relativistischen Blob befinden sich nicht-thermische Elektronen, deren Verteilung isotrop und homogen ist. Diese Elektronenverteilung folgt dabei meist einem Potenzgesetz in der Energie, wie man es aus Beschleunigungstheorien (z.B. Fermi-I oder Fermi-II) erwarten würde. Der erste Peak in den charakteristischen Blazar SEDs kommt dabei durch die Elektronensynchrotronstrahlung des Blobs zu Stande. Die Synchrotronphotonen im Blob interagieren aber auch mit der Elektronenverteilung; durch inverse Comptonstreuung wird die Elektronensynchrotronstrahlung zu hohen Energien gestreut, was im SSC Modell den zweiten Peak in der SED von Blazaren ergibt. Die hohen Leuchtkräfte sind dabei auf das relativistische Beaming des Blobs aufgrund

des Bulk-Lorentzfaktors zurückzuführen. Im einfachsten SSC Fall ist die angenommene Elektronenverteilung im Blob vollkommen unabhängig von dessen Ausdehnung, dem Magnetfeld oder der Photonendichte innerhalb der Emissionsregion. In diesem Fall, siehe z.B. Tavecchio et al. (2001); Kataoka et al. (2000), parametrisiert man die Elektronenverteilung durch ihre Gesamtenergiedichte  $Q_e$ , die minimalen  $E_{\min}$  und maximale Elektronenenergie  $E_{\max}$ , sowie ein bis mehrere spektrale Brüche bei verschiedenen Energien und den dazugehörigen Indizes der Potenzgesetzverteilung  $N(E) \propto E^{-s}$  mit  $s_1, s_2, \dots$ . Damit kann man nun (zusammen mit dem Magnetfeld  $B$  und dem Dopplerfaktor  $\delta$  des Blobs, sowie dessen Ausdehnung  $R_{\text{blob}}$ ) bei Kenntnis der Rotverschiebung des Blazars seine SED “modellieren”.

Ohne weitere Interpretation ist diese Art von SSC Modell allerdings sehr problematisch, denn tatsächlich ist die Elektronenverteilung keinesfalls unabhängig vom Strahlungsfeld im Blob, dessen Ausdehnung und dem Magnetfeld. Man kann zwar die Energiedichte der Elektronenverteilung mit der im Magnetfeld vorhandenen Energie vergleichen oder die Größe der Emissionsregion mittels Kausalität, siehe vorheriges Kapitel, einschränken, doch bleibt die Form der Elektronenverteilung, also die Anzahl und Position sowie Form der spektralen Brüche, willkürlich gewählt.

In einem selbstkonsistenten Fall würde man einen spektralen Bruch erwarten und zwar bei der Energie, bei der die Kühlung durch den dominanten Energieverlustterm relevant wird. Die Größe des spektralen Bruchs hängt dabei von der Energieabhängigkeit des Kühlungsprozesses ab. Für Energieverluste durch Synchrotronstrahlung ist dies beispielsweise “1“. Motiviert man mehrere spektrale Brüche sowie deren Größe nicht physikalisch, beispielsweise durch die Breite von Schockprofilen bei der Beschleunigung, läuft man Gefahr physikalisch unsinnige Magnetfelder, Dopplerfaktoren oder Elektronenenergiedichten innerhalb des Blobs, sowie dessen Ausdehnung in den willkürlich gewählten Steigungen und spektralen Brüchen der Elektronenverteilung zu kodieren. Damit kann man dann nicht erkennen, dass ein reines SSC-Modell bei der betrachteten Quelle versagt und andere Ansätze gewählt werden müssten.

Denn nur auf diese Weise kann man bezüglich der Blazar-Sequenz oder den Unterschieden von HBLs, LBLs und FSRQs weitere Einblicke erhalten. Genau genommen ist diese einfache, zeitunabhängige Herangehensweise nur ein Übersetzen der Parameter: Da man die statische Lösung für die Synchrotronstrahlung einer Elektronenverteilung kennt, siehe z.B. Rieger et al. (2010), kodiert man die gemessenen spektralen Indizes der SED in

spektrale Indizes der Elektronenverteilung mit entsprechenden Brüchen im Spektrum. Man hat dadurch keinen Informationsgewinn erreicht.

Besser ist es wie in Böttcher (2010); Rieger et al. (2010) die spektralen Brüche selbstkonsistent aufgrund der Synchrotron und der inversen Comptonkühlung (in Böttcher (2010); Weidinger et al. (2010)) zu bestimmen. Damit fallen zum einen viele der ohnehin schon großen Anzahl an Parametern weg und man kann zum anderen sofort erkennen, bei welchen Blazaren der SSC-Ansatz funktioniert und bei welchen nicht. Aber auch diese Modelle sind, sofern man nicht die maximale Elektronenenergie und den Spektralindex physikalisch begründet noch nicht vollständig selbstkonsistent. Hierzu benötigt man Kenntnis über die Beschleunigungsmechanismen innerhalb des Jets oder man modelliert die Beschleunigung innerhalb des SSC Modells um den maximalen Grad an Selbstkonsistenz zu erreichen. Dies sind die Modelle, welche z.B. in Kirk et al. (1998) (Fermi-I Beschleunigung) oder in Weidinger (2009); Weidinger et al. (2010) (Fermi-I und Fermi-II Beschleunigung) beschrieben sind. Der spektrale Index der Elektronenverteilung, wie sie bei den vorherigen Modellen parametrisiert in die Emissionsregion injiziert wird, ergibt sich dabei aus der Beschleunigungseffizienz, die maximale Elektronenenergie aus der Konkurrenz von Beschleunigung und Kühlung ( $t_{acc} = t_{cool}$ ). Somit bleibt nur noch die injizierte Energiedichte und die minimale Elektronenenergie als diejenigen Parameter übrig, welche physikalisch zu begründen sind, und nicht selbstkonsistent aus dem Modell hervorgehen. Man kennt nun zudem die komplette Zeitabhängigkeit der von Energiegewinne und -verluste innerhalb der Modellannahmen und kann dadurch Ausbrüche von Blazaren simulieren (Weidinger 2009; Weidinger u. Spanier 2010a). Dies kann man verwenden um i) die gewählten freien Parameter ( $B$ ,  $R_{blob}$ ,  $\delta$ ,  $E_{min}$ ,  $Q_{inj}$ ) weiter einzuschränken, ii) die Anwendbarkeit des Modells auf die betrachtete Quelle zu Prüfen und iii) Aussagen für das Multiwellenlängenverhalten der SSC dominierten Quelle zu machen, auch wenn der Ausbruch nicht in allen Energiebändern beobachtet wurde, siehe hierzu z.B. Weidinger u. Spanier (2010a) und Kapitel 4. SSC Modelle sind vor allen Dingen bei der Modellierung von Blazaren mit niedriger Flussdichte und hohen Peakfrequenzen, also meistens bei HBLs, erfolgreich. Bei vielen LBLs und hauptsächlich bei FSQRs können die SEDs in keinem Fall durch SSC Modelle beschrieben werden. Dies liegt v.a. am hohen Fluss im Gamma-Bereich, der die SSC Modelle zu Parametern weit abseits der Äquipartition von Strahlungs- zu Magnetfelddruck zwingt. Auch werden die Dopplerfaktoren unphysikalisch groß (Böttcher 2007).

Mit den sogenannten externen Compton Modellen (*engl.* external compton - EC) können auch diese Blazartypen mit physikalisch sinnvollen Parametern erklärt werden (Dermer u. Schlickeiser 1993). Bei EC Modellen nimmt man an, dass nicht nur die in dem Blob vorhandene Elektronensynchrotronstrahlung von der Elektronenverteilung durch den inversen Comptoneffekt zu hohen Energien gestreut wird, sondern auch ein zweites, niederenergetisches Photonenfeld. Bei diesem handelt es sich um externe Photonen, welche in den Jet und somit in die modellierte Emissionsregion eindringen. Der zweite Peak in der SED eines LBL oder FSRQs ist also auf inverse Compton Streuung der Elektronensynchrotronphotonen des Blobs und des externen Photonenfelds zurückzuführen. Damit gelingt es die Modellparameter in einem physikalisch sinnvollen Rahmen zu halten. Problematisch hierbei ist, dass man durch das externe Strahlungsfeld weitere Parameter einführt, nämlich dessen Dichte, Art und in guten EC Modellen wie Böttcher u. Dermer (1998); Böttcher et al. (1997) auch dessen Richtung. Es gilt also abzuschätzen was genau das externe Strahlungsfeld ist. Hierfür kommen Photonen aus der Akkretionsscheibe, der Broadline-Region oder dem Staubtorus (siehe Abbildung 2.14) in Frage. Die Quelle der externen Strahlung bestimmt ihre Form und Energiedichte. Um abschätzen zu können welche Quelle wichtig ist (und ob den Jet überhaupt ein dichtes Strahlungsfeld umgibt) ist die Position der Gammaemission im Jet entscheidend, über welche meistens keine Kenntnis vorliegt, siehe Abschnitt 2.4.

Dieser Ort zusammen mit dem Ursprung der externen Strahlung entscheidet auch, aus welcher Richtung diese in den Blob eindringt, was für die Lorentztransformation essentiell ist. Innerhalb des Blobs ist das externe Feld keineswegs isotrop sondern stark gerichtet. Dies gilt es v.a. im Hinblick auf das relativistische Beaming der Comptongestreuten externen Komponente zu beachten. Isotrope Strahlung verhält sich dabei anders als nicht-isotrope: Im isotropen Fall gilt  $I_{\text{beamed}} = \delta^3 I$ , bei stark anisotroper Strahlung  $I_{\text{beamed}} = \delta^4 I$  (Dermer 1995; Hutter u. Spanier 2011). D.h. aber auch, dass die externe Komponente sehr viel stärker vorwärtsgerichtet abgestrahlt wird. Damit kann man, sofern man den Beobachtungswinkel des Blazars kennt, sofort bestimmen, ob diese eine Rolle in der SED spielen kann (macht man sinnvolle Annahmen über die Strahlungsdichte in der Jetumgebung). Diese Aussage ist nur durch korrekte (anisotrope) Behandlung der externen Strahlung möglich. Modelle die dies nicht tun, z.B. Ravasio et al. (2002) aber auch wie in Böttcher et al. (2009), sind daher nur begrenzt aussagekräftig.

Die zweite Kategorie von Strahlungsmodellen stellen die hadronischen Blazar-Modelle dar, erstmals vorgestellt von Mannheim (1993). Neben Elektronen sind in diesen Modellen auch nicht-thermische Protonen vorhanden. Der erste Peak in einem typischen Blazar-Spektrum ist auf die relativistischen primären Elektronen und deren Synchrotronstrahlung zurückzuführen. Der zweite Peak wird meist durch die Synchrotronstrahlung der primären nicht-thermischen Protonen dominiert. Um die hochenergetischen Protonen einigermaßen lange in der Emissionsregion zu halten muss deren Gyrationradius kleiner sein, als die Ausdehnung des betrachteten Gebiets, d.h. das Magnetfeld muss im Vergleich zu den leptonischen Modellen entsprechend groß sein. Damit verlieren die Protonen sehr effektiv Energie durch Synchrotronstrahlung. Der inverse Comptonanteil der Elektronen ist in hadronischen Modellen unterdrückt. Die primären Komponenten sind allerdings nicht die einzig relevanten Strahlungsprozesse.

Protonen sind keine Elementarteilchen, also ist die Anregung von Resonanzen wie der  $\Delta^+$ -Resonanz durch Interaktion mit dem Strahlungsfeld des Blobs, also der Elektronen- und Protonensynchrotronstrahlung, möglich. Durch diese Photomesonenproduktion können weitere Komponenten in der beobachteten SED eine Rolle spielen. Die so erzeugten geladenen und neutralen Pionen zerfallen als instabile Teilchen über Myonen in stabile Elektronen und Positronen bzw. in Photonen, welche dann wieder über Synchrotronstrahlung bzw. direkt zum Modellspektrum beitragen. Dieser Beitrag ist aber fast zu 100% bei Photonenenergien  $> 20$  TeV und könnte wegen der EBL Absorption nicht detektiert werden. Viel entscheidender ist jedoch, dass in diesem Energiebereich die Emissionsregion optisch dick für  $\gamma\gamma$ -Paarerzeugung ist. Auf diese Weise werden Elektron-Positron Paare aus den primären photohadronischen Produkten und deren Synchrotronstrahlung erzeugt. Liegt die Synchrotronstrahlung der ersten Kaskadengeneration wieder im optisch dicken Bereich für Paarproduktionsprozesse, wiederholt sich das Ganze in einer zweiten Kaskade, bis sich die Synchrotronstrahlung der Paarkaskaden, ausgelöst durch die photohadronischen Prozesse, schließlich im optisch dünnen Bereich befindet. Hier kann sie dann auch gemessen werden. In welchem Bereich und ob diese Kaskadenstrahlung in der SED eine Rolle spielt hängt sehr stark von den gewählten Parametern wie dem Magnetfeld und der Protonenenergiedichte innerhalb des Blobs ab. Sie kann im Röntgenbereich auftreten, aber auch in der hochenergetischen Gammastrahlung.

Jedenfalls wurde gezeigt (Mücke u. Protheroe 2001; Mücke et al. 2003), dass pho-

mesonische Prozesse bei den Magnetfeldern in Blazaren durch die Kaskadierung eher flache, eigenschaftslose Spektren im Gegensatz zu den charakteristischen Synchrotron-Peaks von primären Elektronen und Protonen erzeugen. Insbesondere gibt es keinen prominenten  $\pi^0$ -Peak im Spektrum, wie man ihn von hadronischen SNR Modellen kennt (Völk et al.). Dies liegt zum einen daran, dass in diesem Bereich die Protonsynchrotronstrahlung dominiert, und zum anderen, dass die neutralen Pionen ihr Zerfallsmaximum nicht im optisch dünnen Bereich des Blobs haben, sondern bei Energien  $> 50$  TeV. Im Blob selbst sind die Protonen, also auch die Zwischenprodukte, welche bei der Photomesoninteraktion entstehen stark relativistisch, deshalb wird der  $\pi^0$ -Peak weit verschoben. Weiter kann es aber auch eine Rolle spielen, dass ein Myon einen Teil seiner Energie in Form von Synchrotronstrahlung verlieren kann, bevor es zu einem Elektron bzw. Positron zerfällt. Diese Strahlung trägt u.U. im Gammastrahlungsbereich bei, siehe Böttcher et al. (2009). Werden hadronische Modelle verwendet um LBLs und FSRQs zu modellieren, ist man im Gegensatz zu leptonischen EC Modellen nicht auf Abschätzungen des externen Photonenfelds, also auch nicht auf eine Position der Emissionsregion nahe des schwarzen Lochs, angewiesen.

Eine weitere Klasse der hadronischen Modelle sind sogenannte Heavy Jet Modelle. Hier werden auch  $pp$ -Interaktionen und deren Folgeprodukte relevant für das gemessene Flusspektrum. Eine Selbstinteraktion der nicht-thermischen Protonenverteilung für diese Prozesse ist aber aufgrund der geringen Energiedichte in Blazaren nicht relevant. Als Zielprotonenverteilung wird hier meist der thermische Hintergrund angenommen (Beall u. Bednarek 1999). Die Frage ob dies überhaupt eine Rolle spielt lässt sich nicht leicht beantworten, da Abschätzungen über diesen Hintergrund gerade innerhalb des Jets äußerst schwierig sind. Genau genommen hat man darüber keine Kenntnis, denn der intergalaktische Protonenhintergrund reicht hierfür in der Regel nicht aus (Rüger 2011). Deshalb wird in dieser Arbeit bewusst auf diesen weiteren Unsicherheitsfaktor verzichtet.

Nicht nur wegen der aufwändigen Berechnung des  $p\gamma$ -Wirkungsquerschnitts durch den SOPHIA Monte-Carlo Generator oder über einfache Abschätzungen, auch wegen der stark unterschiedlichen Verlustzeitskalen von Elektronen und Protonen wurden diese Art von Modellen immer nur im statischen, nicht selbstkonsistenten Grenzfall betrachtet. In diesen Fällen können viele Teile analytisch berechnet werden. Dadurch kann wie auch bei den einfachsten SSC-Modellen auch nur eine sehr begrenzte Aussage zu den Parametern gemacht werden. Qualitativ wurde dies auch schon in Mannheim (1993)

betrachtet, aber auch für bestimmte Quellen, z.B. in Böttcher et al. (2009); Mücke u. Protheroe (2001). In dieser Arbeit wird der hadronische Ansatz zeitaufgelöst verfolgt. Es wird die Beschleunigung selbstkonsistent berücksichtigt und Hybrid-Modell entwickelt. Eine Abgrenzung hadronisch und leptonisch ist nicht mehr nötig, denn es kommt nur auf die gewählten Parameter an, ob die Protonen einen signifikanten Beitrag zur SED des modellierten Blazars liefern. Durch die Berücksichtigung der Beschleunigung ist man somit zum ersten Mal in der Lage auch Ausbrüche und die Zeitinformation in den gemessenen Lichtkurven von Blazaren zu berücksichtigen und dazu zu verwenden das entwickelte Modell gegen z.B. EC Modelle abzugrenzen und darüberhinaus die Parameter weiter einzuschränken.

Neben diesen “grundlegenden” Modellen leptonischer und hadronischer Natur gibt es natürlich noch weitere Modelle. Diese stellen meist Erweiterungen zu den vorgestellten dar, wie z.B. das Spine-Layer-Szenario (Ghisellini 2008), welches motiviert durch MHD-Simulationen den Jet zylindrisch in einen inneren und einen äußeren Bereich einteilt, mit dem Ziel weitere Erkenntnisse über das “Unified Model” und verschiedene AGN-Typen zu gewinnen. Andere Modifikationen betreffen die Entstehung der Schocks zur Beschleunigung der Elektronen innerhalb des Jets und den messbaren Auswirkungen in den Lichtkurven, wie das “Colliding Shell Model” (Böttcher u. Dermer 2010). Die grundlegenden Modellannahmen entsprechen dabei aber stets den hier beschriebenen, auf die speziellen Erweiterungen kann hier nicht weiter eingegangen werden, da bei diesen Modellen noch weitere Parameter oder ganze Elektronenverteilungen eingeführt werden müssen. Die eingeführten Parameter sind dabei nur in dem jeweiligen Zusammenhang sinnvoll und physikalisch motiviert. Zur Beantwortung der grundlegenden Fragen, um die es auch in dieser Arbeit geht, nach der Art des Strahlungsprozesse, welcher für den Gammastrahlungsspeak in einer Blazar SED verantwortlich ist, oder nach den physikalischen Unterschieden in FSRQs und HBLs, tragen diese Modelle nicht bei.



## 2.6 Kosmische Strahlung

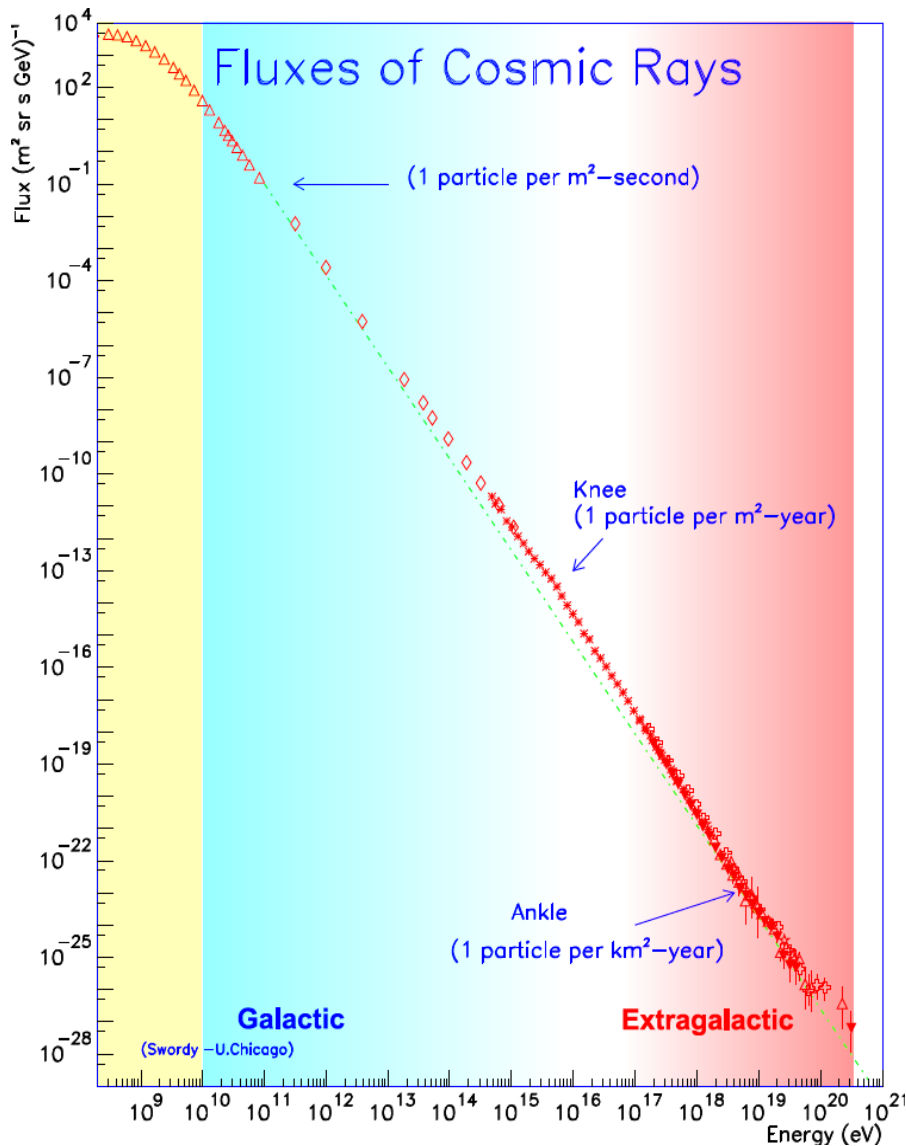
### 2.6.1 Kosmisches Strahlungsspektrum

Die meisten Ereignisse, welche in Air-Cherenkov Teleskopen registriert werden, sind nicht die hochenergetischen Photonen extragalaktischer Quellen wie AGNs, sondern hadronische Schauer. Es handelt sich um die kosmische Strahlung, deren Spektrum seit der Entdeckung durch Viktor Hess 1912 (Hess 1912) über mehrere Größenordnungen mit einer Vielzahl von Experimenten vermessen wurde und wird (Bird et al. 1995; Matthiae 2008). Das kosmische Strahlungsspektrum ist in Abbildung 2.22 dargestellt. Bei kosmischer Strahlung handelt es sich um hochrelativistische Teilchen, zumeist Hadronen, von Protonen bis hin zu schweren Ionen. Die kosmische Strahlung ist heute über 13 Größenordnungen von  $\approx 10^8$  eV bis  $\approx 10^{20}$  eV spektral vermessen und folgt einem Potenzgesetz.

$$\frac{dN_{\text{cr}}}{dE} \propto E^s \quad (2.45)$$

Bei relativ kleinen kinetischen Energien der Teilchen ist die Statistik flussbedingt sehr gut, geht man zu höheren Energien (ab dem sogenannten Knie, siehe Abbildung 2.22), nimmt der Fluss dramatisch ab, beim Knöchel wird beispielsweise nur noch ein Teilchen pro Quadratkilometerjahr detektiert. Trotzdem gelingt die Angabe relativ kleiner Änderungen des spektralen Index der kosmischen Strahlung in verschiedenen Energiebereichen. Bis zum Knie misst man einen Index von  $s \approx -2.7$ , dort steigt dieser auf  $s \approx -3.0$ . Oft wird auch ein zweites Knie bei  $\approx 3 \cdot 10^{17}$  eV angegeben, bei dem der Spektralindex weiter auf  $s \approx -3.3$  steigt. Um den Knöchel verhärtet sich das kosmische Spektrum wieder auf  $s \approx -2.6$ , wobei sich hier auch die mangelnde Statistik bemerkbar macht. Diese spektralen Veränderungen zu bestimmen und zu erklären, ist Ziel einer Vielzahl von Experimenten und Modellen und kann nur durch interdisziplinäre Interpretationen gelöst werden, hierzu mehr im nächsten Abschnitt (Gaisser 1991; Schlickeiser 2002).

Höherenergetische kosmische Strahlung als  $\approx 10^{20}$  eV erwartet man wegen des GZK-Cutoffs nicht. Hadronen mit einer Energie über dieser sind der Photomesonproduktion (hauptsächlich  $p\gamma \rightarrow \pi^0$  und  $p\gamma \rightarrow \pi^+$ ) mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund ausgesetzt (Greisen 1966; Zatsepin u. Kuz'min 1966). Sie verlieren dadurch sehr schnell



**Abbildung 2.22:** Kosmisches Strahlungsspektrum nach S. Swordy über ca. 13 Größenordnungen, Zusammenfassung verschiedener Experimente. Das höchstenergetische gemessene Teilchen hatte eine Energie von  $3.5 \cdot 10^{20}$  eV, dies entspricht einem Protonen-Lorentzfaktor von  $\gamma_P \approx 10^{11}$ . Der geringe Fluss im Bereich  $> 10^{19}$  eV sorgt für eine schlechte Statistik und erschwert systematische Untersuchungen. Markiert sind die einzelnen vermuteten Quellen der kosmischen Strahlung, der Übergang galaktisch zu extragalaktisch ist nicht eindeutig bestimmt (siehe Text).

Energie und können folglich in diesem Bereich nicht mehr wahrgenommen werden. Aufgrund der wenigen detektierten Teilchen kann das Vorhandensein dieses Cutoffs noch

nicht mit absoluter Sicherheit bestätigt werden, er gilt aber als favorisiertes Szenario für diesen Energiebereich (Hörandel 2010). Kosmische Strahlung bis  $\approx 5 \cdot 10^9$  eV ist solarer Herkunft (Morrison 1956), bis unterhalb des Knies im Spektrum handelt es sich vermutlich um Teilchen galaktischer Herkunft (Morrison et al. 1954; Prantzos 2010). Der Hochenergiebereich des Spektrums wird dann mehr und mehr durch extragalaktische Strahlung dominiert, siehe hierzu nächster Abschnitt.

### 2.6.2 Eigenschaften - Stand der Forschung

Die kosmische Strahlung besteht fast ausschließlich aus Hadronen, im Bereich von  $\approx 10$  MeV bis 1 TeV werden zwar auch Elektronen detektiert, deren gemessener Fluss ist aber um ca. zwei Größenordnungen geringer als der der Protonen und ionisierten Kerne. Bis zu einer Energie von  $\approx 10^9$  eV geht man von solarer Herkunft der kosmischen Strahlung aus, denn die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in diesem Bereich entspricht weitestgehend der chemischen in der Sonne, zumal in solaren Flares typischerweise diese Teilchenenergien gemessen werden (Morrison et al. 1954).

Höhere Teilchenenergien können in der Sonne offensichtlich nicht erreicht werden, dies deckt sich mit gängigen Beschleunigungstheorien der Plasmaphysik. Das kosmische Strahlungsspektrum bis  $\approx 10^{18}$  eV ist mutmaßlich durch hochenergetische Teilchen galaktischer Herkunft dominiert. Dies lässt sich in erster Näherung so verstehen, dass geladene Teilchen (Kosmische Strahlung:  $p^+$ ,  $\alpha$ -Teilchen, vollständig ionisierte schwere Elemente) im interstellaren Magnetfeld der Milchstraße abgelenkt werden. Erst wenn der Gyrationradius der Teilchen die Ausdehnung der Magnetfeldstruktur (d.h. die Größe der Milchstraße) übersteigt oder in der selben Größenordnung liegt, können diese die Galaxie verlassen (Ptuskin 2011; Moskalenko et al. 2002).

$$r_c = \frac{E}{ceB} = r_{mag} \Rightarrow E \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ eV} \quad (2.46)$$

In Gleichung (2.46) wurde  $3 \mu\text{G}$  für das interstellare Magnetfeld und eine mittlere Ausdehnung der Milchstraße von  $2 \text{ kpc}$  angenommen. Das kosmische Strahlungsspektrum bis zur Energie in Gleichung (2.46) ist also größtenteils isotrop und lässt keine Rückschlüsse auf die Orte der emittierenden Quellen innerhalb (oder auch außerhalb) unserer Galaxie zu. Gleichung (2.46) bedeutet aber auch, dass eine galaktische Herkunft des kosmischen Spektrums zwischen  $10^{10}$  eV und  $10^{18}$  eV am wahrscheinlichsten ist, eine guten Überblick gibt Castellina u. Donato (2011). Denn obige Abschätzung lässt sich natürlich

## 2 Theoretischer Hintergrund

ebenso für andere Galaxien betreiben, auch hier wird die Fluchtrate der Teilchen erst in ähnlichen Energiebereichen relevant werden. Zusätzlich kann man das “Alter” der eintretenden kosmischen Strahlung über Isotopuntersuchungen bestimmen, zumindest im Energiebereich bis ca.  $10^{14}$  eV welcher direkte Messungen der kosmischen Strahlung erlaubt (Yanasak et al. 2001). Dadurch ergibt sich eine mittlere Lebensdauer von  $\approx 15$  My. Dies ist konsistent mit der galaktischen Herkunft und einem diffusiven Transport kosmischer Strahlung und eine extragalaktische Herkunft kann in diesem Energiebereich nahezu ausgeschlossen werden.

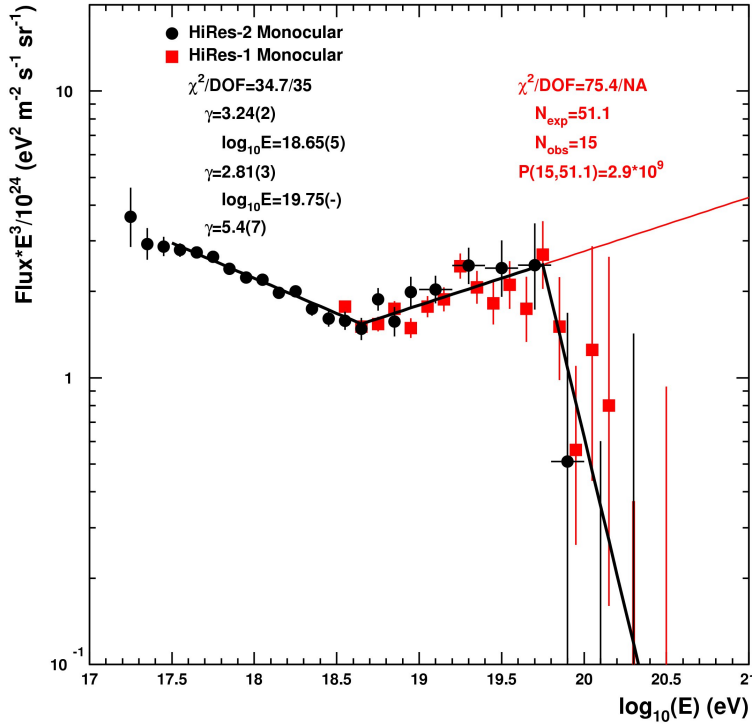
Dabei bleibt natürlich die Frage nach dem Auftreten des Knies im Spektrum unbeantwortet. Hierfür gibt es mehrere Szenarien. Astrophysikalische Erklärungsversuche sind, dass die Beschleunigungseffizienz in den Quellen der galaktischen kosmischen Strahlung hier stark einbricht. Wir sehen also bei Energien oberhalb des Knies evtl. bereits auch Anteile extragalaktischer kosmischer Strahlung und/oder eine Überlagerung vieler Quellspektren, welche Maximalenergien bis zum Knie und etwas darüber hinaus erreichen. Es gibt auch Ideen, welche die galaktische kosmische Strahlung einer Quelle (einer nahen Supernova) zuordnen, das Knie ist dann durch das intrinsische Quellspektrum bestimmt. Eine weitere Möglichkeit das Knie-Feature zu erklären ist die Interaktion der galaktischen kosmischen Strahlung mit den Hintergrundphotonen der Milchstraße. Es handelt sich also um Verlustprozesse z.B. über photohadronische Prozesse welche ab der Knieenergie auftreten können. Ergebnisse und eine gute Übersicht finden sich in Hörandel et al. (2005); Hörandel (2004); Haungs et al. (2004). Diese favorisierten Theorien kann man wohl nur verifizieren oder falsifizieren indem man die Beschleunigungsquellen kosmischer Strahlung innerhalb unserer Galaxie bestimmt. Auch ist ein Verständnis über die Propagation kosmischer Strahlung essentiell um die einzelnen Modelle zu unterscheiden (Strong et al. 2007, 2009; Armengaud et al. 2007; Ivascenko u. Spanier 2011). Man weiß bisher schließlich nur, dass kosmische Strahlung bis zu Energien um das Knie galaktischer Herkunft sein muss, wegen der Isotropisierung kosmischer Strahlung dieser Energien innerhalb unserer Galaxie kann man aber nicht auf die Quellen dieser schließen. Erst bei Protonenenergien von  $E_p \approx 10^{19}$  eV findet ein ballistischer, vom galaktischen und somit auch vom intergalaktischen Magnetfeld unbeeinflusster Teilchentransport statt. Die vielversprechendsten Quellen galaktischer kosmischer Strahlung sind SNRs und Pulsare, da hier klar ausgeprägte Schockstrukturen sichtbar sind, welche in der Lage sind Teilchen zu sehr hohen Energien zu beschleunigen, vgl. z.B. Castelletti et al. (2011). Ein weite-

rer Indikator für den Typ der Quelle ist natürlich die Komposition der (galaktischen) kosmischen Strahlung. Auch dieser Punkt wird kontrovers diskutiert, da es durch die experimentelle Beobachtung von ausgeprägten Luftschauern (*engl.* Extensive Air-Shower - EAS) nicht trivial ist die Kernladungszahl des in die Atmosphäre einfallenden Teilchens zu bestimmen. Durch das Erreichen der Knieenergie im Schwerpunktsystem des LHC konnte im Jahr 2011 neue Physik, also eine Änderung des Wirkungsquerschnitts für hadronische Prozesse bei der Interaktion der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre bei der Detektion, als Begründung für das Knie im kosmischen Strahlungsspektrum ausgeschlossen werden. Somit ist das Feature wirklich durch astrophysikalische Mechanismen (siehe oben) bestimmt.

Die Tatsache, dass wir in unserer Galaxie keine valide Quelle, welche in der Lage ist  $E_p > 10^{19}$  eV zu erreichen, finden können und dass keine großskalige Anisotropie (wegen des zunehmend ballistisch stattfindenden Transport von Protonen im galaktischen Magnetfeld) in Richtung der galaktischen Scheibe in der kosmischen Strahlung wahrgenommen wird (Bonino et al. 2011; Kido 2011), gilt als Beweis, dass die ultrahochenergetische kosmische Strahlung extragalaktischer Herkunft sein muss. Auch das Auftreten des GZK-Cutoffs, wie er bereits von zwei Experimenten bestätigt wurde, kann als Hinweis auf extragalaktische kosmische Strahlung hindeuten (Sokolsky 2008).

### 2.6.3 Ultrahochenergetische kosmische Strahlung und Hillas Kriterium

Gerade in diesem Bereich des kosmischen Strahlungsspektrums sind die Aussagen stark durch die schlechte Statistik mit lediglich ca. einem Teilchen pro Quadratkilometerjahr eingeschränkt, siehe Abbildung 2.22. Ebenso ist man auch hier auf die EAS Technik von z.B. AUGER oder HiRES angewiesen um diese Teilchen zu detektieren, was keine direkte Messung der Komposition oder Isotopuntersuchungen erlaubt, wie es im relativ niederenergetischen Spektralbereich der Fall ist (Matthiae 2008). Im ultrahochenergetischen Bereich des kosmischen Strahlungsspektrums sind der Knöchel und der GZK-Cutoff die herausragenden Features. UHECRs sind aus denen im vorherigen Abschnitt angesprochenen Gründen extragalaktischer Herkunft. Bei welchem Energiebereich der extragalaktische Anteil im kosmischen Strahlungsspektrum beginnt signifikant zu werden, ist ungeklärt; sicher aber im Energiebereich des Knöchels. Dabei ist die Zusammensetzung der höchstenergetischen kosmischen Strahlung noch nicht vollständig geklärt,



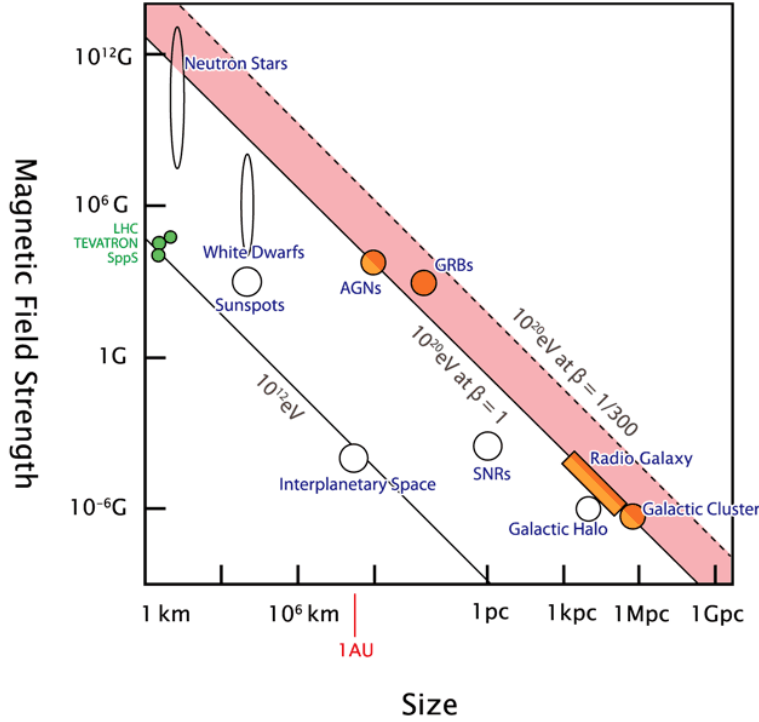
**Abbildung 2.23:** Das  $5\sigma$ -Ergebnis des GZK-Cutoffs von HiRES (Sokolsky u. for the HiRes Collaboration 2010) in der Vergrößerung des Ankle-Bereichs. Durch die geringe Statistik sind (noch) keine weiteren Aussagen möglich, wie z.B. zu einem Pile-Up Effekt (siehe Text).

einen Überblick liefert beispielsweise Stanev (2010). Es gibt Messungen, welche eine Erhöhung der Massenzahl um  $10^{15}$  eV berichten und dass ab  $10^{17}$  eV sich die Komposition wieder stark in Richtung Protonen verschiebt (Aloisio 2011). Wie allerdings die Zusammensetzung gerade der höchstenergetischen Teilchen ist, ist nach wie vor nicht eindeutig bestimmt und ist stark modellabhängig. Es kann also durchaus sein, dass der Knöchel im kosmischen Strahlungsspektrum durch eine Änderung der Komposition zu Stande kommt. Auch ist die Kenntnis der Zusammensetzung für Transportmodelle und die Einschränkung möglicher Quellen von großer Bedeutung.

Die Komposition ist aber auch indirekt für die weiteren Modelle zur Erklärung des Knöchels wichtig. Wahrscheinlich handelt es sich beim Knöchel um den Übergang von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung, deren härteres Spektrum das steile galaktische Spektrum in diesem Bereich übertrumpft, der Anteil extragalaktischer

kosmischer Teilchen wird signifikant. Dies deckt sich mit den Überlegungen, dass nach Gleichung (2.46) geladene schwere Teilchen unsere Galaxie effektiv durchdringen können, vgl. auch Wibig u. Wolfendale (2011). Prinzipiell kann man aus der Detektionsrichtung, wegen des nahezu ablenkungsfreien Transport der höchstenergetischen Teilchen, auf die Quelle schließen, was aber wegen mangelnder Statistik so noch nicht geschehen ist (Hillas 2004). Durch Messung der Komposition kann man dieses Szenario wieder gegen andere Modelle (v.a. dem Paar-Produktionsszenario) abgrenzen (Allard et al. 2007). Die Tatsache, dass der GZK-Cutoff als zweites Feature des Ultrahochenergiespektrums als bestätigt gilt, siehe oben und (Veberic u. for the Pierre Auger Collaboration 2011), lässt weitere Folgerungen für die Herkunft dieser Teilchen zu. Die Schwellenergie zur Erzeugung der Delta-Resonanz eines Protons der kosmischen Strahlung mit dem Mikrowellenhintergrund liegt bei  $E_p \approx 6 \cdot 10^{19}$  eV. Bei jeder Interaktion verliert das Proton einen Teil seiner ursprünglichen Energie, bis die Protonenenergie unterhalb dieser Grenze liegt (oder es vorher auf die Erdatmosphäre trifft und somit detektierbar ist). Die mittlere freie Weglänge für Protonen oberhalb dieser Schwelle beträgt  $\approx 50$  Mpc, je weiter die Quelle entfernt ist, desto unwahrscheinlicher wird es Protonen mit Energien um  $10^{20}$  eV zu beobachten, obwohl diese evtl. intrinsisch dort erzeugt werden. Man erwartet ein Abknicken des kosmischen Strahlungsspektrums bei diesen Energien, den GZK-Cutoff.

Genau genommen erwartet man aber auch eine Häufung von Protonen mit Energien, die der Schwelle entsprechen. Tatsächlich wurde der GZK-Cutoff beobachtet, siehe Abbildung 2.23, durch bessere Statistik kann als weitere Evidenz der erwähnte Pile-Up herangezogen werden. Man kann also davon ausgehen, dass sich die Quellen der UHE-CRs mehr als  $\approx 50$  Mpc von uns entfernt befinden. Der Pile-Up hat allerdings auch einen unangenehmen Nebeneffekt. Bei Protonenenergien oberhalb von  $10^{19}$  eV erwartet man, dass diese einen ballistischen Weg durch das intergalaktische Magnetfeld nehmen und somit in Richtung der Quelle zeigen. Wird dieser Energiebereich aber von Protonen dominiert, welche mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund mindestens einmal interagiert haben (und somit ihre Richtungsinformation verlieren), kann man diese Zuordnung nicht mehr zuverlässig durchführen. Es muss also eine bessere Statistik zeigen, welches Szenario gerade im Bereich oberhalb des Ankles zutrifft und wie dieser Knöchel im Spektrum zu Stande kommt. Bei einer starken Änderung in der Komposition des Spektrums zu Eisen, kann der GZK-Cutoff allerdings verschoben sein und es sich doch um intrinsische Effekte der Quellen handeln (Aloisio et al. 2011). In erster Linie ist die



**Abbildung 2.24:** Plot der Hillas-Bedingung für Beschleunigungseffizienzen von  $\beta = 1$  und  $\beta = 1/300$ , oberhalb dieser Linien befinden sich mögliche Quellen der UHECRs, jeweils für typische Magnetfelder dieser Objekte. Beachte: Plot für ungebamte Quellen. Bei starkem relativistischen Beaming (d.h. Bulk-Lorentzfaktoren  $\gg 1$ , wie sie in Jets von AGNs oder GRBs vorkommen) verschieben sich die Linien zu kleineren Radien. Siehe hierzu auch Hillas und Protheroe u. Clay (2004)

Frage nach den (extragalaktischen) Quellen, welche in der Lage sind geladene Teilchen auf Energien von über  $10^{20}$  eV zu beschleunigen, ungeklärt. Betrachtet man “klassische” Schock-Beschleunigungsmechanismen, kann man aus einfachen geometrischen Überlegungen in Frage kommende Kandidaten zusammenfassen, siehe Abbildung 2.24. Für effektive Beschleunigung muss die Quellausdehnung mindestens so groß sein wie der Gyrationradius des Teilchens (Hillas-Bedingung, Gl. (2.47)).

$$E_{\max,p} = \beta c_0 e r_{\text{source}} B_{\text{source}} \quad (2.47)$$

Dabei gibt  $\beta \leq 1$  die Beschleunigungseffizienz der Quelle an. Für typische Magnetfelder und Quellgrößen ( $r_{\text{source}}$ ) ergibt sich der berühmte Hillas-Plot, Abbildung 2.24. Man erkennt, dass in erster Linie AGNs sowie deren Jets und GRBs als mögliche Quellen ex-



tragalaktischer UHECRs in Frage kommen, da sie sich auf bzw. rechts der theoretischen Grenzlinie des Plots befinden. In wie weit diese Aussage allgemeingültig für Jets aktiver Galaxienkerne ist, soll u.a. in dieser Arbeit diskutiert werden, denn die Hillasbedingung macht keine Aussage über die Art der Teilchen in den jeweiligen Quellen, etc. Wichtig ist hier festzuhalten, dass Jets von aktiven Galaxienkernen eine der wahrscheinlichsten Kandidaten als Beschleuniger von UHECRs sind.

## 2.7 Beschleunigung geladener Teilchen in der Astrophysik

### 2.7.1 Diffusive Schockbeschleunigung

Wie bereits im Kapitel zu hochrelativistischer kosmischer Strahlung angemerkt, bedarf es effektiver Mechanismen um geladene Teilchen auf hohe Energien zu beschleunigen. Mit einer Energie von  $E \approx 3.5 \cdot 10^{20}$  eV werden in kosmischen Quellen einzelne Teilchen um nahezu acht Größenordnungen über die Beamenergie von  $7 \cdot 10^{12}$  eV im LHC beschleunigt<sup>1</sup>. Betrachtet man alleine die Beschleunigung, ist die Einzelbeamenergie der kosmischen Strahlung mit knapp acht Größenordnungen beachtlich höher, hier erkennt man, wie effizient die Beschleunigung in astrophysikalischen Quellen funktionieren muss und die klassischen Laborbeschleunigungsmechanismen hier versagen.

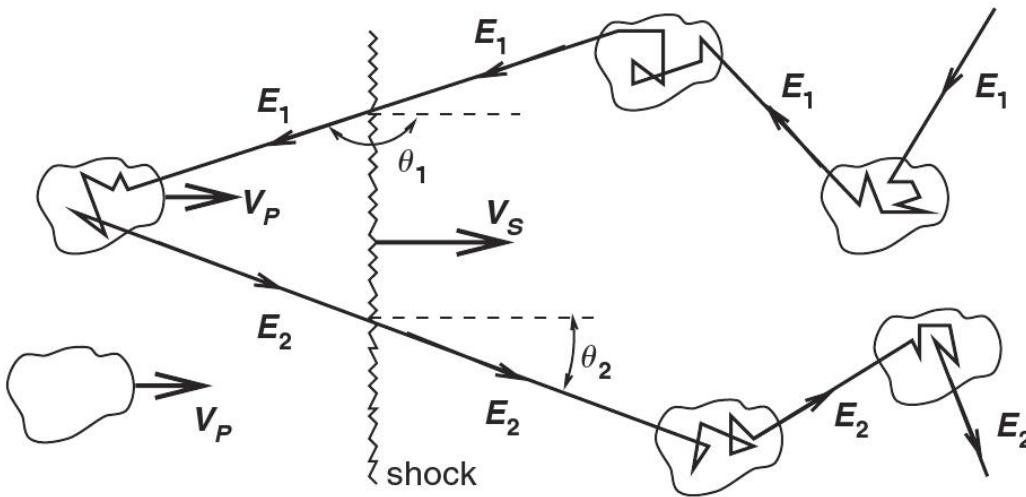
Aus der Plasmaphysik sind drei mögliche und sehr effiziente Mechanismen zur Extraktion und Übertragung von Plasmaenergie auf einzelne Teilchen bekannt. In Jets aktiver Galaxienkerne erwartet man v.a., dass die diffusive Schockbeschleunigung sehr effektiv ist (Rieger et al. 2007a). Neben dieser “klassischen” Plasmabeschleunigungstheorie sind in astrophysikalischen Objekten evtl. auch die Schock-Driftbeschleunigung (Holman u. Pesses 1983) und die Beschleunigung durch magnetische Rekonnektion (Gordovskyy et al. 2010) relevant. Erstere ist z.B. mutmaßlich bei der Beschleunigung von solaren Flares, also insbes. für die kosmische Strahlung bis  $10^{10}$  eV relevant, (Ganse et al. 2011).

---

<sup>1</sup>im Schwerpunktsystem der Interaktion erreicht das Head-On Experiment des LHC die berühmten 14 TeV, während kosmische Strahlung in der Wechselwirkung mit der Atmosphäre ein Fixed-Target Experiment darstellt, und die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie durch  $\sqrt{10^9 \cdot 3.5 \cdot 10^{20}}$  eV  $\approx 5 \cdot 10^{14}$  eV gegeben ist. Diese Schwerpunktennergien sind für die  $pp$ -Wechselwirkungen, zur Anregung von Resonanzen und somit für teilchenphysikalische Interpretationen wichtig, hier ist der LHC nicht weit von kosmischer Strahlung entfernt.

## 2 Theoretischer Hintergrund

Schock-Driftbeschleunigung tritt v.a. in orthogonalen Schocks auf, in AGN Jets und in dem hier verwendeten Modell spielen diese aber keine Rolle, es werden parallele Schocks angenommen (Aharonian 2006). Welcher dieser Mechanismen letztendlich zur Erzeugung der höchstenergetischen kosmischen Strahlung relevant ist, oder ob alle beitragen können, etc. müssen Simulationen, wie sie auch in dieser Arbeit durchgeführt werden, zeigen. Die diffusive Schockbeschleunigung lässt sich in zwei Prozesse, Fermi-I und Fermi-II, zerlegen.



**Abbildung 2.25:** Cartoon zur Diffusiven Schockbeschleunigung. Fermi-I Prozesse finden durch Überqueren eines Schocks im Plasma, Fermi-II Prozesse durch Wechselwirkungen mit Turbulenzen (hier mit  $v_p$  gekennzeichnet) des Plasmas, statt. Auf diese Weise ist ein Energiegewinn für ein Teilchen möglich. Berechnungen werden im Ruhesystem des Schocks, mit der Geschwindigkeit  $v_s$ , ausgeführt. Image Credit: Protheroe u. Clay (2004)

Damit diese Prozesse effektiv werden, sind Schocks (Fermi-I) und Plasmaturbulenzen (Fermi-II) notwendig. In Abbildung 2.25 ist der “Ablauf” für einen Schock und Plasmaturbulenzen, welche sich mit  $v_p$  durch das Hintergrundplasma bewegen, skizziert. Solche Schocks treten immer dann auf, wenn es zu einem Dichtesprung im Plasma kommt, hier erwartet man auch starke Turbulenzen. Ist das Magnetfeld parallel zur Schocknormale orientiert, spricht man von parallelen Schocks, wie sie hauptsächlich in AGN Jets auftreten. Wie bereits erwähnt dominieren bei orthogonalen Schocks evtl. andere Prozesse wie die Schockdrift-Beschleunigung. In den nachfolgenden beiden Abschnitten wird

beschrieben, wie genau die Energiegewinnung für Testteilchen in einem parallelen und turbulenten Schockumfeld, wie in Abbildung 2.25 dargestellt, stattfindet.

### 2.7.2 Fermi-I Prozess

Die für Fermibesleunigung erster Art essentielle Schockwelle eines magnetischen Plasmas ist in Abbildung 2.25 dargestellt. Geladene Teilchen, beispielsweise Elektronen oder Protonen, können durch Wechselwirkung mit dem Schock durch Fermi-I Prozesse beschleunigt werden, d.h. Energie gewinnen (Drury 1983; Rieger et al. 2007b). Besonders effektiv ist diese Art von Beschleunigung für parallele Schocks, vgl. Abbildung 2.25. Die Berechnungen beziehen sich dabei auf das Ruhesystem des Schocks, mit den durchschnittlichen Teilchengeschwindigkeiten  $v_1 > v_2$  vor bzw. nach dem Schock, der Schock bewegt sich also von links nach rechts durch das Plasma. Für quasiparallele Schockfronten kann man die Berechnung analog durchführen (Bell 1978b).

Der Energiegewinn eines Teilchens  $i$  mit der Geschwindigkeit  $v$ , welches den Schock  $k$  mal überquert kann mit der Lorentztransformation berechnet werden. Der Energiegewinn kann dabei rekursiv, Gleichung (2.48), geschrieben werden (Bell 1978a).

$$E_{k+1} = E_k \left( \frac{1 + v_{k1} (v_1 - v_2) \cos \theta_{k1} / c^2}{1 + v_{k2} (v_1 - v_2) \cos \theta_{k2} / c^2} \right) \quad (2.48)$$

Dabei bezeichnet  $\theta$  den Winkel zwischen dem Differenzvektor der durchschnittlichen Plasmageschwindigkeiten ( $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$ ) und der Bewegungsrichtung des Teilchens. Im relativistischen Fall kann man folgende Näherung durchführen:  $v_{k1} \approx v_{k2} \approx c \approx v_0$ , wobei  $v_0$  die Teilchengeschwindigkeit vor der ersten Überquerung der Schockfront darstellt. Ist  $v_1 - v_2 \ll c$ , also  $v_s \ll c$  (nicht relativistischer Schock) gilt für die Winkelmitteilung  $\langle \cos \theta_{k1} \rangle = -\frac{2}{3}$  und  $\langle \cos \theta_{k2} \rangle = \frac{2}{3}$  (isotrope Näherung). Der Energiegewinn pro Schocküberquerung  $\Delta E/E$  ist dann (Rieger et al. 2007b):

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \left\langle \frac{E_{k+1} - E_k}{E_k} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{v_{\text{shock}}}{c} \quad (2.49)$$

Der Energiegewinn ist also in erster Ordnung der Schockgeschwindigkeit  $O\left(\frac{v_{\text{shock}}}{c}\right)$ . Zur Berechnung des erwarteten Teilchenspektrums benutzt man den zentralen Grenzwertsatz. Für eine große Anzahl Schocküberquerungen  $l$  ist die Teilchenenergieverteilung  $\ln \left[ \frac{E_l}{E_0} \right]$  um den Mittelwert konzentriert und es gilt:

$$\ln \left[ \frac{E_l}{E_0} \right] = l \left[ \left\langle \ln \left( 1 + \frac{v_1 - v_2}{c} \cos \theta_{k1} \right) \right\rangle - \left\langle \ln \left( 1 + \frac{v_1 - v_2}{c} \cos \theta_{k2} \right) \right\rangle \right] \quad (2.50)$$

Durch Winkelmittelung von Gleichung (2.50) erhält man

$$\ln P_l = -\ln\left(\frac{3v_2}{v_1 - v_2}\right) \ln\left[\frac{E_l}{E_0}\right] \quad (2.51)$$

die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen den Schock  $l$  mal überquert. Diese ist proportional zum Energiegewinn und folglich auch zum Teilchenspektrum  $n(E)dE$ , welches die Energieverteilung beschreibt.

$$n(E)dE = \frac{\mu - 1}{E_0} \left[\frac{E}{E_0}\right]^{-\mu} dE \quad \wedge \quad \mu = \frac{2v_2 + v_1}{v_1 - v_2} \quad (2.52)$$

Vernachlässigt man auch hier die Eigenbewegung des Schocks, kann man das Kompressionsverhältnis  $\chi$  einführen und es gilt  $v_2 = v_1/\chi$ . Damit kann man den Teilchenindex alleine durch dieses Kompressionsverhältnis ausdrücken  $\mu = \frac{2+\chi}{\chi-1}$ . Das Kompressionsverhältnis hängt alleine vom Dichteunterschied des upstream und des downstream Plasmas ab, man kann es aber auch durch die Instabilität des zugrundeliegenden Plasmas ausdrücken. Auf diese Weise kann man also Aussagen zur Mikrophysik des Plasmas treffen, auch wenn man nur den Spektralindex der Teilchenpopulation kennt. Für starke nicht-relativistische Stoßwellen gilt  $\chi = 4$  (Drury 1983) und es folgt  $\mu = 2$  als härtester zu erwartender Spektralindex für Teilchenpopulationen, welche durch Fermi-Prozesse erster Ordnung beschleunigt werden. Diese legt eine theoretische Obergrenze fest. Härtere Teilchenspektren deuten also auf weitere Beschleunigungsprozesse, wie stochastische Beschleunigung, oder auf eine Überlagerung mehrerer Spektren hin. Zudem gilt diese Herleitung nur für den Testteilchen-Ansatz, berücksichtigt man die Rückwirkung der Teilchen auf die Schockwelle und betrachtet auch noch relativistische Schocks, kann dies zwar nur mittels PiC-Simulationen geschehen (Burkart et al. 2010), es zeigt sich aber, dass die Spektren weicher werden und niemals die Grenze von  $\mu = 2$  erreichen. Der Energiegewinn durch Fermi-I Beschleunigung wird bei relativistischen Schocks ineffektiver, dies hat unterschiedliche Gründe (Nishikawa et al. 2008).

### 2.7.3 Fermi-II Prozess

Der stochastische Teil bei diffusiver Schockbeschleunigung wird durch Fermibesleunigung zweiter Art beschrieben, oft auch Impulsdiffusion oder diffusive Beschleunigung genannt, da sie sich auch als Diffusion im Impulsraum darstellen lässt. Diese Art von Beschleunigungstheorie wurde von Fermi (1949) erstmals aufgestellt und später als Fermi-II

Prozess benannt, da die Wechselwirkung anders als bei Schockbeschleunigung zweiter Ordnung in der charakteristischen Geschwindigkeit ist. Es handelt sich hierbei um die Wechselwirkung geladener Teilchen mit den Turbulenzen des Plasmas. In der Originalveröffentlichung von Fermi wird die Beschleunigungseffizienz anhand von Plasmawolken dargestellt. Auch bei Fermi-II Beschleunigung lässt sich die Effizienz durch Lorentztransformationen bestimmen.

Fermi-II Beschleunigung findet in Abbildung 2.25 jeweils beim Ein- bzw. Austritt in eine Plasmawolke statt, dies kann man auch als eine Wechselwirkung mit der Plasmaturbulenz etwa den Alfvénwellen ersetzen, welche sich mit der zufällig orientierten Geschwindigkeit  $\mathbf{v}_p$  bewegen. Tritt ein geladenes Teilchen mit Energie  $E_1$  unter einem Winkel  $\theta_1$  relativ zur Bewegungsrichtung dieser in eine Plasmawolke ein, finden statistische Streuprozesse statt. Nach einiger Zeit verlässt das Teilchen unter dem Winkel  $\theta_2$  und der Energie  $E_2$  die Plasmawolke.

Lorentztransformationen zeigen nun, dass obwohl die einzelnen Stöße in der Plasmawolke elastisch stattfinden, im Mittel ein Energiegewinn, also  $E_2 > E_1$ , vorliegt (Protheroe u. Clay 2004). Gestrichene Größen beziehen sich im folgenden auf das mitbewegte Koordinatensystem der Plasmawolke (hier gilt also  $E'_1 = E'_2$ ), ungestrichene auf das Laborsystem, in diesem gilt

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (2.53)$$

mit der Geschwindigkeit  $\beta = v_p/c$  der Plasmawolke. Teilchen Ein- und Austritt erfolgen zufällig und isotrop, daher ist eine einfache Winkelmittelung von Gleichung (2.53) möglich, mit der relativistischen Näherung für die Teilchengeschwindigkeiten  $v \approx c$  folgt

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E_1} = \frac{4}{3} \beta^2 . \quad (2.54)$$

Der Energiegewinn ist also zweiter Ordnung in der charakteristischen Geschwindigkeit des Systems  $O\left(\left(\frac{v_p}{c}\right)^2\right)$ . Dies bedeutet, dass im Mittel mehr Vorwärtsstöße der Teilchen stattfinden und so ein Energiegewinn möglich ist. Anders als bei Fermibesleunigung erster Ordnung können aber auch Rückwärtsstöße stattfinden, daraus resultiert die zweite Ordnung von Impulsdiffusion. Ersetzt man nun die Plasmawolke durch eine typische, zufällig orientierte Plasmainstabilität, ergibt sich analog die Beschleunigungseffizienz durch diese Wechselwirkung. Eine geeignetes Maß um diese Wechselwirkung zu

## 2 Theoretischer Hintergrund

beschreiben sind beispielsweise Alfvénwellen. Eine ausführliche Herleitung findet sich in Schlickeiser (1984).

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E_1} = \frac{4}{3} \left( \frac{v_A}{c} \right)^2 \quad (2.55)$$

Dabei ist  $v_A$  die Gruppengeschwindigkeit der Alfvén-Wellen. Durch Wechselwirkung der Teilchen mit den Alfvénmoden des Plasmas, welche die Turbulenzen repräsentieren, findet der Fermi-II Energiegewinn typischerweise statt. Jede Plasmawolke in Abbildung 2.25 stellt in diesem Fall also eine Alfvénmode mit der Geschwindigkeit  $v_A$  dar und ist der Vermittler der Impulsdiffusion.

# 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

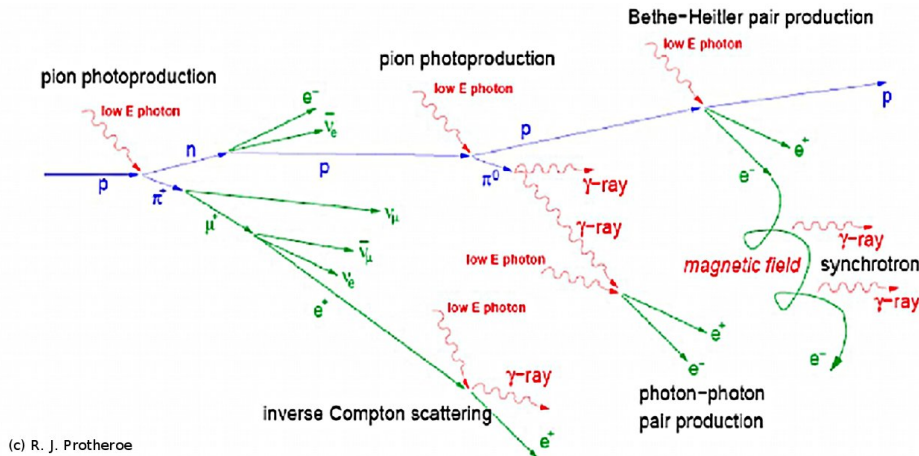
## 3.1 Modellgeometrie

### 3.1.1 Vorbemerkungen

Es ist nicht realistisch den gesamten relativistischen Ausfluss eines AGNs mit einer Simulation zu beschreiben, siehe hierzu auch Kapitel 2.5, dafür ist eine Vielzahl unterschiedlicher Ansätze nötig, welche verschiedene Aspekte der Jetphysik herausgreifen. Diese Arbeit beschäftigt sich in erster Linie mit Spektren und Lichtkurven, welche von AGNs detektiert werden. Mit einem Strahlungsmodell kann man die auf der Erde detektieren Spektren verstehen und interpretieren. Damit können Rückschlüsse auf die physikalischen Vorgänge im Jet gezogen werden, die immer noch wenig verstanden sind. Eine der wichtigsten Fragen ist die nach der Zusammensetzung des AGN Jets. Es ist bis heute ungeklärt ob es sich um poyntingflussdominierte, also folglich leptonisch dominierte Ausflüsse handelt, oder ob nicht-thermische Hadronen, vorzugsweise Protonen, vorhanden sind. Aufgrund des statischen Spektrums eines AGN Jets kann man allerdings nur sehr begrenzte Aussagen treffen, da eine Unterscheidung zwischen hadronischer und leptonischer Natur (z.B. externe Compton) des Gammaskpektrums nicht möglich ist, siehe Abschnitt 2.5.2. Es ist also essentiell ein komplett zeitabhängiges Modell zu schaffen, welches alle leptonischen und hadronischen Strahlungs- und Teilchenprozesse berücksichtigt. Auf diese Weise ist es möglich die zusätzlichen Informationen, die durch Lichtkurven in verschiedenen Energiebereichen und deren Verlauf sowie Interbandkorrelation gewonnen werden können, auszunutzen um Modellparameter einzuschränken und für jeden einzelnen Blazar eine Aussage treffen zu können, welche Teilchenspezies dominieren und relevant sind. Durch Untersuchung einer Vielzahl von AGNs kann man die Erkenntnisse auf die Blazar-Sequenz verallgemeinern. Die so gewonnenen Kenntnisse haben unmittelbaren Einfluss auf Beobachtungen, v.a. bezüglich der ultrahochenergetischen kosmischen

Strahlung und Neutrinos, auf Simulationen aus anderen Bereichen, z.B. den MHD Simulationen, und lassen Rückschlüsse auf den Jetentstehungsmechanismus zu.

In Abbildung 3.1 sind die relevanten Prozesse in einem Jet, welcher neben Leptonen auch Hadronen, enthält zusammengefasst. Die detaillierten Beschreibungen der Einzelprozesse finden sich in Abschnitt 3.2 (leptonisch) und in Abschnitt 3.3 (hadronisch). Das Photonenfeld aus Abbildung 3.1 (rot) ist in diesem Fall das Photonenfeld des Modells, die relativistischen Protonen (blau) und Elektronen (grün) werden im Modell selbstkonsistent beschleunigt.



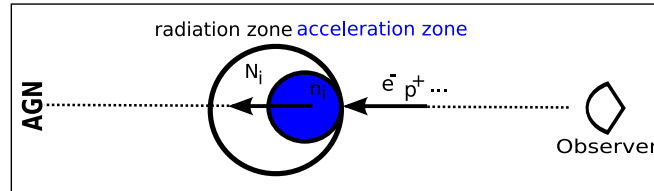
**Abbildung 3.1:** Mögliche Prozesse für relativistische Elektronen und Protonen in einem Photonenfeld (rote Darstellung). Leptonische Prozesse sind grün dargestellt, hadronische blau. Dies sind die relevanten Prozesse, wie man sie in einem hybriden Jet erwartet. Proton-Proton-Wechselwirkung spielt im implementierten Modell keine Rolle, vgl. hierzu Abschnitt 3.3.1. Image Credit: R. J. Protheroe

### 3.1.2 Räumliche Modellgeometrie

Ein Modell, welches diese Strahlungsprozesse zeitabhängig und selbstkonsistent berücksichtigt, kann natürlich nicht alle Details des Jets, wie die Magnetfeldkonfiguration, etc. auflösen und darstellen. Man muss sich auf die wesentlichen Elemente beschränken. Die gewählte Modellgeometrie ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Wie man sehen kann, wird nicht der gesamte Jet im gewählten Modell abgebildet, sondern lediglich ein zusammenhängender Ausfluss, der sogenannte Blob. Dieser bewegt sich hochrelativistisch mit



einem Lorentzfaktor  $\Gamma$  entlang des Jets in Richtung des Beobachters, daraus resultiert ein Dopplerfaktor  $\delta \gg 1$ . Wegen dieses starken Beamings wird die spektrale Energieverteilung, welche auf der Erde von einem AGN gemessen wird, durch die Emission des Jets, und in dieser Modellgeometrie durch den Blob, dominiert.



**Abbildung 3.2:** Geometrie des gewählten Jetmodells, der AGN befindet sich links, der Jet an sich wird nicht aufgelöst (gestrichelte Linie). Es wird ein zusammenhängender sphärischer Bereich, welcher sich in Richtung des Beobachters (rechts) mit dem Bulk-Lorentzfaktor  $\Gamma$  bewegt betrachtet. Im Ruhesystem dieser Strahlungssphäre gelangen also Teilchen ( $p^+$ ,  $e^-$ ) aus dem upstream Jetplasma von rechts in diese, in der sie zunächst beschleunigt werden um dann effektiv abzustrahlen.

Man nimmt an, dass solche Blobs innerhalb des Jets unmittelbar am schwarzen Loch durch unterschiedliche Akkretionszustände entstehen (Esin et al. 1997; Fender et al. 2004) und das Spektrum von Blazaren dominieren. Dies wird durch Radiobeobachtungen bestätigt. Ein solches zusammenhängendes Strahlungsgebiet muss aus Kausalitätsgründen immer größer sein als das zentrale schwarze Loch des AGN. Dieses Gebiet wird als sphärisch angenommen, dies hat Vorteile bei der analytischen und numerischen Betrachtung, wie man später sehen wird. Der Fehler, welcher hierbei gegenüber eines evtl. zylindrischen oder elliptischen Profils entsteht, ist wegen des starken Beamings der Strahlung, die aus diesem Blob austritt, vernachlässigbar gering (Lister 2001).

Die Berechnungen der Teilchen- und Photonenspektren des Blobs werden dabei in dessen Ruhesystem durchgeführt. D.h. die bereits gekühlten Protonen und Elektronen des umgebenden Jetplasmas gelangen stets aus der Vorwärtsrichtung in das betrachtete Gebiet, siehe Abbildung 3.2. Da die Teilchendichten und Geschwindigkeiten innerhalb und außerhalb des Blobs stark unterschiedlich sind, kommt es zu starken Turbulenzen und zur Ausbildung eines oder mehrerer Schocks innerhalb des betrachteten Gebiets, hier ist Teilchenbeschleunigung durch Fermi-I und Fermi-II Prozesse (vgl. Kapitel 2.7) sehr effektiv. Diese Turbulenzen werden sich aber nicht durch das gesamte betrachtete Gebiet

gleich stark ausbreiten. Gerade am rechten Rand wird sich wegen des Dichtegradienten ein stark turbulenter Bereich ausbilden, dessen Turbulenz innerhalb des Blobs homogenisiert, oder kurz gesagt, Teilchenbeschleunigung ist innerhalb des Blobs nicht überall effektiv, sondern ein Randeffect. Aus diesen Gründen wird der Blob in zwei Bereiche unterteilt: Die sehr viel kleinere sphärische Beschleunigungszone (blau, Abbildung 3.2) am (rechten) Rand der Strahlungszone. Elektronen und Protonen treten also wegen  $\Gamma \gg 1$  in die Beschleunigungszone ein, wo sie auf nicht-thermische Energien beschleunigt werden, bevor sie in die zweite, größere Strahlungszone gelangen. Zu beachten ist, dass die Beschleunigungszone dabei sehr viel kleiner sein kann, als die Ausdehnung des schwarzen Lochs, denn ihre Größe ist durch die durchschnittliche Ausdehnung des stark geschockten und turbulenten Bereichs gegeben, also v.a. durch die Eigenschaften des Jetplasmas und der Eigenbewegung des Blobs. Für die Ausdehnung der Strahlungszone gilt diese Zwangsbedingung aber nach wie vor.

#### 3.1.3 Weitere geometrische Annahmen

Das Magnetfeld innerhalb der betrachteten Strahlungsregion wird als konstant und willkürlich orientiert angenommen. Es wird also insbesondere nicht die helikale Magnetfeldgeometrie, welche wie in MHD Simulationen gezeigt den Jet kollimiert und entgegen des kinetischen Drucks der Teilchen zusammenhält (Sauty et al. 2002), aufgelöst; dies ist auch nicht das Ziel eines Strahlungsmodells. Die (magnetischen) Turbulenzen im Jetplasma, welche zum einen zur Teilchenbeschleunigung beitragen, aber auch für Strahlungsprozesse und Richtungsänderungen der Teilchen verantwortlich sind, werden durch eine zufällige Orientierung in erster Näherung sehr gut beschrieben und sind in Strahlungsmodellen Quasistandard. Auf diese Weise vereinfachen sich v.a. die Berechnungen zur Synchrotronleistung des Blobs.

Die Teilchen- und Photonverteilungen in den einzelnen Zonen des Blobs werden als i) homogen und ii) isotrop angenommen. Es findet also i) außer der Separation in zwei Zonen, siehe Abbildung 3.2, keine Ortsauflösung statt und es gibt ii) keine Vorzugsrichtung, was die Wechselwirkungen von Teilchen, Photonen und Feldern im Ruhesystem des Blobs betrifft, was sich zwangsläufig aus der willkürlichen Orientierung des Magnetfelds ergibt, nimmt man eine nahezu instantane Homogenisierung der Verteilung in der Beschleunigungszone an. Diese Homogenität ist eine allgemeine Annahme in dieser Art

von Jetmodellen (Tavecchio et al. 2001; Böttcher et al. 1997; Böttcher 2010; Weidinger et al. 2010; Kirk et al. 1998), so bleiben die Ergebnisse in jedem Fall vergleichbar. Natürlich gibt es Bestrebungen diese Homogenität zu relaxieren um der realen Konfiguration im Jet besser zu entsprechen. Eine räumliche Auflösung der Jetachse, wie man sie natürlicherweise vermuten würde, ändert die Abstrahlungscharakteristik eines SSC-Modells nur geringfügig, ist aber wohl in der Lage auch Radiobeobachtungen durch das Modell zu beschreiben (Richter 2011). Bestrebungen, die radiale Jetstruktur besser aufzulösen (Ghisellini 2008), helfen das “Unified Model” genauer zu verstehen, tragen aber zu der Interpretation einzelner SEDs von Blazaren nicht bei, da mehr und mehr Teilchenverteilungen und somit Parameter eingeführt werden müssen.

Zudem gewinnen im Modell die Protonen und Elektronen durch den gleichen Schock und die selben Turbulenzen in der Beschleunigungszone an Energie. Dies hat Auswirkungen auf die Teilchenspektren und deren Maximalenergien, wie man später feststellen wird. Außerdem gelangt jedes Proton und jedes Elektron, welches die Beschleunigungszone verlässt in die Strahlungszone, erst aus diesem Gebiet gibt es Entweichverluste aus dem Blob. Protonen und Elektronen aus der upstream-Richtung werden als monoenergetisch angesehen, was eine gute Näherung für eine kalte, also fast thermische Verteilung von Teilchen ist. Andere Verteilungen sind theoretisch möglich, ändern das Resultat aber nur in Sonderfällen. Im Vergleich zu einem einfachen leptonischen Modell wird also nur die Dichte der in die Beschleunigungszone injizierten Protonen (und deren Energie) als zusätzlicher Parameter eingeführt und dadurch eine sehr gute Interpretierbarkeit der Ergebnisse gewährleistet.

Alleine durch die Geometrie des Modells ergibt sich eine Untergrenze für das Magnetfeld des betrachteten Gebiets. Auch die höchstenergetischen Teilchen müssen sich lange genug innerhalb des Blobs aufhalten, um effektiv Photonen abzustrahlen, daraus ergibt sich in relativistischer Näherung für den Teilchenimpuls:

$$r_{\text{gyr}} \approx \frac{\gamma m_i c}{eB} \ll R_{\text{rad}} \Rightarrow B > \frac{\gamma m_i c}{eR_{\text{rad}}} \quad (3.1)$$

Im Gegensatz zu Argumenten der Äquipartition, dass der kinetische Druck in den Teilchenpopulationen gleich dem magnetischen Druck sein sollte, da es sonst problematisch ist den Jet zu kollimieren, stellt Gleichung (3.1) eine tatsächliche Zwangsbedingung an das Magnetfeld des Strahlungsgebiets. Äquipartition muss natürlich auch erfüllt sein, aber zwischen den helikalen Magnetfeldern, welchen den Jet kollimieren und stabilisie-

ren, und den kinetischen Teilchenenergien. Die helikalen Magnetfelder am Rand des Jets unterscheiden sich jedoch von den willkürlich orientierten Magnetfeldern des Blobs. Nur die Strahlungszone trägt direkt zur gemessenen SED bei, d.h. nur die Photonenverteilung der Strahlungszone wird in Richtung des Beobachters geboostet und ist wahrnehmbar. Dies liegt zum Einen an der genisteten Struktur der Beschleunigungszone, aber auch ohne dieses Setups wäre der Beitrag aus der Beschleunigungszone wegen der unterschiedlichen Größen  $R_{\text{acc}} \ll R_{\text{rad}}$ , vgl. Gleichung (2.7), vernachlässigbar.

## 3.2 Leptonische Prozesse

### 3.2.1 Einführung

Bei dem hier vorgestellten Modell handelt es sich um ein lepto-hadronisches Hybridmodell. Es sind also neben den hadronischen Prozessen (siehe nächster Abschnitt) auch die leptonischen relevant. Damit eine selbstkonsistente und zeitabhängige Beschreibung möglich ist, müssen alle relevanten Prozesse, welche die Elektronen und Positronen in der Strahlungszone betreffen, implementiert werden. Selbstkonsistenz bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die emittierten Photonen zu einem Energieverlust der strahlenden Teilchen führen. Die Teilchen- und Photonenspektren ergeben sich dabei aus den implementierten Prozessen, ohne dass weitere Annahmen getroffen werden müssen.

Wie bereits bei Synchrotron-Selbst Compton Modellen sind die beiden wichtigsten Strahlungsprozesse für den leptonischen Anteil die Synchrotronstrahlung und die inverse Compton Streuung von niederenergetischen Photonen zu hohen Energien. Andere Strahlungsprozesse von Paarplasmen, siehe z.B. Coppi u. Blandford (1990), wie Coulomb-Streuung,  $e^- - e^-$ -Bremsstrahlung oder Ionisationsstrahlung sind in typischen AGN Jetkonfigurationen nicht relevant, sie werden durch die hohen Elektronenenergien und den dadurch dominierenden Synchrotronanteil unterdrückt, vgl. Weidinger (2009). Auch die Bremsstrahlung im Feld der nicht-thermischen Protonen ist wegen deren relativ geringer Dichte unterdrückt.

Wichtig wird jedoch die Paarerzeugung von Elektron-Positron Paaren durch das Strahlungsfeld im Blob. Aufgrund der Strahlung von Sekundärteilchen aus den photohadronischen Prozessen (Abschnitt 3.3) ergeben sich Photonen im optisch dicken Bereich

$> 10^{28}$  Hz für Paarerzeugung. Im Gegensatz zu rein leptonischen Modellen, bei denen dieser Bereich durch die Strahlung de facto nie erreicht wird, siehe z.B. Böttcher u. Chiang (2002); Paravac (2009), spielen Paarerzeugungsprozesse durch die hadronischen Wechselwirkungen eine Rolle<sup>2</sup>.

### 3.2.2 Synchrotronstrahlung

Die Abstrahlung von Synchrotronphotonen in einem willkürlich orientierten Magnetfeld durch isotrope Elektronen- und Positronenverteilungen stellt den zentralen Strahlungsprozess dieser Teilchen dar. Synchrotronphotonen sind die Photonen erster Generation, welche alle weiteren Prozesse, also inverse Comptonstreuung aber auch die photohadronischen Prozesse innerhalb des Modells bewirken. Die spektrale Synchrotronleistung für ein Elektron mit Lorentzfaktor  $\gamma$  ist

$$P_{\nu,s}(\nu, \gamma) = \frac{\sqrt{3}e^2 B_{\perp}}{m_e c^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{\infty} d\nu' K_{\frac{5}{3}}(\nu') \quad \text{mit} \quad \nu_c(\gamma) = \frac{3\gamma^2 e B_{\perp}}{4\pi m_e c} . \quad (3.2)$$

Dabei steht  $\nu_c$  für die charakteristische Synchrotronfrequenz eines Elektrons mit Lorentzfaktor  $\gamma$  (Ginzburg u. Syrovatskii 1965, 1969),  $K_{\frac{5}{3}}$  die modifizierte Besselfunktion der Ordnung  $5/3$ , siehe z.B. Bronstein u. Semendjajew (2005) und  $B_{\perp}$  das zur Bewegungsrichtung senkrecht stehende Magnetfeld. Integriert man Gleichung (3.2) über die Frequenz, ergibt sich die gesamte abgestrahlte Leistung eines Elektrons bzw. Positrons, also dessen Energieverlust pro Zeiteinheit. Nach Mittelung über das Magnetfeld  $B_{\perp}$  erhält man

$$P_s(\gamma) = \frac{1}{6\pi} \frac{\sigma_T B^2}{m_e c} \gamma^2 = \beta_s \gamma^2 \quad (3.3)$$

mit dem Thomson-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T \propto m_e^{-2}$ . Der Synchrotronverlust ist also proportional zu  $B^2$  und hängt von der Masse wie  $m^{-3}$  ab. Vergleicht man die  $\gamma$ -Abhängigkeit der Synchrotronverluste (3.3) mit denen der inversen Comptonverluste im Thomson-Regime (3.13), skalieren beide wie  $\gamma^2$ . Synchrotronstrahlung kann man daher quantenmechanisch auch als Streuung an virtuellen Photonen deuten. Der spektrale Synchrotronemissionskoeffizient, also die Erzeugungsrate der Synchrotronphotonen pro Frequenzintervall einer isotropen Elektronenverteilung  $n_e(\gamma)$  ergibt sich durch die Integration

<sup>2</sup>Bei der Darstellung der Photonenergie in Einheiten der Elektronenruhemasse  $\epsilon = h\nu/mc^2$  gilt die Transformation  $d\epsilon/d\nu = h/mc^2$ . Zu Berücksichtigen ist zudem die Identität der Teilchendichten  $N_{\nu}(\nu)d\nu = N_{\nu}(\epsilon)d\epsilon$ .

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

der spektralen Abstrahlcharakteristik:

$$R_s(\nu) = \frac{1}{h\nu} \int d\gamma n(\gamma) P_{\nu,s}(\nu, \gamma) . \quad (3.4)$$

Es entsteht ein Doppelintegral über die modifizierte Besselfunktion. Dies kann durch Anwendung der Melrose-Näherung (Pohl 2002) für die spezifische Synchrotronleistung vermieden werden. Es gilt

$$R_s(\nu) \approx \frac{1}{h\nu} \int d\gamma n(\gamma) P_{\text{melrose}}(\nu, \gamma) = \frac{1}{h\nu} \int d\gamma n(\gamma) \frac{\sqrt{3}e^3 B}{m_e c^2} \left( \frac{\nu}{\nu_c(\gamma)} \right)^{\frac{1}{3}} e^{-\frac{\nu}{\nu_c(\gamma)}} . \quad (3.5)$$

Die gesamte abgestrahlte Synchrotronleistung in der Melrose-Näherung entspricht der tatsächlich abgestrahlten Gesamtleistung, deshalb ist der Fehler, den man durch Anwenden von Gleichung (3.5) macht, verschwindend gering. Damit hat man Ausdrücke für den Energieverlust (3.3) eines Elektrons und für die Erzeugungsrate von Synchrotronphotonen (3.5) gefunden, welche man zur selbstkonsistenten Beschreibung dieses Prozesses in die entsprechenden kinetischen Gleichungen übernimmt. Für diesen Prozess muss Energieerhaltung (3.6) erfüllt sein.

$$h \int d\nu \nu R_s(\nu) = m_e c^2 \int d\gamma \gamma P_s(\gamma) n_{e^-}(\gamma) \quad (3.6)$$

Bis zu einer Frequenz von  $\nu_{\text{TO}}$  ist die emittierte Synchrotronstrahlung allerdings im optisch dicken Bereich für Synchrotronselfabsorption, d.h. der Absorption an den emittierenden Teilchen. Der zugehörige Absorptionskoeffizient für isotrope und relativistische Teilchenverteilungen ist

$$\alpha_{\text{SSA}}(\nu) = \frac{c^2}{8\pi m\nu^2} \int d\gamma \gamma^2 P_{\nu,s}(\nu, \gamma) \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \frac{n(\gamma)}{\gamma^2} \right] , \quad (3.7)$$

siehe z.B. Ginzburg u. Syrovatskii (1965). Der Synchrotron-Selfabsorptionskoeffizient lässt sich z.B. in der Melrose-Näherung oder in der monochromatischen Näherung einfach berechnen. Ein Teil des Synchrotronspektrums  $R_s(\nu)$  wird also selbstabsorbiert sein. Dies hat Auswirkungen auf die Interpretation der Modellspektren v.a. im Radioemissionsbereich.

#### 3.2.3 Inverse Compton Streuung

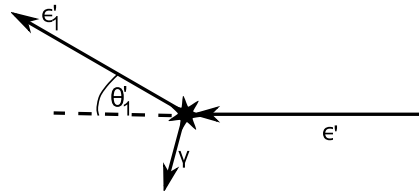
Vor allen Dingen im rein leptonischen Grenzfall des Modells, d.h. bei verschwindender Protoneninjektion in die Beschleunigungszone, ist wegen des relativ niedrigen Magnetfelds die inverse Comptonstreuung der zweite wichtige leptonische Strahlungsprozess.

Auf diese Weise entsteht der zweite VHE Peak im typischen Blazar-Spektrum. Bei hinreichender Protoneninjektion und dem damit verbundenen starken magnetischen Feld wird der zweite Peak von anderen Prozessen, hauptsächlich Proton-Synchrotronstrahlung, dominiert und die inverse Comptonstreuung ist unterdrückt. Analog zur Synchrotronstrahlung muss die Verlustleistung der Teilchenpopulationen und die Streurrate von Photonen durch den inversen Comptoneffekt für die Modellgeometrie und -annahmen bestimmt werden.

Der volle Wirkungsquerschnitt für die inverse Comptonstreuung von Photonen an relativistischen Elektronen bzw. Positronen ist durch die quantenmechanische Klein-Nishina Formel (3.8) gegeben (Jauch u. Rohrlich 1976).

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega'_1 d\epsilon'_1} = \frac{1}{2} r_0^2 \left( \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} \right)^2 \left( \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} + \frac{\epsilon'}{\epsilon'_1} - \sin^2 \theta'_1 \right) \delta \left( \epsilon'_1 - \frac{\epsilon'}{1 + (\epsilon'/m_e c^2)(1 - \cos \theta'_1)} \right) \quad (3.8)$$

(Die Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist ausintegriert) Dabei ist  $\epsilon' = h\nu/m_e c^2$  die normierte Energie des einfallenden und  $\epsilon'_1$  des gestreuten Photons im Ruhesystem des streuenden Elektrons mit Lorentzfaktor  $\gamma$ ,  $\theta'_1$  ist der Streuwinkel, siehe Abbildung 3.3.  $r_0 = e^2/mc^2$  ist der klassische Elektronenradius. Formel (3.8) gibt



**Abbildung 3.3:** Kinematik der inversen Comptonstreuung im Ruhesystem des relativistischen Elektrons, nach Blumenthal u. Gould (1970).

also den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung eines Photons der Energie  $\epsilon'$  in das Raumwinkelelement  $d\Omega'_1$  in den Energiebereich  $d\epsilon'_1$  im Elektronenruhesystem an.

Betrachtet man, wie in dem vorliegenden Strahlungsmodell für Blazare, isotrop verteilte Elektronen, Positronen und Photonen, kann die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ausintegriert werden. Damit ergibt sich Gleichung (3.9) für die komplette Klein-Nishina Formel für isotrope Elektronen- und Photonenverteilungen, gemittelt über die Polarisationszustände der ein- und ausfallenden Photonen, siehe hierzu beispielsweise

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

Blumenthal u. Gould (1970); Jauch u. Rohrlich (1976); Schlickeiser (2002),

$$\sigma_{\text{KN}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) = \frac{3\sigma_{\text{T}}}{4\epsilon\gamma^2} G(q, \Gamma_e) \quad (3.9)$$

mit dem Thomson Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{T}} = 8\pi r_0^2/3$  in CGS Einheiten. Desweiteren ist  $\Gamma_e = 4\epsilon\gamma/mc^2$  und  $q = \epsilon_1/(\Gamma_e(\gamma mc^2 - \epsilon_1))$  und die Streufunktion  $G(q, \Gamma_e)$  ist gegeben durch

$$G(q, \Gamma_e) = \left[ 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{(\Gamma_e q)^2(1 - q)}{2(1 + \Gamma_e q)} \right]. \quad (3.10)$$

Die Größen in Gleichungen (3.9) und (3.10) beziehen sich auf das Laborsystem mit den jeweils auf die Elektronenruhemasse bezogenen Photonenenergien  $\epsilon$  und  $\epsilon_1$  vor und nach der Streuung. Integriert man nun den Wirkungsquerschnitt (3.9) um beispielsweise die Verlustrate für ein Elektron durch inverse Comptonstreuung an einem Photonenfeld zu erhalten über die ein- und ausfallenden Photonenenergien, gilt es die Streukinetik, also Energie und Impulserhaltung, zu berücksichtigen. Dies schränkt den erlaubten Wertebereich von  $q$  ein (Schlickeiser 2002):

$$\frac{1}{4\gamma^2} \leq q \leq 1 \quad (3.11)$$

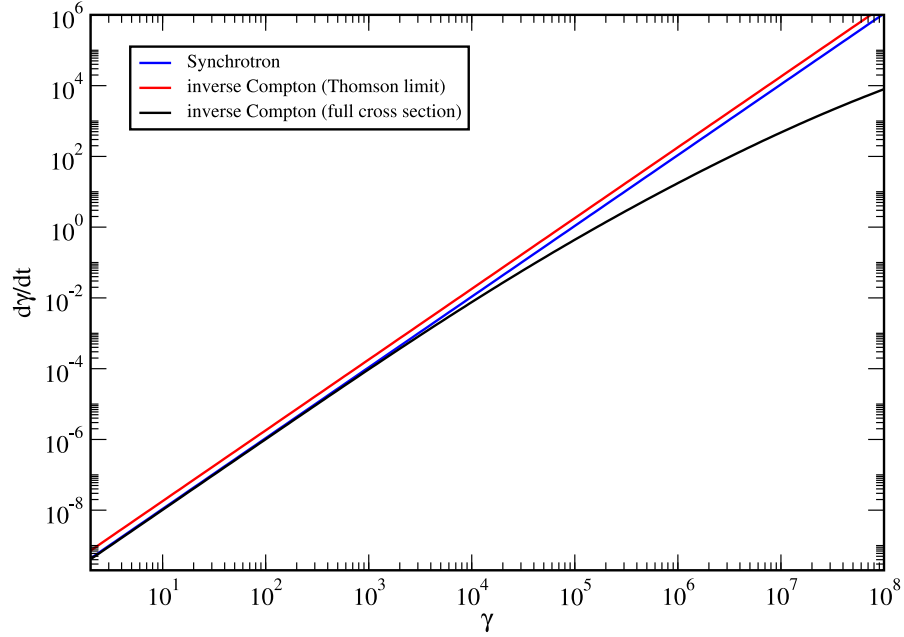
Gleichung (3.11) stellt die Übersetzung der  $\delta$ -Funktion des exakten Wirkungsquerschnitts (3.8) im isotropen und winkelmittelten Fall dar. Nicht-isotrope Konfigurationen lassen die Winkelmittelung nicht zu und sind deshalb, v.a. numerisch, sehr aufwändig zu behandeln. Dies gilt in AGN Jets z.B. für externe Photonen, die im Ruhesystem des Blobs durch das relativistische Beaming eine starke Winkelabhängigkeit aufweisen (Böttcher u. Dermer 1998). In diesem Fall muss der komplette Wirkungsquerschnitt (3.8) unter den Modellbedingungen in eine handhabbare Form gebracht werden, eine Herleitung hierzu findet sich in Hutter (2010). Dies ist v.a. bei der Interpretation von externen Compton Modellen relevant (Hutter u. Spanier 2011; Dermer 1995). Die anisotrope Behandlung der Elektronenverteilung findet sich in Jones (1968).

Im vorliegenden komplett isotropen Fall genügt es den Wirkungsquerschnitt (3.9) zu verwenden. Um die Verlustleistung eines Elektrons mit Lorentzfaktor  $\gamma$  im Photonenfeld  $N_\nu$  durch inverse Comptonstreuung zu berechnen muss dieser unter Berücksichtigung von (3.11) über alle Photonenanfangs- und Endzustände integriert werden

$$\begin{aligned} P_{\text{IC}}(\gamma) &= \frac{\dot{\gamma}_{\text{IC}}}{mc^2} = c \int_0^{\epsilon_{\text{max}}} d\epsilon_1 \epsilon_1 \int_0^\infty d\epsilon N_\nu(\epsilon) \sigma(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) \\ &= \frac{3\sigma_{\text{T}} c^5 m^2}{4} \int_0^\infty d\epsilon \frac{N_\nu(\epsilon)}{\epsilon} \int_0^1 dq \frac{\Gamma_e^2 q}{(1 + \Gamma_e q)^3} G(q, \Gamma_e). \end{aligned} \quad (3.12)$$



Das innere Integral hängt dabei nach der Umformung nicht mehr von zeitabhängigen Größen während der Simulation ab und kann somit vor der Laufzeit des Programms tabellarisiert werden, numerisch handelt es sich somit um ein einfaches Integral. In Abbildung 3.4 ist die Verlustleistung eines Elektrons in einer typischen Synchrotron-Selbst Compton Simulation im Gleichgewichtszustand dargestellt, d.h. die blazartypische SED hat sich ausgebildet und verändert sich mit steigender Simulationsdauer nicht mehr.



**Abbildung 3.4:** Verlustleistung eines Elektrons im Gleichgewichtsfotonenfeld des Blobs eines typischen Blazars durch Synchrotron und inverse Comptonstrahlung. Es erfährt vergleichbare Verluste durch Synchrotronstrahlung und den inversen Compton-effekt. Aus Weidinger et al. (2010).

Man erkennt, dass die inversen Comptonverluste (schwarze Kurve) zunächst dem  $\gamma^2$ -Verhalten der Synchrotronverluste (3.3) folgen. Für  $\Gamma_e \ll 1$ , d.h. relativ kleine  $\gamma$  der Elektronen, fällt dieser quadratische Anteil in  $G(q, \Gamma_e)$  weg und es gilt  $G(q, \Gamma_e) = G(q)$ . Man erhält die Thomson-Näherung

$$P_{\text{IC,T}} \approx \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} \int_0^\infty d\epsilon \epsilon N_\nu(\epsilon) \gamma^2 = \beta_{\text{IC}} \gamma^2 \quad (3.13)$$

für die inversen Comptonverluste. Die Anwendung dieser Näherung ist in Abbildung 3.4 als rote Kurve dargestellt. Man erkennt, dass in diesem Fall bereits ab  $\gamma \approx 10^4$  die inversen Comptonverluste durch die Thomson-Näherung überschätzt, d.h. Klein-Nishina

Effekte wichtig werden.

Zur Berechnung der durch den inversen Comptoneffekt gestreuten Photonenverteilung (d.h. die inverse Compton Erzeugungsrate (3.14) bei einer Photonenfrequenz  $\nu$ ) muss der Wirkungsquerschnitt (3.9) über alle einfallenden Photonen und alle streuenden Elektronen  $n_e(\gamma)$  integriert werden. Es gilt  $\nu_1 = \epsilon_1 mc^2/h$ .

$$R_{\text{IC}}(\nu_1) = \int_1^\infty d\gamma n_e(\gamma) \int_0^\infty d\epsilon (N_\nu(\epsilon)\sigma(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) - N_\nu(\epsilon_1)\sigma(\epsilon, \epsilon_1, \gamma)) \quad (3.14)$$

Der zweite Term des inneren Integrals berücksichtigt dabei die von  $\nu_1$  weggestreuten Photonen. Die Erzeugungsrate bei der Frequenz  $\nu_1$  besteht also aus den invers-Compton hingestreuten Photonen abzüglich der Photonen die von  $\nu_1$  durch den selben Effekt zu höheren Energien gestreut werden. Für die Photonenerzeugungsrate durch inverse Comptonstreuung muss ein Doppelintegral gelöst werden, da beide Integrale die zeitabhängigen Teilchenverteilungen enthalten. Dieses Doppelintegral (sowie die der photohadronischen Prozesse, siehe nächster Abschnitt) dominiert die Geschwindigkeit der Numerik. Integriert man die Winkelabhängigkeit bei anisotropen Problemen nicht aus, siehe Hutter u. Spanier (2011), wird aus (3.14) ein Dreifachintegral. Deshalb sind externe Comptonmodelle, wenn man die Winkelabhängigkeit korrekt behandelt, nur sehr bedingt zeitabhängig lösbar.

Da der volle Wirkungsquerschnitt (3.9) bei Werten für  $\Gamma_e \approx 1$  sehr stark einbricht, ist die maximale Energie, welche Photonen durch inverse Comptonstreuung erreichen können, im Gegensatz zur Thomson-Näherung beschränkt. Vor allen Dingen in typischen Blazar-Konfigurationen spielen diese Klein-Nishina Effekte bei der Erzeugung des VHE Peaks eine Rolle und der inverse Comptoneffekt darf nicht einfach durch das Thomson-Regime genähert werden. Ebenso muss wie beim Synchrotronprozess auch für den inversen Comptoneffekt die Energieerhaltung

$$h \int_0^\infty d\epsilon \nu R_{\text{IC}} N_\nu(\epsilon) = mc^2 \int_0^\infty d\gamma \gamma P_{\text{IC}} N_e(\gamma) \quad (3.15)$$

erfüllt sein.

### 3.2.4 Paarerzeugung

In einfachen rein leptonischen Synchrotron-Selbst Compton Modellen spielt der Prozess der Paarerzeugung in der Quellregion keine Rolle, da die Schwellenergie (3.16) für die

Paarerzeugung durch zwei Photonen nicht erreicht wird oder nur sehr geringe Photondichten an dem Prozess teilnehmen können (Paravac 2009). In diesem Bereich (unterhalb von  $\approx 10^{26}$  Hz in der Quelle) ist der Paarerzeugungs-Wirkungsquerschnitt sehr klein und der Prozess somit unterdrückt. Diese Situation verändert sich, wenn man photohadronische Prozesse im Modell berücksichtigt (siehe nächster Abschnitt). Sekundäre Photonen, welche durch die hadronischen Interaktionen generiert werden erreichen Energien oberhalb von  $10^{30}$  Hz und befinden sich damit im optisch dicken Bereich für freie Paarerzeugung. Aus diesem Grund gilt es den Paarerzeugungsprozess in einem leptohadronischen Modell zu berücksichtigen. Wie sich herausstellt ist die Paarerzeugung für die Kaskadierung der Strahlung verantwortlich und somit von zentraler Bedeutung in einem konsistenten Hybridmodell.

Treffen zwei Photonen aufeinander, welche in der Summe die Ruheenergie eines Elektron-Positron Paares übersteigen  $h\nu_1 + h\nu_2 = 2m_e c^2$ , kann der Prozess der freien Paarerzeugung stattfinden. Diese Schwelle gilt allerdings nur im Falle eines Stoßwinkels von  $\theta = \pi$ , also der Head-On Kollision. Deshalb ist es besser die Schwellenergie invariant zu schreiben

$$\epsilon_1 \epsilon_2 (1 - \mu) = 2\epsilon_{\text{SP}}^2 \geq 1 = \gamma_{\text{SP}}^2 \quad (3.16)$$

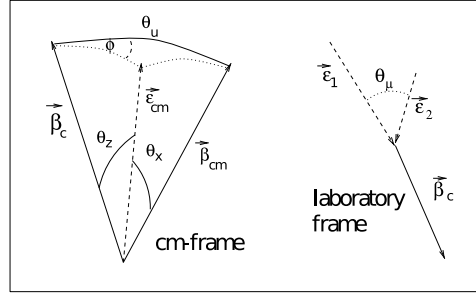
mit den normierten Photonenenergien  $\epsilon_i = h\nu_i/m_e c^2$ . Gleichung (3.16) ist unabhängig vom gewählten Bezugssystem, gilt also insbesondere auch im Schwerpunktsystem der einfallenden Photonen. Damit kann der Wirkungsquerschnitt für homogenen und isotropen Fall und damit die Erzeugungsrate für Elektron-Positron Paare sowie die Vernichtungsrate der Photonen berechnet werden.

Die Berechnung der Erzeugungsrate folgt der Argumentation von Böttcher u. Schlickeiser (1997). Im Modell werden isotrope Photonenverteilungen angenommen, aus diesem Grund kann die Winkelabhängigkeit  $\mu$  des kompletten Wirkungsquerschnitts für die freie Paarerzeugung durch einige Umformungen direkt ausintegriert werden. Der Wirkungsquerschnitt ist (Jauch u. Rohrlich 1959)

$$\begin{aligned} \sigma(\epsilon_1, \epsilon_2, \mu, \gamma) = \frac{3}{32\pi} \sigma_{\text{T}} \oint d\Omega' \delta(\epsilon_{\text{SP}} - \gamma'_{\text{SP}}) \frac{\beta'_{\text{SP}}}{\epsilon_{\text{SP}}^2} \left[ -1 + \frac{3 - \beta_{\text{SP}}'^2}{2} \cdot \right. \\ \left. \left( \frac{1}{1 - \beta'_{\text{SP}} x'} + \frac{1}{1 + \beta'_{\text{SP}} x'} \right) - \frac{1}{2\epsilon_{\text{SP}}^4} \cdot \right. \\ \left. \left( \frac{1}{(1 - \beta'_{\text{SP}} x')^2} + \frac{1}{(1 + \beta'_{\text{SP}} x')^2} \right) \right] \quad (3.17) \end{aligned}$$

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

wobei sich gestrichelte Größen auf das Schwerpunktsystem beziehen,  $\mu$  ist der Winkel zwischen den einfallenden Photonen mit den Energien  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$ ,  $\gamma$  der Lorentzfaktor des erzeugten Elektron-Positron Paares und  $x' = \cos \theta'_x$  gibt den Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des Schwerpunktsystems der Photonen und der des Elektron-Positron Paares an. Dabei hängen die Größen  $\gamma'_{\text{SP}} = \sqrt{1 - 1/\beta_{\text{SP}}^2}$  und  $x'$  von der Streugeometrie, also den Streuwinkeln und der Energie  $\gamma$  des erzeugten Paares ab. Die Streugeometrie wird wiederum durch  $\mu$  beeinflusst, siehe Abbildung 3.5.



**Abbildung 3.5:** Bild aus Böttcher u. Schlickeiser (1997). Kinematik der freien Paarproduktion im Ruhesystem der einfallenden Photonen (cm) und im Laborsystem. Es illustriert die Abhängigkeiten der Größen des Wirkungsquerschnitts (3.17) von der Streugeometrie, also den beteiligten Winkeln, welche von  $\gamma$  und  $\mu$  abhängig sind.

Für isotrope Photonenvverteilungen kann man über  $\mu$  mitteln, dadurch kann man die komplette Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts (3.17) ausintegrieren und erhält somit die winkelgemittelte Erzeugungsrate  $Q_{\text{pp}}(\gamma)$  für Elektron-Positron Paare

$$Q_{\text{pp}}(\gamma) = \int_0^\infty d\epsilon_1 N_\nu(\epsilon_1) \int_{\epsilon_{\text{thr}}}^\infty d\epsilon_2 N_\nu(\epsilon_2) \bar{\sigma}(\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma) \quad (3.18)$$

als eine (doppelte) Energieintegration über den gewonnenen isotropen Wirkungsquerschnitt für Paarprozesse  $\bar{\sigma}$ . Die komplette Berechnung für diesen isotropen Wirkungsquerschnitt findet sich in Böttcher u. Schlickeiser (1997). Man findet schließlich

$$\bar{\sigma}(\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma) = \frac{3}{4} \sigma_{\text{T}} c \frac{1}{\epsilon_1^2 \epsilon_2^2} \left( \frac{\sqrt{E^2 - 4\epsilon_{\text{SP}}^2}}{4} + H_+ + H_- \right) \Bigg|_{\epsilon_{\text{SP}}^L}^{\epsilon_{\text{SP}}^U} \quad (3.19)$$

dabei ist  $E = \epsilon_1 + \epsilon_2$ , für  $\epsilon_{\text{SP}}$  werden jeweils die Grenzen  $\epsilon_{\text{SP}}^L = \max(1, \epsilon^\dagger)$  bzw.  $\epsilon_{\text{SP}}^U = \min(\sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2}, \epsilon^*)$  eingesetzt, wobei  $(\epsilon^{*,\dagger})^2 = 1/2[\gamma(E - \gamma) + 1 \pm \sqrt{(\gamma(E - \gamma) + 1)^2 - E^2}]$  ist. Die Schwellenergie  $\epsilon_{\text{thr}}$  des inneren Integrals ergibt sich aus der Bedingung (3.16).

Nach der Mittelung über den Winkel  $\mu$  ist

$$\epsilon_{\text{thr}} = \max\left(\frac{1}{\epsilon_1}, \gamma + 1 - \epsilon_1\right). \quad (3.20)$$

Die Schwellenergie ist logischerweise von der Energie des ersten Photons  $\epsilon_1$  abhängig.

Die  $H_{\pm}$ -Funktionen sind gegeben durch

$$H_{\pm} = -\frac{\epsilon_{\text{SP}}}{8\sqrt{\epsilon_1\epsilon_2 + c_{\pm}\epsilon_{\text{SP}}^2}} \left(\frac{d_{\pm}}{\epsilon_1\epsilon_2} + \frac{2}{c_{\pm}}\right) + \frac{\sqrt{\epsilon_1\epsilon_2 + c_{\pm}\epsilon_{\text{SP}}^2}}{4} \left(\frac{\epsilon_{\text{SP}}}{c_{\pm}} + \frac{1}{\epsilon_{\text{SP}}\epsilon_1\epsilon_2}\right) + \frac{1}{4} \left(2 - \frac{\epsilon_1\epsilon_2 - 1}{c_{\pm}}\right) I_{\pm}$$

mit  $c_{\pm} = (\epsilon_{1,2} - \gamma)^2 - 1$ ,  $d_{\pm} = \epsilon_{1,2}^2 + \epsilon_1\epsilon_2 \pm \gamma(\epsilon_2 - \epsilon_1)$  und

$$I_{\pm} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{c_{\pm}}} \ln\left(\epsilon_{\text{SP}}\sqrt{c_{\pm}} + \sqrt{\epsilon_1\epsilon_2 + c_{\pm}\epsilon_{\text{SP}}^2}\right) & , c_{\pm} > 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{c_{\pm}}} \arcsin\left(\epsilon_{\text{SP}}\sqrt{-\frac{c_{\pm}}{\epsilon_1\epsilon_2}}\right) & , c_{\pm} < 0 \end{cases}$$

Im Fall  $c_{\pm} = 0$  vereinfacht sich  $H_{\pm}$  zu

$$H_{\pm} = \left(\frac{\epsilon_{\text{SP}}^3}{12} - \frac{\epsilon_{\text{SP}}d_{\pm}}{8}\right) \frac{1}{(\epsilon_1\epsilon_2)^{\frac{3}{2}}} + \left(\frac{\epsilon_{\text{SP}}^3}{6} + \frac{\epsilon_{\text{SP}}}{2} + \frac{1}{4\epsilon_{\text{SP}}}\right) \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1\epsilon_2}}.$$

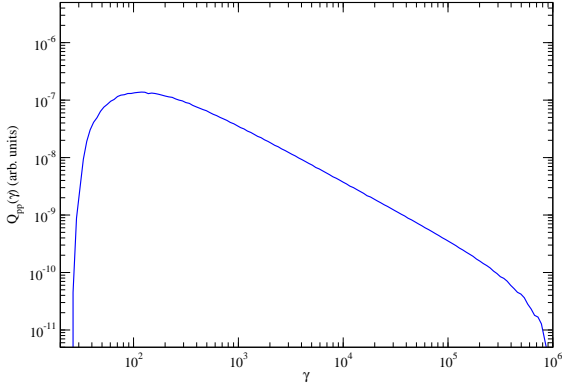
Damit hängt der Wirkungsquerschnitt  $\bar{\sigma}$  der Paarerzeugung eines Elektron-Positron Paares der Energie  $\gamma$  nur noch von den bekannten Größen der einfallenden Photonenenergien ab. Außerdem hilft bei der Implementierung der etwas länglichen Ausdrücke die Tatsache, dass alle mit  $\pm$  gekennzeichneten Funktionen  $X_{\pm}$  im  $\epsilon_i$ -Argument "symmetrisch" sind, man erhält jeweils  $c_- = c(\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma)$  und  $c_+ = c(\epsilon_2, \epsilon_1, \gamma)$ , etc.

Zur Berechnung der Paarerzeugungsrate  $Q_{\text{pp}}(\gamma)$  muss also wiederum ein Doppelintegral numerisch berechnet werden. Durch die Implementation des obigen Wirkungsquerschnitts  $\bar{\sigma}$  müssen innerhalb dieses Doppelintegrals viele Abfragen der Größen  $\epsilon_{\text{thr}}$ ,  $\epsilon_{\text{SP}}^{U,L}$  und  $c_{\pm}$  durchgeführt werden. Aus diesem Grund kann es sinnvoll sein die von Aharonian et al. (1983) unter der Bedingung  $\epsilon_2 \ll 1$  hergeleitete Näherung (3.21) für den Wirkungsquerschnitt zu verwenden.

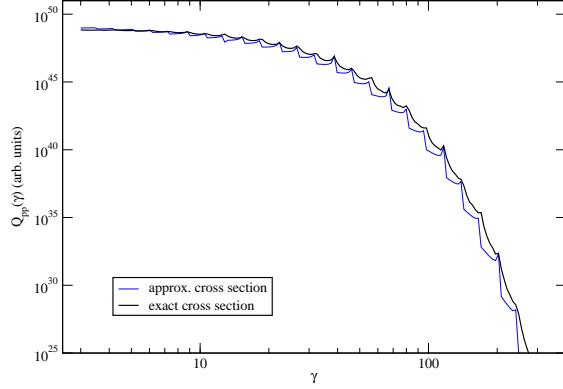
$$Q_{\text{pp}}(\gamma) \approx \int_{\gamma}^{\infty} d\epsilon_1 N_{\nu}(\epsilon_1) \int_{\frac{\epsilon_1}{4\gamma(\epsilon_1-\gamma)}}^{\infty} d\epsilon_2 N_{\nu}(\epsilon_2) \sigma_{\text{aprx}}(\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma) \text{ mit}$$

$$\sigma_{\text{aprx}} = \frac{3}{32} \sigma_{\text{T}} c \frac{1}{\epsilon_1^3 \epsilon_2^2} \left( \frac{4\epsilon_1^2}{\gamma(\epsilon_1 - \gamma)} \ln\left(\frac{4\epsilon_2\gamma(\epsilon_1 - \gamma)}{\epsilon_1}\right) - 8\epsilon_1\epsilon_2 + \frac{2(2\epsilon_1\epsilon_2 - 1)\epsilon_1^2}{\gamma(\epsilon_1 - \gamma)} - \left(1 - \frac{1}{\epsilon_1\epsilon_2}\right) \frac{\epsilon_1^4}{\gamma^2(\epsilon_1 - \gamma)^2} \right) \quad (3.21)$$

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell



**Abbildung 3.6:** Produktionsrate von  $e^\pm$ -Paaren des Testfalls aus Böttcher u. Schlickeiser (1997) für zwei potenzgesetzartige Photonenvverteilungen (vgl. Fig. 2 (Böttcher u. Schlickeiser 1997)) nach der Näherung (3.21) in willkürlichen Einheiten. Für diese Art Photonenvverteilungen genügt es folglich die Näherung anzuwenden.



**Abbildung 3.7:** Produktionsrate von  $e^\pm$ -Paaren für ein thermisches Spektrum der normierten Temperatur  $\theta = kT/mc^2 = 5$  (vgl. Fig. 4 (Böttcher u. Schlickeiser 1997)). Hier kann man die numerischen Instabilitäten beider Verfahren erkennen, der exakte Wirkungsquerschnitt (3.19) ist deutlich stabiler und genauer.

In Böttcher u. Schlickeiser (1997) wird gezeigt, dass für  $\epsilon_2 \approx 1$  die Paarproduktionsrate unter Verwendung des Wirkungsquerschnitts (3.21) im 10%-Bereich überschätzt wird. Es kommt stark auf die Form des niederenergetischen Teils des Photonenspektrums  $N_\nu$  an, ob Näherung (3.21) verwendet werden kann, um Rechenzeit zu sparen, vgl. hierzu Abbildungen 3.6 und 3.7.

Die beste Methode um schnell Fehler zu erkennen stellt dabei wieder die Energieerhaltung von erzeugten Elektron-Positron Paaren und der Energie der durch Paarerzeugung absorbierten Photonen dar.

$$2m_e c^2 \int_1^\infty d\gamma \gamma Q_{pp}(\gamma) = h \int_0^\infty d\epsilon \epsilon \alpha_{pp}(\epsilon) N_\nu(\epsilon) \quad (3.22)$$

Dabei ist  $\alpha_{pp}$  der Absorptionskoeffizient des Paarerzeugungsprozesses. Die Energieerhaltung der Paarerzeugung wird durch richtige Selektion des Wirkungsquerschnitts trotz der in manche Fällen auftretenden leichten numerischen Instabilitäten (vgl. Abbildung 3.7) stets unter 5% gehalten. Um den Absorptionskoeffizienten zu berechnen ist die  $\gamma$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes (3.19) nicht relevant. Es ist sinnvoll eine  $\gamma$ -integrierte Darstellung von  $\bar{\sigma}$  zu verwenden um die Berechnung stark zu vereinfachen.

Die Photonenannihilationsrate bei der Erzeugung von Elektron-Positron Paaren hängt nur von den einfallenden Photonen ab (3.23).

$$R(\chi) = \int_{-1}^{\mu_{\max}} d\mu \frac{1-\mu}{2} \sigma(\chi, \mu) \quad (3.23)$$

Wobei  $\chi = \epsilon_1 \epsilon_2$  das Produkt der einfallenden Photonenenergien ist, die Annihilationsrate im isotropen Fall ist eine Funktion einer Variable (Coppi u. Blandford 1990). Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\chi, \mu)$  ist

$$\sigma(\chi, \mu) = \frac{3\sigma_T(1-\beta^2)}{16} \left[ 3 - \beta^4 \ln \left( \frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 2\beta(2-\beta^2) \right] \quad (3.24)$$

mit der relativistischen Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems des erzeugten Elektron-Positron Paares  $\beta = \sqrt{1 - 2/\chi/(1-\mu)}$ , welche sich über die Energieerhaltung ergibt. Zur Berechnung der Annihilationsrate (3.23) im Modell kann die Integration über  $\mu$  in Abhängigkeit von  $\chi$  tabellarisiert werden, da diese nicht von den Photonen- und/oder Elektronendichten, welche nur zur Laufzeit des Modells bekannt sind, abhängt. Dies ist die numerisch beste Darstellung der Photonenannihilationsrate (3.23). Integriert man diese Annihilationsrate nun über die Photonendichte des Modells, ergibt sich die Photonenabsorption bei der Energie  $\epsilon_1$  zu

$$\alpha_{\text{pp}}(\epsilon_1) = \int_0^\infty d\epsilon_2 N_\nu(\epsilon_2) R(\chi(\epsilon_1, \epsilon_2)) . \quad (3.25)$$

Es handelt sich um ein einfaches Integral über die Photonenenergie und ist numerisch unproblematisch im Vergleich zu den Doppelintegralen im Hinblick auf die benötigte Rechenzeit. Für Photonenenergien ab  $\tau_{\text{pp}}(\epsilon) \geq 1$  wird die Erzeugung von  $e^\pm$ -Paaren relevant. Diese optische dicke ist im räumlich homogenen und sphärischen Fall

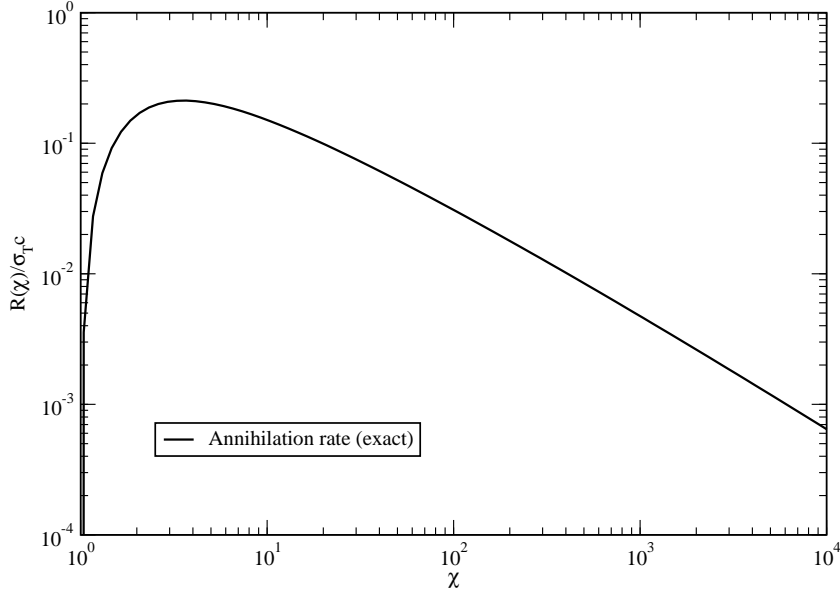
$$\tau_{\text{pp}}(\epsilon) = \frac{1}{c} \int_0^{R_{\text{rad}}} dr \int_0^\infty d\epsilon' N_\nu(\epsilon') R(\epsilon\epsilon') = \frac{R}{c} \int_0^\infty d\epsilon' N_\nu(\epsilon') R(\epsilon\epsilon') \quad (3.26)$$

oder einfach ausgedrückt  $\tau_{\text{pp}}(\epsilon) = R/c\alpha_{\text{pp}}(\epsilon)$ .

Der umgekehrte Prozess, also die Erzeugung zweier Photonen aus einem Elektron und einem Positron  $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$  wird Paarvernichtung genannt. Die Berechnung der jeweiligen Produktions- und Annihilationsraten erfolgt mit den selben Wirkungsquerschnitten wie bei der Paarerzeugung, da es sich physikalisch um den selben Prozess handelt. Es muss lediglich berücksichtigt werden, dass die Endzustände die selbe Teilchenspezies sind, dadurch ergibt sich ein Faktor  $\sigma_{\text{pp}} = 2\sigma_{\text{pa}}$  (Coppi u. Blandford 1990).

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

Die weitere Vorgehensweise ist analog zu obiger, nur dass nun die Kinematik bei der Photonenerzeugung berücksichtigt werden muss und bei der  $e^\pm$ -Verlustrate die photonenenergieintegrierte Darstellung von  $\sigma_{\text{pa}}$  verwendet werden kann. Der Prozess der Paarvernichtung spielt allerdings in Blazaren aufgrund der relativ geringen Elektronen- und Positronendichten  $< 10^8 \text{ cm}^{-3}$  keine Rolle und wird deshalb zu Gunsten der Modellgeschwindigkeit nicht berücksichtigt (Böttcher u. Schlickeiser 1996).



**Abbildung 3.8:** *Photonenannihilationsrate  $R$  in Einheiten des Thomson-Wirkungsquerschnitts, wie sie im Modell implementiert ist. Sie stimmt exakt mit Coppi u. Blandford (1990) überein. Die berechneten absorbierten Energien können daher gut zur Fehlerminimierung in Erzeugungsrate  $Q_{pp}$  verwendet werden.*

## 3.3 Hadronische Prozesse

### 3.3.1 Überblick und Abgrenzung

Für Magnetfelder, welche Bedingung (2.46) erfüllen, d.h. für eine Ausdehnung von  $R_{\text{rad}} \approx 10^{15} \text{ cm}$  typischerweise  $B > 10 \text{ G}$ , ist es möglich auch hochrelativistische Protonen lange genug im Strahlungsgebiet halten, bevor sie entweichen. Aus diesem Grund sind hadronische Strahlungsprozesse zu berücksichtigen und die relevanten in das Modell zu integrieren.



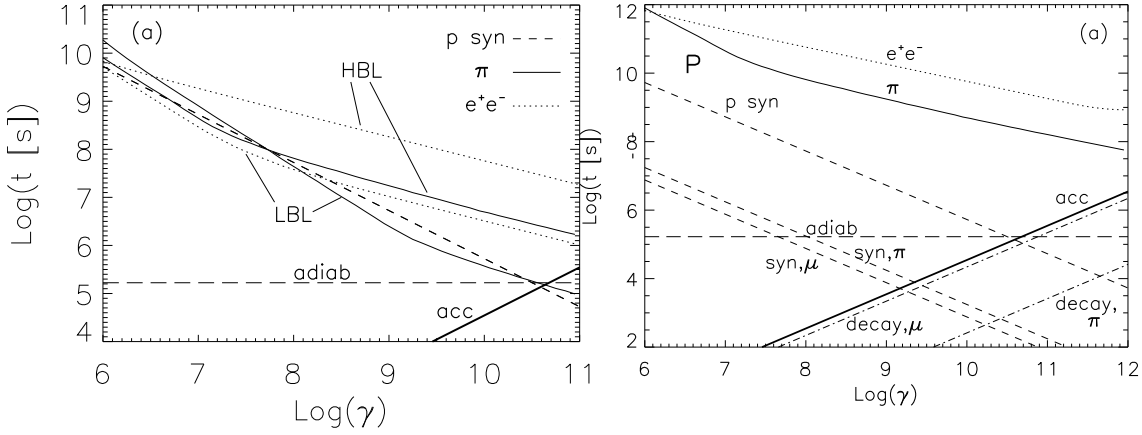
Wegen der relativ großen Magnetfelder im Fall hochrelativistischer Protonen ist die Synchrotronabstrahlung dieser Protonen relevant. Sie erzeugt die primäre hadronische Strahlungskomponente und dominiert den VHE Bereich der spektralen Emission in einem Hybridmodell, denn die inverse Comptonstreuung von Elektronen ist in diesem Fall stark unterdrückt. Wegen der hohen Magnetfelder dominieren jeweils die Synchrotronemissionen, also Elektron- bzw. Positron- und Protonsynchrotronstrahlung, denn  $R_s \propto B^2$ . Im Strahlungsspektrum ist die leptonische und hadronische Synchrotronkomponente im optischen bzw. VHE Spektralbereich zu finden, was auf die unterschiedliche Beschleunigungseffizienz in Kombination mit der Massenabhängigkeit des Synchrotronemissionskoeffizienten zurückzuführen ist. Weitere *primäre* Strahlungsprozesse finden durch das Einführen von nicht-thermischen Protonen in der Strahlungszone nicht statt.

Bei Protonen handelt es sich im Gegensatz zu den Elektronen nicht um Elementarteilchen. Durch photohadronische Wechselwirkungen können Resonanzen angeregt werden und wieder zerfallen. Dieser Prozess ist bereits für relativ geringe Photonen- und Protonendichten, wie sie in der Strahlungszone des Blobs vorkommen, effektiv und muss berücksichtigt werden. Sobald die Energie ausreicht, um die niedrigste Resonanz  $p + \gamma \rightarrow \Delta^+$  anzuregen, muss dieser Prozess berücksichtigt werden. Dabei zerfällt  $\Delta^+$  in geladene und neutrale Pionen, welche wiederum in Positronen (und Elektronen) sowie  $\gamma$ -Quanten zerfallen. Diese tragen dann über Synchrotronstrahlung bzw. direkt zum Strahlungsspektrum eines Blazars in einem hadronischen Modell bei. Hier kommt auch der Prozess der Paarproduktion zum Tragen, denn die Endprodukte dieses Zerfalls befinden sich meist im optisch dicken Bereich (3.26) und es bilden sich Paarkaskaden aus. Diese werden solange fortgesetzt, bis die Synchrotronemission der Sekundärteilchen (in der n-ten Generation) im optisch dünnen Bereich stattfindet und beobachtbar ist.

Nicht zu verwechseln ist die freie Paarerzeugung mit der Bethe-Heitler Paarproduktion von  $e^\pm$ -Paaren im Coulombfeld eines Protons (siehe nächster Abschnitt). Die Synchrotronphotonen dieser Bethe-Heitler Paare können für bestimmte Modellparameter direkt zum beobachteten Blazar-Spektrum beitragen. Die Behandlung erfolgt analog zur Photomesonenproduktion. Einen Überblick der relevanten Verlustprozesse in typischen Blazar-Umgebungen liefert Abbildung 3.9.

Man kann erkennen, dass die dominanten Prozesse jeweils die Protonsynchrotronverluste und Pionenproduktion sind. In einigen Konfigurationen kann die Bethe-Heitler Paarpro-

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell



**Abbildung 3.9:** Verlustzeitskalen der verschiedenen (hadronischen) Prozesse in einem Magnetfeld  $B = 30$  G für verschiedene Photonkonfigurationen (HBL, LBL links und ein extremer HBL-Fall rechts) aus Mücke et al. (2003). Protonsynchrotronstrahlung (gestrichelt), Photomesonenproduktion  $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$  (durchgezogen) und Bethe-Heitler Paarproduktion (gepunktet), sowie die Synchrotronverluste der Zwischenprodukte beim Zerfall der geladenen Pionen. Beachte: Paarkaskaden aus der freien Paarerzeugung sind nicht berücksichtigt.

duktion in kleinen Energiebereichen relevant werden, stellt aber einen Prozess zweiter Ordnung im Vergleich zur Photomesonenproduktion in Verbindung mit den Paarkaskaden der freien Paarerzeugung dar.

Keine Rolle hingegen spielt die Hadron-Hadron Wechselwirkung, d.h.  $p+p \rightarrow \dots$ -Prozesse wie beispielsweise in Kelner et al. (2006) beschrieben. Die hierfür nötige Dichte der relativistischen Protonen  $\approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  wird in Blazaren, selbst in den leuchtkräftigsten FSRQs, nicht erreicht. Die Wechselwirkung mit einer zweiten, thermischen Hintergrund-Protonenverteilung, wie sie in solchen Modellen benötigt wird, welche typischerweise Mikroquasare oder GRB-Jets beschreiben (Bosch-Ramon 2008), wird für AGN-Jets nicht berücksichtigt. Zum einen ist es äußerst schwierig realistische Abschätzungen für diese thermische Hintergrund-Protonenverteilung innerhalb des Jets zu finden, man führt somit einen weiteren freien Parameter der Dichte der Hintergrundprotonen in das Modell ein und erhöht somit die Anzahl der freien, nicht abschätzbaren Größen, vgl. auch Bosch-Ramon (2008). Dadurch verliert das Modell an Aussagekraft. Zum zweiten wurde in Rüger (2011) gezeigt, dass dieser Prozess selbst für eine sehr hohe thermische Hintergrund-Protonendichte des IGM  $\approx 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$  in den meisten Fällen um mindes-

tens zwei Größenordnungen gegenüber den bereits genannten Prozessen unterdrückt ist. Zudem würde eine sehr hohe thermische Protonendichte zu Bremsstrahlung der primären Elektronen (Coppi u. Blandford 1990) führen, welche so nicht beobachtet wird.

### 3.3.2 Bethe-Heitler Paarproduktion

Die Elektron-Positron Paarproduktion in der Nähe eines Hadrons (Bethe-Heitler Paarproduktion)

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (3.27)$$

mit der Schwellenenergie (auf die Elektronenruhemasse normierte Photonenenergie und  $\epsilon'$  als Photonenenergie im Ruhesystem des Protons)

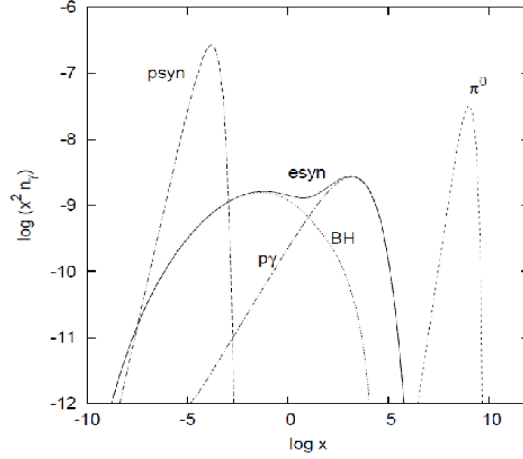
$$\gamma_{\text{Proton}} \epsilon = \epsilon' \geq 2 \quad (3.28)$$

trägt nicht zu den Synchrotron-Kaskaden aus den Photonen des Pionenzerfalls bei. Im Vergleich mit der freien Paarerzeugung, siehe Abschnitt 3.2.4, ist der Bethe-Heitler Prozess in diesem Energiebereich  $> 10^{30}$  Hz irrelevant.

Wichtig ist die Bethe-Heitler Paarproduktion allerdings in einem anderen Energiebereich. Vergleicht man die Schwellenenergie für die Anregung der  $\Delta^+$ -Resonanz mit der des Bethe-Heitler Prozess, Gleichung (3.28), sieht man, dass sie um zwei Größenordnungen geringer ist. In diesem Energiebereich, also unterhalb der Schwelle für die Photo-Pionproduktion, können effektiv Bethe-Heitler Prozesse stattfinden und zum Spektrum beitragen. Ob diese BH-Elektronen und deren Synchrotronstrahlung relevant sind, hängt aber stark von den gewählten Parametern während der Modellierung, v.a. dem Magnetfeld und der Photonendichte ab, vgl. Abbildung 3.9. Daraus entnimmt man auch, dass für Magnetfelder der Ordnung 10 G Protonsynchrotronverluste dominieren und der BH-Prozess unterdrückt ist, allerdings nicht um Größenordnungen. Betrachtet man kleinere Magnetfelder der Ordnung 1 G, siehe Abbildung 3.10, und vernachlässigt die auftretenden Paarkaskaden, werden Photonen aus Synchrotronstrahlung von BH-Elektronen im Spektrum durchaus relevant. In wie weit diese Magnetfelder realistisch sind, hängt dabei wieder von der Ausdehnung des Blobs ab.

Der Wirkungsquerschnitt für den Bethe-Heitler Prozess einer ungeschirmten Ladung mit der Kernladungszahl  $Z$  ( $= 1$  für Protonen) ist durch die Racah-Formel gegeben (siehe

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell



**Abbildung 3.10:** Aus Mastichiadis (2011), erwartetes Blazar-Spektrum für  $B = 1$  G und  $R = 10^{16}$  cm in Einheiten der normierten Photonenergie unter Berücksichtigung von Bethe-Heitler- und Photo-Pionproduktion. Die unterschiedlichen Schwellenenergie dieser Prozesse spiegeln sich in den Energiebereichen für BH und  $p\gamma$  wieder. Nicht berücksichtigt: Synchrotronstrahlung der  $\mu^\pm$  aus dem Pionenzerfall sowie sekundäre Synchrotronstrahlung aus den Paarkaskaden, welche im Bereich des Bethe-Heitler-Spektrums meist dominieren.

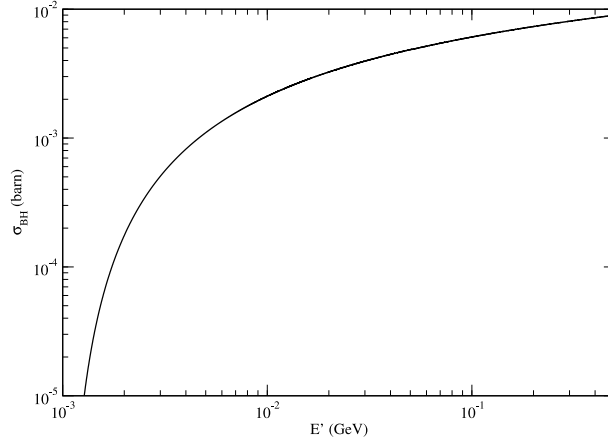
z.B. Motz et al. (1969), Formel 3D-0000). Diese gibt den Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitt in der ersten Born-Näherung für ein ruhendes Proton an. Um die elliptischen Integrale zu vermeiden, ist es sinnvoll die Maximon-Darstellung (Maximon 1968) des Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitts zu verwenden

$$\sigma_{\text{BH}}(\epsilon') \approx \alpha Z r_0^2 \cdot \begin{cases} \frac{2\pi}{3} \left(\frac{\epsilon'-2}{\epsilon'}\right)^3 \left[1 + \frac{1}{2}b + \frac{23}{40}b^2 + \frac{37}{120}b^3 + \frac{61}{192}b^4 + O(b^5)\right] & , \epsilon' - 2 \leq 1 \\ Z \left\{ \frac{28}{9} \ln c - \frac{218}{27} \right. \\ \left. + \left(\frac{2}{\epsilon'}\right)^2 \left[6 \ln c - \frac{7}{2} + \frac{2}{3} \ln^2 2c - \frac{\pi^2}{3} \ln c + 4.0489\right] \right. \\ \left. - \left(\frac{2}{\epsilon'}\right)^4 \left[\frac{3}{16} \ln c + \frac{1}{8}\right] - \left(\frac{2}{\epsilon'}\right)^6 \left[\frac{29}{9 \cdot 256} \ln c - \frac{77}{27 \cdot 512}\right] \right\} & , \epsilon' \geq 4 \end{cases} \quad (3.29)$$

mit  $b = (\epsilon' - 2)/(\epsilon' + 2)$  und  $c = 2\epsilon'$ . Im extrem hochenergetischen Fall  $\epsilon' \gg 4$  reduziert sich die Maximon-Darstellung zum relativistischen Heitler-Sauter Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{BH}}(\epsilon') \approx \alpha Z^2 r_0^2 \left[ \frac{28}{9} \ln 2\epsilon' - \frac{218}{27} \right] \quad (3.30)$$

(siehe z.B. Motz et al. (1969), Formel 3D-0001 sowie Heitler (1954) Formel 14) mit der Feinstrukturkonstante  $\alpha = 1/137$  und dem klassischen Elektronenradius  $r_0$ . Der implementierte BH-Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 3.11 dargestellt und stimmt mit der exakten Beschreibung überein. Im Falle einer isotropen Photonen- und Protonenverteilung



**Abbildung 3.11:** Implementierter Wirkungsquerschnitt für die Bethe-Heitler Paarproduktion im Schwerpunktsystem des betrachteten Protons. Er wird ca. zwei Größenordnungen eher signifikant als der der Photomesonenproduktion, Abbildung 3.12

lung kann damit nun die Erzeugungsrate von Bethe-Heitler  $e^\pm$ -Paaren berechnet werden, indem die Mittelung über den Einfallswinkel ausgeführt wird (Mastichiadis et al. 2005). Mit der Näherung, dass die Protonen nur sehr wenig Energie verlieren (Mastichiadis u. Kirk 1995)  $\gamma_{\text{Proton}} \approx \gamma_{e^\pm}$ , kann man die Injektionsrate für Bethe-Heitler Elektronen bzw. Positronen einfach schreiben als

$$Q_{\text{BH}}(\gamma) \approx N_{p^+}(\gamma)c \int_{\frac{2}{\gamma}}^{\infty} d\epsilon N_\nu(\epsilon) \sigma_{\text{BH}}(\epsilon\gamma) . \quad (3.31)$$

Dabei ist die Winkelmittelung implizit ausgeführt. Die Injektionsrate (3.31) wird durch die Näherung für ein fallendes Potenzgesetz in der Protonenverteilung leicht überschätzt. Eine korrekte Implementierung ist nur mit Hilfe von Monte-Carlo Methoden möglich, da es sich um ein Dreikörperproblem handelt (Mastichiadis et al. 2005). Der Energieverlust der Protonen, also die durch Bethe-Heitler abgestrahlte Leistung, ist proportional zur

Energie

$$P_{\text{BH}}(\gamma) \approx \frac{2m_e}{m_p} c\gamma \int_{\frac{2}{\gamma}}^{\infty} d\epsilon N_\nu(\epsilon) \sigma_{\text{BH}}(\epsilon\gamma) . \quad (3.32)$$

Der Massenfaktor berücksichtigt dabei das Elektron-Proton Energieverhältnis. Im Gegensatz zu den Synchrotronverlusten ist der Energieverlust durch BH-Paarproduktion nur linear in der Protonenenergie und kann vernachlässigt werden.

Die Betrachtung der Bethe-Heitler Paarproduktion als zweiten photohadronischen Prozess neben der Photomesonenproduktion wird im folgenden aus zwei Gründen nicht weiter verfolgt. Zum einen werden keine Magnetfelder der Ordnung aus Mastichiadis (2011) oder Reimer et al. (2005) gewählt und somit stellt die Bethe-Heitler Paarproduktion lediglich eine Korrektur zur Protonsynchrotronstrahlung und Photomesonenproduktion dar. Außerdem wird der relevante Energiebereich durch die Synchrotronstrahlung der Paarkaskaden aus der freien Paarerzeugung dominiert. Viel interessanter ist jedoch, dass wenn man die Zwischenprodukte beim Zerfall der über die Photo-Pionproduktion erzeugten  $\pi^\pm$  und deren Lebensdauer korrekt berücksichtigt, deren Synchrotronstrahlung im Energiebereich der Bethe-Heitler Paare liegt, siehe z.B. Böttcher et al. (2009). Um also die Korrektur zur Protonsynchrotronstrahlung konsistent zu bestimmen, muss man die Zwischenprodukte der Photomesonenproduktion mit deren Lebensdauer behandeln, siehe Ausblick. Erst dann ist es sinnvoll auch BH-Prozesse zu implementieren. Aus diesen Gründen werden  $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$  Prozesse zu Gunsten der Modellgeschwindigkeit (zunächst) nicht berücksichtigt. Der erwartete Fehler ist nach Mücke et al. (2003), siehe Abbildung 3.9, für die gewählten Parameter (siehe Ergebnisse) vernachlässigbar. Ferner kann man in Protheroe et al. (2003) und Reimer et al. (2003) erkennen, dass Sekundärteilchen aus der Bethe-Heitler Paarproduktion gegen die aus der Photomesonenproduktion bei großen Magnetfeldern überhaupt keine Rolle spielen.

### 3.3.3 Protonsynchrotronstrahlung

Die Behandlung der Protonsynchrotronstrahlung erfolgt analog zur Elektronensynchrotronstrahlung mittels der Melrose-Näherung. Für die Synchrotronverluste der Protonen gilt folglich

$$P_s(\gamma_p) = \frac{4}{9} \frac{e^4 B^2}{m_p^3 c^5} \gamma^2 = \beta_{s,p} \gamma^2 . \quad (3.33)$$

Wegen der  $m^{-3}$ -Abhängigkeit von  $\beta_{s,i}$  werden die Verluste erst bei sehr viel höheren Lorentzfaktoren relevant, als bei den Elektronen. Die Synchrotronverlustzeitskala

$$t_s(\gamma) = \frac{1}{\beta_{s,i}\gamma} \quad (3.34)$$

ist entsprechend länger. Dies hat Auswirkungen auf die Interpretation der Spektren von Blazaren, wenn man Informationen über die Variabilität in einem gewissen Energiebereich besitzt. Protonsynchrotronstrahlung alleine kann v.a. bei relativ niedrigen Energien des Blazar-Spektrums die kurze Variabilität nicht erklären. Daraus ergeben sich wiederum Zwangsbedingungen, was das Vorhandensein von Paarkaskaden anbelangt.

Die Erzeugungsrate von Synchrotronphotonen aus der Protonenverteilung ist analog zu den Elektronen

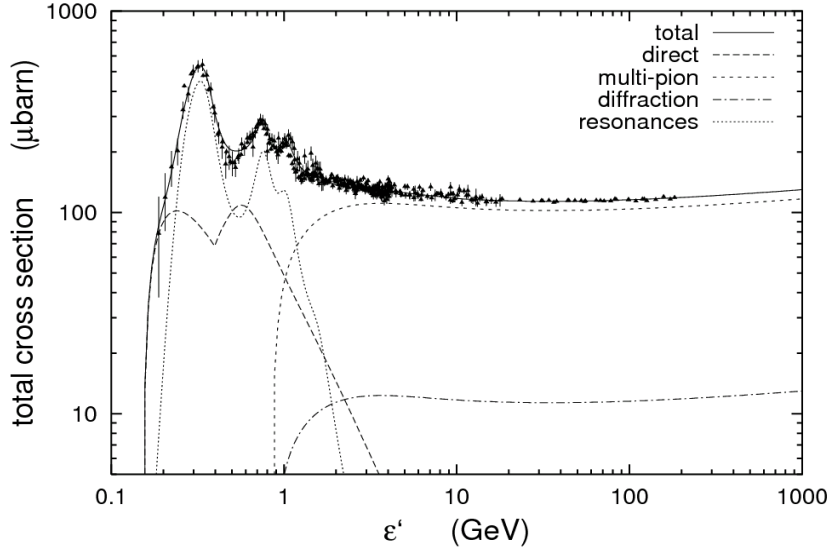
$$R_s(\nu) \approx \frac{1}{h\nu} \int d\gamma n_{p^+}(\gamma) \frac{\sqrt{3}e^3 B}{m_p c^2} \left( \frac{\nu}{\nu_c(\gamma)} \right)^{\frac{1}{3}} e^{-\frac{\nu}{\nu_c(\gamma)}} \quad (3.35)$$

mit der entsprechend angepassten charakteristischen Synchrotronfrequenz  $\nu_c \propto m_p^{-1}$ . Somit ist klar, dass die Protonsynchrotronstrahlung erst bei sehr hohen Energien relevant sein wird. Bei typischen Magnetfeldern der Ordnung 10 G werden in der Beschleunigungszone Protonenlorentzfaktoren von  $\approx 10^9$  erreicht. Der Synchrotronpeak der Protonsynchrotronstrahlung befindet sich also im VHE Bereich des Blazar-Spektrums. Der zweite Peak des typischen Blazarspektrums ist in einem konsistenten Hybridmodell also v.a. durch Protonsynchrotronstrahlung dominiert, da inverse Comptonstreuung wegen des hohen Magnetfelds unterdrückt ist. Je nach gewählten Parametern tragen zu diesem Peak aber noch Photonen aus dem Pionenzerfall (siehe nächster Abschnitt) bei. Alleine durch  $p\gamma$  und Kaskadenprozesse kann dieser Peak allerdings nicht erklärt werden, da die so generierten Spektren keine Features aufweisen (Mücke u. Protheroe 2001; Mücke et al. 2003).

### 3.3.4 Photomesonenproduktion

Neben der Protonsynchrotronstrahlung ist der zweitwichtigste hadronische Prozess der der Photomesonenproduktion. Mit der Anregung der  $\Delta^+$ -Resonanz und auch der höheren Resonanzen über die  $p + \gamma$  Interaktion entstehen neutrale und geladene Pionen.

Der komplette Wirkungsquerschnitt für die photohadronische Wechselwirkung ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Im Vergleich zur Bethe-Heitler Paarproduktion ist die Schwel-



**Abbildung 3.12:** Kompletter Wirkungsquerschnitt für photohadronische Prozesse, aus Hümmel et al. (2010), inklusive bekannter Messungen. Der Wirkungsquerschnitt setzt sich aus den bekannten Resonanzen, Multipionproduktion und dem direkten Anteil (unter Austausch eines virtuellen Mesons) zusammen. Nur der komplette Wirkungsquerschnitt erlaubt es  $\pi^\pm$  und Neutrinoerhältnisse zu bestimmen.

lenenergie von

$$E_{\text{thr}}(\pi) = 139.6 \text{ MeV} \quad (3.36)$$

der Ruhemasse eines Pions zwar deutlich größer ( $E_{\text{thr}}(e^\pm) \approx 1 \text{ MeV}$ ), d.h. die Pionenproduktion durch Wechselwirkung der nicht-thermischen Protonen mit dem Strahlungsfeld  $N_\nu$  in der Strahlungszone des Blobs setzt zwar später ein, ist aber dann der dominierende Prozess, vergleicht man die Zeitskalen in Abbildung 3.9. Berücksichtigt man den kompletten Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess, d.h. neben der Deltaresonanz auch die statistische Multi-Pionenproduktion sowie direkte Pionproduktion, ist die Erzeugung aller geladenen Pionen möglich

$$p + \gamma \rightarrow p + x_0 \pi^0 + x_+ \pi^+ + x_- \pi^- \quad (3.37)$$

mit den Raten  $x_0 > x_+ > x_-$ . Wird nur die  $\Delta^+$ -Resonanz betrachtet, so gilt  $x_0 = 2/3$  und  $x_+ = 1/3$ . Für eine korrekte Behandlung der Photopionproduktion mittels des kompletten Wirkungsquerschnitts können die einzelnen Raten nur mit Hilfe von zeitaufwändigen Monte-Carlo Simulationen der Wechselwirkung bestimmt werden, z.B. mit



dem bekannten SOPHIA-Framework (Mücke et al. 2000a, b). Nur mit der kompletten Behandlung der Wechselwirkung ist man in der Lage Verhältnisse  $\pi^+/\pi^-$  und die Form der resultierenden Teilchenspektren zu bestimmen, welche v.a. in Strahlungsmodellen interessant sind.

Die durch die Wechselwirkung Gl. (3.37) erzeugten Pionen sind mit Lebensdauern von  $t(\pi^\pm) = 2.6 \cdot 10^{-8}$  s und  $t(\pi^0) = 8.4 \cdot 10^{-17}$  s keine stabilen Teilchen und zerfallen über den Myonenkanal ( $e^\pm$ ) bzw. direkt ( $\gamma$ ) in stabile Endprodukte

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma.\end{aligned}\tag{3.38}$$

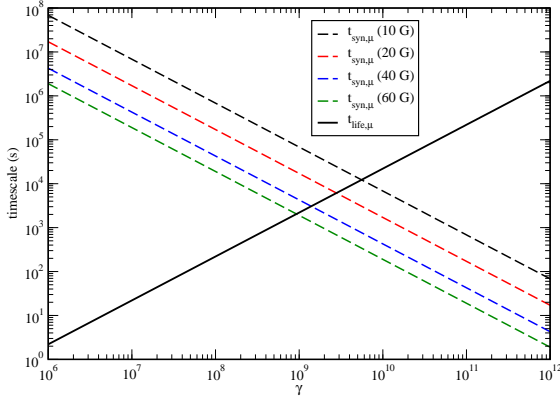
Die Lebensdauer eines Myons beträgt  $t(\mu^\pm) \approx 2.2 \cdot 10^{-6}$  s. Leider ist es nicht möglich die statistisch korrekte und zeitabhängige Behandlung der Photopionproduktion (3.37) mit ihren Zerfallsketten (3.38) mit Hilfe des SOPHIA Monte-Carlo Frameworks durchzuführen. Der Rechenaufwand für die Monte-Carlo Simulation, welcher methodenbedingt sehr groß ist, müsste in jedem Zeitschritt durchgeführt werden um die Produktionsraten der Sekundärteilchen durch diesen Prozess zu bestimmen. Einfache Abschätzungen wie die  $\Delta^+$  Resonanz berücksichtigen keine  $\pi^-$  oder unterscheiden nicht zwischen  $\pi^\pm$  (Mannheim 1993).

Aus diesem Grund wird für das hier entwickelte Strahlungsmodell der Ansatz von Kelner u. Aharonian (2008) verwendet. Dieser besteht darin, die Monte-Carlo Ergebnisse des SOPHIA-Frameworks für die Photopionenproduktion in geeigneter Weise zu parametrisieren. Damit ist es möglich analytische Ausdrücke für die Erzeugungsraten der stabilen Endprodukte der Zerfallskette (3.38) in Abhängigkeit der vorhandenen Protonen- und Photonendichte und deren Einfallenergien herzuleiten. Hierbei werden allerdings die instabilen  $\pi^\pm$  und  $\mu^\pm$  ausintegriert. Dies bedeutet, es wird eigentlich eine spontane Wechselwirkung der Form

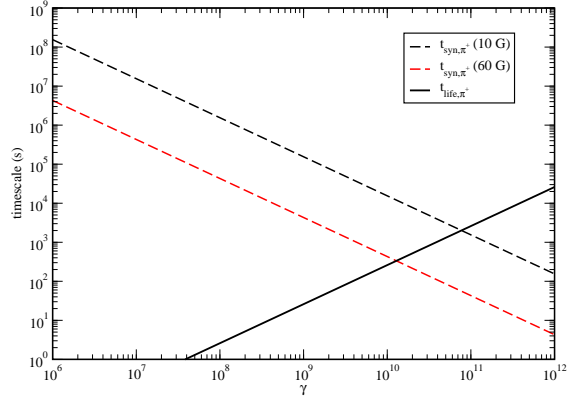
$$p + \gamma \rightarrow p + y_0(\nu)\gamma + y_+(\gamma_{e^+})e^+ + y_-(\gamma_{e^-})e^- + \text{Neutrinos}\tag{3.39}$$

betrachtet und deren Raten aufgrund der Raten  $x_i$  sowie des Zerfalls, Gleichung (3.38), bestimmt. Damit erhält man für die Photomesonenproduktion Ausdrücke, welche die numerische Komplexität von Doppelintegralen nicht übersteigen und somit für die zeitabhängige Behandlung dieses Prozesses geeignet sind.

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell



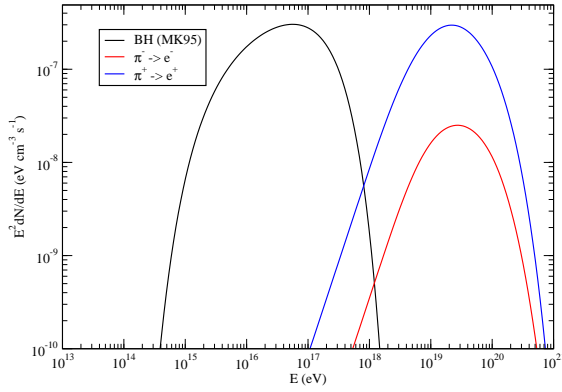
**Abbildung 3.13:** Die mittlere Lebensdauer eines  $\mu^\pm$  im Beobachtersystem im Vergleich zur Synchrotronverlustzeitskala für typische Werte von  $B$  innerhalb der Strahlungszone, d.h. ab  $\gamma \approx 2 \cdot 10^9$  wird der Synchrotronverlust der Myonen relevant (bei  $B = 40$  G).



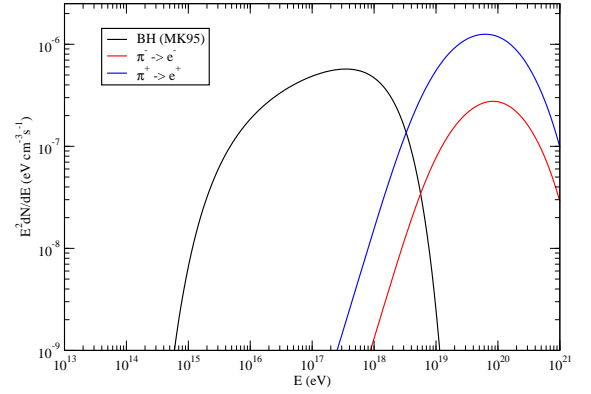
**Abbildung 3.14:** Die mittlere Lebensdauer eines  $\pi^\pm$  im Beobachtersystem im Vergleich zur Synchrotronverlustzeitskala für typische Werte von  $B$  innerhalb der Strahlungszone. Die Synchrotronverluste der  $\pi^\pm$  sind in typischen Blazar-Umfeldern vernachlässigbar.

Allerdings wird ein etwaiger Energieverlust der Zwischenprodukte während ihrer Lebensdauer nicht berücksichtigt. Dies hat zwei Effekte. Die durch den Verlustprozess abgestrahlten Photonen können direkt zum Blazar-Spektrum beitragen und der Energieverlust wird die Form der Erzeugungsraten, v.a. deren Energieabhängigkeit verändern und somit Einfluss auf die Sekundärteilchen und Paarkaskaden nehmen, welche über das gesamte Blazar-Spektrum beitragen können.

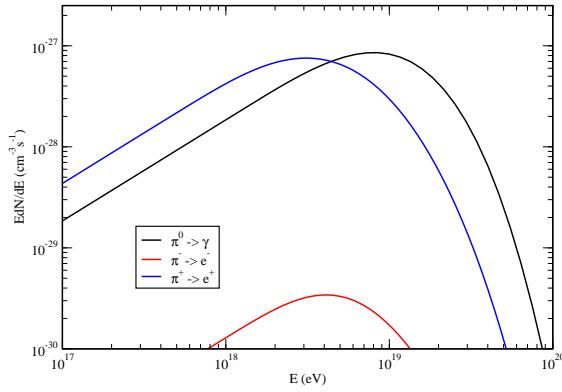
Für geladene Teilchen ist der Hauptverlustprozess die Abstrahlung von Synchrotronphotonen. In den Abbildungen 3.13 und 3.14 ist jeweils die Lebensdauer des instabilen Zwischenprodukts sowie die Synchrotronverlustzeitskala für dieses Teilchen für verschiedene Blazar-typische Magnetfelder aufgetragen. Wie man sehen kann, ist für Lorentzfaktoren  $< 10^9$  die Lebensdauer klein gegen die Synchrotronzeitskala. In diesem Bereich verliert das Zwischenprodukt also keine Energie, bis es zerfällt, das Ausintegrieren der Zwischenprodukte verändert das Ergebnis nicht. Für sehr hohe Magnetfelder wird die Lebensdauer eines Myons bei  $\gamma \approx 10^9$  mit der Synchrotronzeitskala vergleichbar und es strahlt während dieser Zeit Synchrotronphotonen ab, mit steigender Energie wird der Fehler durch die Näherung (3.39) größer. Nimmt man an, dass die Photo-Pionproduktion nahe an der Schwelle erfolgt, gilt in erster Näherung  $\gamma_{p,\max} \approx \gamma_{\mu,\max}$ . Für typische maximale



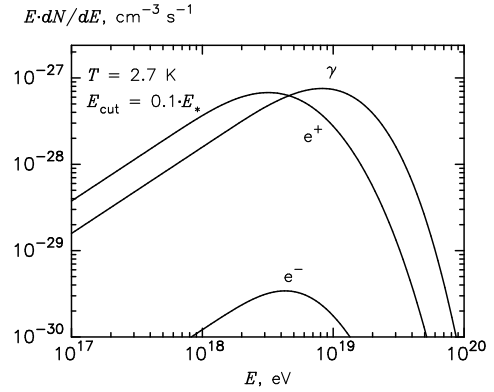
**Abbildung 3.15:** Injektionsspektren der stabilen Endprodukte, wie im Modell implementiert. Testfall von Kelner u. Aharonian (2008), Gleichung (72) mit  $E_{cut} = E_*$ , Bethe-Heitler Paarproduktion nach Abschnitt 3.3.2. Vergleiche mit Kelner u. Aharonian (2008) Fig. 18, rechts.



**Abbildung 3.16:** Injektionsspektren der stabilen Endprodukte, wie im Modell implementiert. Testfall von Kelner u. Aharonian (2008), Gleichung (72) mit  $E_{cut} = 10E_*$ , Bethe-Heitler Paarproduktion nach Abschnitt 3.3.2. Vergleiche mit Kelner u. Aharonian (2008) Fig. 19, links.



**Abbildung 3.17:** Injektionsspektren der stabilen Endprodukte, wie im Modell implementiert nach dem Testfall von Kelner u. Aharonian (2008), Gleichung (72) mit einer Cutoff-Energie von  $E = 0.1 \cdot E_*$ .



**Abbildung 3.18:** Abbildung des selben Testfalls aus Kelner u. Aharonian (2008), zum Vergleich mit Abbildung 3.17. Die erzeugenden Funktionen wurden korrekt implementiert.

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

Lorentzfaktoren der Größenordnung  $\gamma_{p,\max} \approx 10^9$  für Protonen spielen die Synchrotronverluste der Pionen keine Rolle (vgl. Abbildung 3.14). Die der Myonen können aber durchaus relevant werden. Sie würden dann zum Blazar-Spektrum im VHE Bereich bei der Synchrotronstrahlung der BH-Elektronenpaare direkt beitragen und auch die Injektionsraten Gl. (3.39) leicht ändern. Um auch diese Prozesse korrekt zu behandeln, muss ein anderer Ansatz zur Implementierung der photohadronischen Wechselwirkung verfolgt werden. Eine vielversprechende Möglichkeit stellt Hümmer et al. (2010) dar, siehe Ausblick.

Die Einfluss des Energieverlusts der Zwischenprodukte ist in vielen Fällen (siehe Abbildung 3.13) vernachlässigbar und auch bei Vergleichbarkeit der Zeitskalen ist dies lediglich eine Korrektur zu den dominanten Prozessen (Böttcher et al. 2009). In erster Näherung ist es also korrekt den Ansatz von Kelner u. Aharonian (2008) zu verfolgen um die Sekundärteilchen aus der Pionproduktion zu berücksichtigen. In diesem werden nicht die kompletten Integrale über den Wirkungsquerschnitt ausgeführt, sondern die Verteilungsfunktion

$$\Phi_i(\eta, x_i) \text{ mit } \eta = \frac{4\epsilon}{m_p^2 c^4}, \quad x_i = \frac{E_i}{E_p} \quad (3.40)$$

eingeführt. Diese beinhaltet die Parametrisierung der SOPHIA Histogramme für den betrachteten Prozess und beschreibt die resultierende Energieverteilung der Sekundärteilchen. Dabei steht  $i = \gamma, e^+, e^-$  für den jeweiligen Prozess, vgl. Kelner u. Aharonian (2008). Damit kann man nun die Spektren der Sekundärteilchen durch Doppelintegrale über alle einfallenden Photonen und Protonen

$$\frac{dN_i}{dE_i} = \int_0^\infty d\epsilon \int_{E_{\text{thr}}(\epsilon)}^\infty dE_p \frac{1}{E_p} N_\nu(\epsilon) N_{p^+}(E_p) \Phi_i(\eta, x_i) \quad (3.41)$$

berechnen, vgl. hierzu auch die Verteilungsfunktion  $f$  aus Mastichiadis et al. (2005) zur korrekten Berücksichtigung der Bethe-Heitler Paarproduktion. Die Funktion  $\Phi_i$  ist dabei stark vom betrachteten Zerfallskanal abhängig. Um diese Funktion zu bestimmen müssen die Parametrisierungen der SOPHIA-Ergebnisse aus den Tabellen I-III (Kelner u. Aharonian 2008) und auch die unterschiedlichen Subfunktionen daraus implementiert werden. Eine detaillierte Beschreibung der unterschiedlichen Form von  $\Phi_i$  auch unter Bezugnahme auf Neutrinos findet sich in Rügner (2011). Zum Verständnis des Modells ist nur die grundlegende Vorgehensweise, wie sie hier dargelegt ist, relevant, nicht aber wie

die Funktion im einzelnen aussieht. Die Erzeugungsraten (=Injektionsraten der stabilen Endprodukte) ergeben sich zu

$$R_{\pi^0}(\nu) = h \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}, \quad Q_{p\gamma^+}(\gamma) = m_e c^2 \frac{dN_{e^+}}{dE_{e^+}}, \quad Q_{p\gamma^-}(\gamma) = m_e c^2 \frac{dN_{e^-}}{dE_{e^-}}. \quad (3.42)$$

In Abbildung 3.17 sind die implementierten Erzeugungsraten für einen Testfall dargestellt, sie stimmen mit denen aus Kelner u. Aharonian (2008) überein, vgl. Abbildung 3.18. Abbildungen 3.15 und 3.16 zeigen die Injektionsenergiespektren der stabilen  $e^\pm$  für zwei verschiedene Testfälle aus Kelner u. Aharonian (2008) wie sie im vorliegenden Modell implementiert sind. Zudem ist jeweils das implementierte Injektionsspektrum von Bethe-Heitler Paaren, unter Verwendung der Näherung aus Mastichiadis u. Kirk (1995) (siehe Abschnitt 3.3.2), dargestellt, welches erwartungsgemäß leicht überschätzt wird, aber das qualitativ richtige Verhalten zeigt. Um die Verlustrate für die Protonen zu bestimmen folgt man der Argumentation aus Abschnitt 3.3.2, da hier allerdings nicht  $\gamma_p \approx \gamma_e$  gilt muss über die komplette Verteilungsfunktion der erzeugten Sekundärteilchen, also der Summe aus allen beteiligten  $\Phi_i$ -Funktionen, integriert werden. Daraus ergibt sich die von den Protonen “abgestrahlte” Leistung

$$P_{p\gamma}(\gamma) = \gamma \int_0^1 dyy \int_{\epsilon_{\min}}^\infty d\epsilon N_\nu(\epsilon) \sum_i \Phi_i(\eta, y). \quad (3.43)$$

Diese ist erwartungsgemäß nicht abhängig vom Spektrum der erzeugten Sekundärteilchen, es genügt die Integration über die einfallenden Photonen, d.h. die  $y$ -Integration kann unabhängig vom Spektrum der Sekundärteilchen ( $\epsilon_{\min} \neq \epsilon_{\min}(y)$  sowie  $y \neq y_i$ ) bereits vor der Laufzeit ausgeführt werden, und es muss nur ein einfaches Integral numerisch gelöst werden.

Wie bereits bei den Bethe-Heitler Strahlungsverlusten ist  $P_{p\gamma}(\gamma) \propto \gamma$  und kann in erster Näherung gegen die Synchrotronverluste der Protonen in starken Magnetfeldern vernachlässigt werden. Siehe hierzu auch die Diskussion in Berezhinskii u. Grigor’eva (1988) und Blumenthal u. Gould (1970). Bei den typischen Energien  $E$  in Blazaren wird die Bethe-Heitler Paarproduktion somit nur eine untergeordnete Rolle spielen, vgl. Abbildung 3.16 und Fig. 19, rechts aus Kelner u. Aharonian (2008), denn die Cutoff-Energien sind wegen der höherenergetischen Strahlung der primären Elektronen eher im hohen Bereich anzusiedeln.

## 3.4 Die Teilchenverteilungen

### 3.4.1 Von der Vlasovgleichung zur kinetischen Gleichung

Im vorgestellten Modell wird ein direkter kinetischer Ansatz verfolgt um die Teilchendichten in den unterschiedlichen Zonen des betrachteten Blobs zu beschreiben. Im Unterschied zu MHD Simulationen oder PiC-Codes versucht man also eine Näherung der Vlasov-Gleichung direkt, unter Verwendung numerischer Methoden, zu lösen. Allgemein kann man die zeitliche Entwicklung relativistischer Teilchen durch die Vlasov-Gleichung (3.44) beschreiben (Schlickeiser 2002). Diese Gleichung koppelt Teilchen und Felder nicht-linear, d.h. die Teilchen generieren die Felder und die Felder bewegen die Teilchen:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla_x f + q [\mathbf{E}_T(\mathbf{x}, t) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_T(\mathbf{x}, t)/c] \nabla_p f = S(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) . \quad (3.44)$$

Diese 6 + 1-dimensionale Gleichung beschreibt das Verhalten einer Teilchenverteilungsfunktion  $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$  unter Einfluss turbulenter elektrischer und magnetischer Felder und deren Rückwirkung auf die Felder. Kennt man also die Lösung dieser partiellen stochastischen Differentialgleichung unter Berücksichtigung der jeweiligen Quellfunktion (und Verlustfunktion)  $S(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ , so kennt man auch die komplette zeitliche Entwicklung der betrachteten Teilchen im Phasenraum und somit die Lösung des gegebenen Problems. Leider ist die Angabe einer solchen Lösung im Allgemeinen nicht möglich, da die elektromagnetische Konfiguration des Problems selbstkonsistent bekannt sein müsste, d.h. es gilt eigentlich das Gleichungssystem aus Gl. (3.44) und den Maxwellgleichungen zu lösen. Eine direkte numerische Lösung der relativistischen Vlasov-Gleichung (3.44) (unter Berücksichtigung der Maxwellgleichungen) ist wegen der Sechsdimensionalität des Phasenraums unter Berücksichtigung der kleinsten Fluktuationsskala  $\delta$  in den elektrischen- bzw. magnetischen Felder  $\mathbf{E}_T = \delta \mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}_T = \mathbf{B}_0 + \delta \mathbf{B}$  ebenso unrealistisch. Hier wurde bereits eine quasilineare Näherung eingeführt, d.h. die Fluktuationen in den elektromagnetischen Feldern sind klein gegen das Hintergrundfeld. In einem vollständig ionisierten Plasma kann kein elektrisches Hintergrundfeld existieren, da alle Felder durch Ströme ausgeglichen werden. Bei MHD Simulationen beschreibt man das Teilchenplasma als Fluid und entwickelt die Impulskomponente der Vlasov-Gleichung im Ortsraum. Die MHD Gleichungen, welche dieses Fluid im Ortsraum beschreiben, ergeben sich aus einer geeigneten Abbruchbedingung der unendlichen Reihe dieser Entwicklungsgleichungen. Man erhält geschwindigkeits-integrierte Gleichungen für die unterschiedlichen Teil-

chenspezies am Ort  $\mathbf{x}$ . Im vorliegenden Fall lässt sich die Annahme einer thermischen Verteilung allerdings nicht anwenden, da die Geschwindigkeitsverteilung der einzelnen Teilchen relevant ist.

Um dennoch eine Lösung für das Problem zu erhalten, kann man Annahmen über die elektromagnetische Feldkonfiguration machen um die Rückwirkungen auf die Teilchen zu beschreiben (Testteilchen Ansatz). Nutzt man weiter die Kenntnis über die Art des Energietransports, die Homogenität, etc. innerhalb des Blobs, kann man die Vlasov-Gleichung soweit vereinfachen, dass schnelle numerische Verfahren eingesetzt werden können um die resultierenden, im folgenden als kinetische bezeichneten, Gleichungen zu lösen.

Durch ein Ensemblemittel über Verteilungsfunktionen mit den selben Anfangsbedingungen geht die stochastische Vlasov-Gleichung (3.44) in der quasilinearen Theorie in die Fokker-Planck Gleichung über, es gilt  $\langle \delta \mathbf{B} \rangle = \langle \delta \mathbf{E} \rangle = 0$  (Schlickeiser 2002).

$$\frac{\partial F_g}{\partial t} + v\mu \frac{\partial F_g}{\partial Z} - \epsilon\Omega \frac{\partial F_g}{\partial \Phi} = S(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left( p^2 D_{\sigma\nu} \frac{\partial F_g}{\partial x_\nu} \right) \quad (3.45)$$

wobei  $F_g(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = \langle f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \rangle$  die gemittelte Verteilungsfunktion darstellt. Ferner wird der Teilchengyrationsradius mit  $\Omega$  bezeichnet und  $p, \mu = \cos\theta, \Phi$  sind die üblichen sphärischen Impulskoordinaten, außerdem beschreibt man die räumliche Komponente der Gleichung über das Gyrozentrum, was durch die großen lateinischen Buchstaben dargestellt wird. Damit ergibt sich das Koordinatengerüst  $x_\sigma = (p, \mu, \Phi, X, Y, Z)$ . Die  $D_{\sigma\nu}$  werden als Fokker-Planck Koeffizienten bezeichnet und durch Integrale entlang von Teilchenbahnen über die Fluktuationen berechnet. Für einen quasilinearen Ansatz können diese beispielweise in Schlickeiser (1984) nachgeschlagen werden, es gibt 25 dieser Koeffizienten, d.h. in den meisten Fällen ist eine direkte Lösung der Fokker-Planck Gleichung (3.45), trotz einiger Vereinfachungen und des vernachlässigten stochastischen Charakters der Vlasov-Gleichung (3.44) nicht möglich.

Man kann aber in dem vorliegenden Fall noch weiter vereinfachen. Variieren die Teilchenverteilungen mit der Zeit nur sehr schwach, so kann man die sogenannte Diffusionsnäherung anwenden. Darüber hinaus sind die Verteilungsfunktionen im gewählten Modell, siehe vorheriger Abschnitt, homogen und isotrop. Damit können die Abhängigkeiten von allen Ortskoordinaten und den Winkeln der Impulskoordinaten ausintegriert werden. Es bleibt lediglich eine Abhängigkeit vom Teilchenimpuls  $p$ , sowie dessen Ableitungen übrig,

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

allgemein geschrieben als

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle f(p, t) \rangle = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[ F \left( p, \langle f(p, t) \rangle, \frac{\partial}{\partial p} \langle f(p, t) \rangle \right) \right] + S(p, t) . \quad (3.46)$$

Gleichung (3.46) bezeichnet man als Impulsdiffusionsgleichung, sie ist eine Folge der Diffusionsnäherung der Fokker-Planck Gleichung (3.45) unter Berücksichtigung von Homogenität und Isotropie (Lerche u. Schlickeiser 1985; Schlickeiser 2002). Dadurch konnten die sechs gekoppelten Differentialgleichungen (3.44) zu einer partiellen Differentialgleichung in Zeit und Impulsbetrag reduziert werden, welche nun durch einfache numerische Verfahren lösbar ist; damit ergeben sich die zeitlich aufgelösten Teilchenspektren. Gleichung (3.46) ist die allgemeinste Beschreibung des Modells unter Verwendung der geometrischen Annahmen. Durch Einsetzen der relevanten Energiegewinn und -verlustterme in  $F(\dots)$  und auch in  $S(\dots)$  wird das Modell vervollständigt.

Die Anzahldichte an Teilchen  $n(p, t)$  in einem Impulsintervall  $dp = [p, p + dp]$  ergibt sich durch das Integral über die Verteilungsfunktion  $\langle f(p, t) \rangle$

$$n(p, t) = \int_0^{2\pi} d\Phi \int_{-1}^{+1} d\mu p^2 \langle f(p, t) \rangle = 4\pi p^2 \langle f(p, t) \rangle . \quad (3.47)$$

Für die weiteren Berechnungen ist es sinnvoll eine Koordinatentransformation  $p \rightarrow \gamma$  durchzuführen. Benutzt wird hierzu die relativistische Näherung

$$E \approx pc \Rightarrow p \approx \gamma mc \text{ d.h. } \frac{dp}{d\gamma} = mc \quad (3.48)$$

für den Teilchenimpuls. Unter Beachtung der Transformation  $n(p)dp = n(\gamma)d\gamma$  kann man nun Gleichung (3.47) in Gleichung (3.46) einsetzen und es ergibt sich die Grundform der kinetische Gleichung, welche im Folgenden für die Modellbeschreibung verwendet wird.

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\gamma, t) = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ F \left( \frac{n(\gamma, t)}{(mc)^3 \gamma^2}, \frac{\partial}{\partial \gamma} \left( \frac{n(\gamma, t)}{(mc)^4 \gamma^2} \right) \right) \right] + S(\gamma, t) \quad (3.49)$$

Zur Gewinnung von Gleichung (3.49) wurde die explizite Impulsabhängigkeit von  $F$  vernachlässigt, da dies in der Modellbeschreibung irrelevant ist. Nun können die einzelnen Prozesse wie Synchrotronverluste oder Energiegewinne durch diffusive Schockbeschleunigung mit ihren entsprechenden Abhängigkeiten als  $F$  in die kinetische Gleichung (3.49) implementiert werden. Gewinne und Verluste katastrophaler Natur, wie Paarvernichtung, werden durch den Quellterm  $S$  berücksichtigt. Je nach betrachtetem Gebiet, also Beschleunigungs- oder Strahlungszone, innerhalb des Blobs sind andere Prozesse relevant. Dies wird in den nächsten beiden Abschnitten erläutert.



Einen zentralen Prozess stellen dabei die diskreten Gewinn- und Verlusttherme der Teilchen statt, die in Gleichung (3.49) als  $S(\gamma, t)$  zusammengefasst sind. Alleine durch die Geometrie bedingt stellen die Entweichverluste der Beschleunigungszone die katastrophalen Gewinne in der Strahlungszone dar. Teilchen, welche aus der Upstream-Region des Jets in den Blob gelangen, sind die diskreten Teilchengewinne der Beschleunigungszone. Wieviele Teilchen die jeweilige Region pro Zeiteinheit verlassen, wird durch die Verlustzeitskala bestimmt. Wie in anderen Strahlungsmodellen mit diffusiven Teilchentransport üblich (Böttcher 2010; Tavecchio et al. 2001) wird diese als unabhängig von der Teilchenenergie angenommen, für den hochrelativistischen Fall wird die Verlustzeitskala vergleichbar mit der Lichtlaufzeit durch eine Sphäre.

$$t_{\text{esc}}(m) = \eta \frac{m}{m_e} \frac{R}{c} \quad (3.50)$$

Gleichung (3.50) beschreibt die Verlustzeitskala eines Teilchens mit der Masse  $m$  normiert auf die Elektronenruhemasse  $m_e$ , dabei ist  $\eta$  ein empirischer Faktor  $> 4/3$ . Der  $\eta$ -Faktor gibt an, wie lange Teilchen durchschnittlich im Vergleich zur Lichtlaufzeit in einem sphärischen Gebiet mit Radius  $R$  verweilen. Diese Zeit ist in erster Näherung unabhängig von der Energie der Teilchen, nicht aber von der Spezies, welche durch die Ruhemasse  $m$  berücksichtigt wird<sup>3</sup>. Die folgenden Ergebnisse beziehen sich jedoch auf die oben angegebene Näherung, d.h.  $s = 0$ .

### 3.4.2 In der Beschleunigungszone

Ausgehend von Gleichung (3.49) kann man nun die kinetischen Gleichungen der Beschleunigungszone aufstellen, indem man die relevanten Prozesse berücksichtigt. In diesem stark von Turbulenzen durchsetzten Gebiet (siehe Abschnitt 3.1) sind es vor allen Dingen die Beschleunigungsprozesse Fermi-I und Fermi-II. Hierzu ist es nötig diese Prozesse (Gleichungen (2.49) und (2.55)) unter Verwendung der Diffusionsnäherung umzuformulieren. Für Schockbeschleunigung an parallelen Schockfronten findet man (Schlickeiser 1984; Lagage u. Cesarsky 1983)

$$\frac{\partial}{\partial t} f = -\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[ p^3 \frac{v_s^2}{4K_{\parallel}(p)} f \right], \quad (3.51)$$

---

<sup>3</sup>Für weitergehende Untersuchungen mit diesem Modell, v.a. im Zusammenhang mit der Teilchenbeschleunigungseffizienz, ist die Verlustzeitskala auch energieabhängig mit  $t_{\text{esc}} \propto \gamma^s$  implementiert. Verschiedene Transportmodelle führen dabei zu unterschiedlichen Indizes  $s$ .

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

wobei  $v_s$  die Geschwindigkeit des Schocks ist. Analog lässt sich die stochastische Beschleunigung im Rahmen der Impulsdiffusionsgleichung schreiben (3.52), eine Ausführliche Herleitung findet sich in Schlickeiser (1984); Lerche u. Schlickeiser (1985) sowie in Weidinger (2009). In dem implementierten Strahlungsmodell werden Alfvénwellen mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_A$  als Vermittler der Fermi-II Prozesse angenommen, vgl. Kapitel 2.7.

$$\frac{\partial}{\partial t} f = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[ p^4 \frac{v_A^2}{9K_{\parallel}(p)} \frac{\partial f}{\partial p} \right] \quad (3.52)$$

Dabei ist  $K_{\parallel}(p)$  der parallele räumliche Diffusionskoeffizient, welcher im allgemeinen vom Teilchenimpuls  $p$  abhängt. Die Form und Stärke der Abhängigkeit ist dabei durch die Kopplung der Teilchen an die streuenden Elemente des Plasmas, also hier durch die Schockfronten und Alfvénwellen, gegeben. Im folgenden wird für diese Kopplung die “hard-sphere” Näherung verwendet (Kirk et al. 1998; Lerche u. Schlickeiser 1985), dadurch wird der räumliche Diffusionskoeffizient unabhängig vom Teilchenimpuls. Der Name der Näherung rührt daher, dass sich die “Stöße”, welche den Energieübertrag zwischen Plasma und Teilchen vermitteln, in diesem Fall wie Stöße zwischen zwei harten Kugeln verhalten.

$$K_{\parallel}(p) = K_{\parallel} = \frac{1}{3} \langle l \rangle c . \quad (3.53)$$

Der räumliche Diffusionskoeffizient ist in diesem Fall nur von der mittleren freien Weglänge  $\langle l \rangle$  der Teilchen im Plasma abhängig (Lerche u. Schlickeiser 1985). Die folgenden Berechnungen und Betrachtungen sind analog für andere Näherungen der Art  $K_{\parallel} \propto p^s$  des räumlichen Diffusionskoeffizienten. Im Modell ist diese allgemeine Form implementiert, und durch setzen von  $s \neq 0$  lassen sich z.B. Untersuchungen zur Beschleunigungseffizienz durchführen. Die Ergebnisse dieser Arbeit beziehen sich jedoch auf den Fall  $s = 0$ .

Nun benutzt man den Zusammenhang (3.47) um die Grundform der kinetischen Gleichung in der Beschleunigungszone herzuleiten. Führt man die Transformation  $p \rightarrow \gamma$  unter Verwendung der relativistischen Näherung aus, kann man die Gleichungen (3.51) und (3.52) zu Gleichung (3.54) zusammenfassen.

$$\frac{\partial n(\gamma, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \frac{v_A^2}{9K_{\parallel}} \gamma^2 \frac{\partial n(\gamma, t)}{\partial \gamma} \right] - \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \left( 2 \frac{v_A^2}{9K_{\parallel}} + \frac{v_s^2}{4K_{\parallel}} \right) \gamma n(\gamma, t) \right] \quad (3.54)$$

Durch die Trennung von  $n$  in erste und zweite Ordnung der Ableitung kann man erkennen, dass auch ohne das Vorhandensein von Schockfronten, also  $v_s \rightarrow 0$ , nur durch

Fermi-II Prozesse an Alfvénwellen ein Anteil in Gleichung (3.54) ist, der sich mathematisch wie Fermibesleunigung erster Ordnung verhält. Also erwartet man auch ohne Fermi-I Beschleunigung Potenzgesetzte in der Teilchenverteilung, während der rein diffusive Anteil (zweite Ordnung in der Ableitung von  $n$ ) für exponentialartige Teilchenverteilungen sorgt. Die Gleichgewichtslösungen für dieses Problem sind bekannt, z.B. Schlickeiser (1984); Lerche u. Schlickeiser (1985), und können somit als Test des numerischen Modells herangezogen werden. Das Modell ist aber insbesondere in der Lage die Teilchenspektren zeitabhängig zu berechnen, was für die Modellierung von Blazaren und deren Variabilität essentiell ist. Im Rahmen der Parametrisierung des Strahlungsmodells zeigt sich die Form (3.55) von Gleichung (3.54) als praktikabler.

$$\frac{\partial n(\gamma, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \gamma^2 \frac{1}{(a+2)t_{\text{acc}}} \frac{\partial n(\gamma, t)}{\partial \gamma} \right] - \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \left( \gamma \frac{1}{t_{\text{acc}}} \right) n(\gamma, t) \right] \quad (3.55)$$

Auf diese Weise ist eine intuitive Interpretation der Simulationsparameter  $t_{\text{acc}}$  und  $a$  möglich.

$$t_{\text{acc}} = \left( \frac{\kappa v_s^2}{4K_{\parallel}} + 2 \frac{v_A^2}{9K_{\parallel}} \right)^{-1} \quad (3.56)$$

ist die Beschleunigungszeitskala, also die inverse Beschleunigungsrate der Teilchen. Diese hängt unmittelbar mit der mittleren freien Weglänge der Teilchen im Plasma zusammen, sowie  $v_s$  und  $v_A$ . Desweiteren ist

$$a = \frac{9 v_s^2}{4 v_A^2} \quad (3.57)$$

das quadratische Verhältnis der Schock- zur Alfvéngeschwindigkeit, hängt also ungefähr wie  $M^2$  von der Machzahl des Plasmas ab (Lerche u. Schlickeiser 1985; Schlickeiser 2002).  $a$  ist somit ein Maß für die Turbulenz im Plasma, für  $v_A = 0$  folgt  $a \rightarrow \infty$  und der stochastische Anteil in Gleichung (3.55) verschwindet erwartungsgemäß. Alleine aufgrund der Wahl von  $t_{\text{acc}}$  und  $a$  kann man Rückschlüsse auf die Mikrophysik des Plasmas ziehen und somit gewisse Parameterbereiche ausschließen.

*N.B.:* Weicht man von der “hard-sphere”-Näherung ab, so ergibt die Berechnung eine Energieabhängigkeit in  $t_{\text{acc}}$ , welche der in  $K_{\parallel}(\gamma)$  entspricht, die Grundform der Gleichung (3.55) bleibt somit unverändert. D.h. es ist der Einsatz der selben numerischen Lösungsmethoden für partielle Differentialgleichungen möglich.

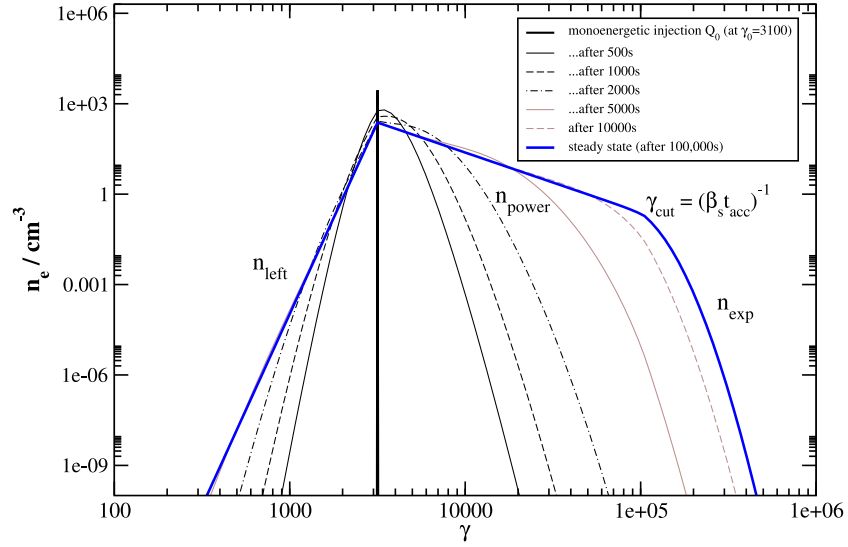
### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

Berücksichtigt man nun die Modellgeometrie und die Tatsache, dass beschleunigte Teilchen im Magnetfeld Synchrotronverluste erfahren, so kann man die kinetische Gleichung für eine Teilchenspezies  $i$  in der Beschleunigungszone aufstellen. Im Modell werden primäre Protonen und Elektronen angenommen, daher gilt  $i = e^-$  bzw.  $i = p^+$ , es gibt also zwei kinetische Gleichungen in der Beschleunigungszone. Positronen treten im Modell nur als Sekundärteilchen in der Strahlungszone auf, es werden keine primären Positronen, welche in der Beschleunigungszone Energie gewinnen, betrachtet. Für den Fall  $Q_{p^+} = 0$  werden keine Protonen beschleunigt und das Modell geht in ein zeitabhängiges und selbstkonsistentes Synchrotron-Selbst Compton Modell über.

$$\frac{\partial n_i(\gamma, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ (\beta_{s,i} \gamma^2 - \frac{\gamma}{t_{\text{acc},i}}) n_i(\gamma, t) \right] + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \frac{\gamma^2}{(a+2)t_{\text{acc},i}} \frac{\partial n_i(\gamma, t)}{\partial \gamma} \right] + \frac{Q_i(\gamma)}{t_{\text{esc},i}} - \frac{n_i(\gamma, t)}{t_{\text{esc},i}} \quad (3.58)$$

Dabei ist  $\beta_{s,i} \gamma^2$  die Synchrotronverlustrate für Teilchen der Spezies  $i = e^-$  oder  $i = p$ , Gleichung (3.3). Weitere Verlustprozesse durch die Wechselwirkung mit einem Photonenfeld sind “zweiter Ordnung” und können aufgrund der relativ kurzen Aufenthaltsdauer der primären Elektronen und Protonen in diesem Gebiet, vernachlässigt werden (Weidinger et al. 2010). Da die Beschleunigungszone nicht direkt zum Strahlungsspektrum des Modells beiträgt (vgl. Modellgeometrie, Abschnitt 3.1), muss für dieses Gebiet keine Photonenverteilung bestimmt werden. Damit kann die stationäre Lösung  $\partial_t n_i = 0$  in Abhängigkeit der Injektionsfunktion  $Q_i$  berechnet werden, siehe Lerche u. Schlickeiser (1985); Weidinger (2009). In Abbildung 3.19 ist die stationäre Lösung der kinetischen Gleichung für  $e^-$ , sowie deren Zeitentwicklung, dargestellt. Im Fall von Abbildung 3.19 wurden monoenergetische Elektronen bei  $\gamma_0 \approx 3300$  in die Beschleunigungszone injiziert, damit kann man deutlich die einzelnen Prozesse erkennen und in welchen Bereichen diese relevant sind. Der stationäre Fall (blaue Kurve) entspricht der analytischen Lösung nach Lerche u. Schlickeiser (1985). Die Steigung des Potenzgesetz-Anteils dieser Lösung rechts der Injektion hängt dabei nur vom Verhältnis der Beschleunigungs- zur Entweichzeitskala ab. Die maximale Energie  $\gamma_{\text{cut}}$ , die das Potenzgesetz erreicht, ist durch  $\beta_s \gamma^2 = t_{\text{acc}}^{-1} \gamma$  gegeben, wenn also die Synchrotronverlustzeitskala der Beschleunigungszeitskala entspricht. Das Potenzgesetz links der Injektion sowie der nahezu exponentielle Abfall der Verteilung bei Energien größer  $\gamma_{\text{cut}}$  wird hauptsächlich durch diffusive Beschleunigungsprozesse bestimmt.

Abbildung 3.20 zeigt die zeitliche Entwicklung sowie die Gleichgewichtslösung für beide Teilchenspezies  $n_{e^-}$  und  $n_{p^+}$  unter der Annahme  $v_A = 0$ , wie zu erwarten tritt so kein

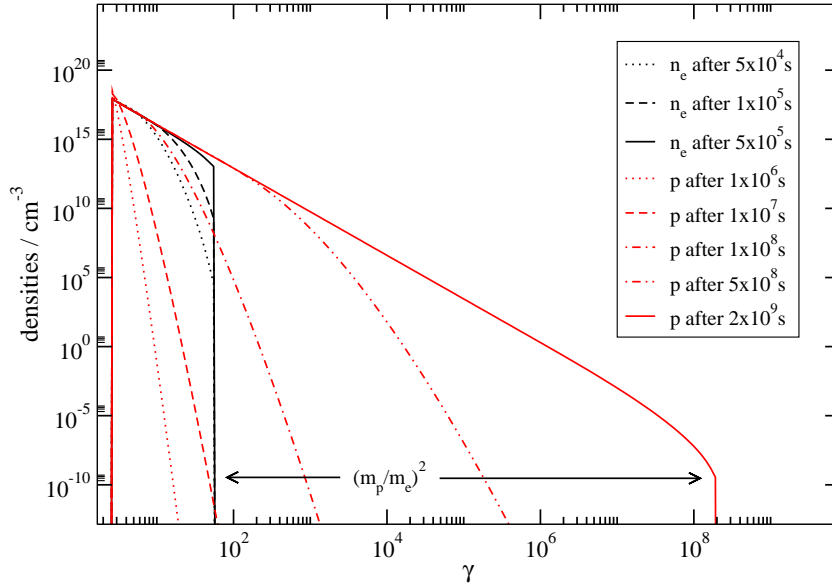


**Abbildung 3.19:** Zeitliche Entwicklung der kinetischen Gleichung der Elektronen in der Beschleunigungszone unter monoenergetischer Injektion bei  $\gamma_0 \approx 3300$ , sowie die Gleichgewichtslösung (blau). Für ein Magnetfeld von  $B = 0.4 \text{ G}$ , sowie  $t_{\text{acc},e}/t_{\text{esc},e} = 1.2$  und  $a = 10$  entspricht diese der analytischen Erwartung.

exponentieller Abfall rechts von  $\gamma_{\text{cut}}$  auf. Die Injektion findet bei  $\gamma_0 \approx 3$  statt. Die Steigung des potenzartigen Anteils der Teilchenverteilungen ist dabei erwartungsgemäß die selbe für  $e^-$  und  $p^+$ , denn diese hängt nur von  $t_{\text{acc},i}/t_{\text{esc},i}$  ab, was unabhängig von der Teilchenenergie oder -masse ist.

Es gilt allerdings  $t_{\text{acc},i} \propto m_i$ , da  $t_{\text{esc},i} \propto m_i$  und deshalb  $t_{\text{acc},i}/t_{\text{esc},i} = \text{const.}$ . Die typische Synchrotronzeitskala ist auch abhängig von der Masse der Teilchen, es gilt  $\beta_{s,i} \propto m_i^{-3}$ , Gleichung (3.3). Deshalb unterscheiden sich die maximal erreichbaren Lorentzfaktoren der unterschiedlichen Teilchenspezies durch ihr quadratisches Massenverhältnis. Der spektrale Index der Teilchenverteilung ist also bestimmt durch die Art der Beschleunigung, welche für  $e^-$  und  $p^+$  die selbe ist, und die maximale Energie durch die Effizienz von Beschleunigung und Kühlung, welche stark von der jeweiligen Teilchenspezies abhängt. Insbesondere sind diese Größen keine freien Parameter des Modells, sondern selbstkonsistent vorgegeben, es wird lediglich die Energiedichte der injizierten Protonen frei gewählt.

In Abbildung 3.20 kann man auch die unterschiedlichen (Beschleunigungs-)Zeitskalen erkennen. Protonen erreichen ihr Gleichgewicht um  $m_{p^+}/m_{e^-}$  Sekunden später als Elektronen, da  $t_{\text{acc},i} \propto m_i$ . Hier kann man bereits erkennen, dass dies signifikante Auswirkungen



**Abbildung 3.20:** Zeitliche Entwicklung der kinetischen Gleichung der Elektronen und der Protonen in der Beschleunigungszone für monoenergetische Injektion bei  $\gamma_0 \approx 3$  sowie  $v_A = 0$  für ein Magnetfeld von  $B = 12.5$  G und  $t_{acc,i}/t_{esc,i} = 2.5$ . Die unterschiedlichen Zeitskalen und maximal erreichten Lorentzfaktoren der Teilchenpopulationen kann man durch die Abhängigkeiten von  $t_{acc}$  und  $\beta_s$  von der Teilchenspezies erklären.

gen auf die Interpretation der Variabilität von Blazaren haben wird. Insbesondere, da für die Kühlung wieder andere Zeitskalen und deren  $m_i$ -Abhängigkeit relevant sind. Das Magnetfeld muss dabei stets die Bedingung (3.1) erfüllen, deshalb ist dies bei  $n_{p^+} \neq 0$  entsprechend größer als im rein leptonischen Fall. Dies hat natürlich Einfluss auf die Interpretation von Blazarspektren, wie man später sehen wird. Die gewählten Parameter, welche die Beschleunigung betreffen ( $t_{acc}/t_{esc}$  und  $a$ ), hängen durch den kinetischen Ansatz über Gleichungen (3.56), (3.57) sowie (3.53) mit der Mikrophysik des Jetplasmas zusammen. Aus Gleichung (3.56) folgt dann

$$t_{acc,i} \propto m_i \Rightarrow K_{||} = K_{||,i} \propto m_i \Rightarrow \langle l \rangle \propto m_i . \quad (3.59)$$

Oder anders ausgedrückt: Die Wahl von  $t_{acc,i}$  basiert auf der Massenabhängigkeit des räumlichen Diffusionskoeffizienten, welcher auch die Abschätzung der Verlustzeitskala beeinflusst.

*N.B.:* Im lepto-hadronischen Fall ist eine Untersuchung für Beschleunigungszeitskalen jenseits der “Hard-Sphere”-Näherung besonders interessant, da dies u.U. Auswirkungen auf den während der Beschleunigung erreichbaren Energieunterschied der Teilchenspezies

haben wird. Es ist beispielsweise möglich unterschiedliche Annahmen für  $p^+$  und  $e^-$  zu treffen und somit ein vom quadratischen Massenverhältnis abweichendes Verhalten zu erhalten.

### 3.4.3 In der Strahlungszone

Unter Berücksichtigung der Modellgeometrie, siehe Abschnitt 3.1, und der relevanten Prozesse ergeben sich die kinetischen Gleichungen der Strahlungszone aus der relativistischen Vlasov-Gleichung analog zu denen in der Beschleunigungszone, wie in solchen Modellen üblich (Kirk et al. 1998; Böttcher 2010), siehe auch Weidinger (2009). Jedes Elektron und Proton, welches die Beschleunigungszone nach seiner charakteristischen Verlustzeitskala verlässt, gelangt in die Strahlungszone. Die Teilchenverteilungen wie in Abbildung 3.20 dargestellt, sind also die Injektionsfunktionen in der Strahlungszone. Es werden die in den entsprechenden Abschnitten beschriebenen Funktionen zur Berücksichtigung der einzelnen Prozesse verwendet. Für die Protonen gilt

$$\frac{\partial N_p(\gamma_p, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma_p} [(\beta_{s,p} \gamma_p^2 + P_{p\gamma}(\gamma_p) + P_{BH}(\gamma_p)) N_p(\gamma_p, t)] + b^3 \frac{n_p(\gamma_p, t)}{t_{\text{esc},p}} - \frac{N_p(\gamma_p, t)}{t_{\text{esc},\text{rad},p}} \quad (3.60)$$

wobei die Verluste aufgrund der photohadronischen Wechselwirkungen gegen die Synchrotronverluste vernachlässigbar sind (Blumenthal 1970; Berezhinskii u. Grigor'eva 1988), siehe auch Abschnitt 3.3.4, und bei der Implementierung (zunächst) nicht berücksichtigt werden. Der Faktor  $b = (R_{\text{acc}}/R_{\text{rad}})^3$  stellt die Teilchenzahlerhaltung sicher. Die charakteristische Verlustzeitskala der Strahlungszone ist nach Gleichung (3.50) entsprechend größer.

Für die kinetische Gleichung der Elektronen sind kontinuierliche Synchrotron- und inverse Comptonverluste von Bedeutung, zwar ist letzterer bei hohen Magnetfeldern der Ordnung  $\mathcal{O}(10 \text{ G})$  unterdrückt, nicht aber im rein leptonen Fall, der ebenfalls vom Modell berücksichtigt werden soll. Es folgt

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{e^-}(\gamma_{e^-}, t)}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial \gamma_{e^-}} [(\beta_{s,e^-} \gamma_{e^-}^2 + P_{IC}(\gamma_{e^-})) N_{e^-}(\gamma_{e^-}, t)] + \\ & + Q_{\text{pp}}(\gamma_{e^-}) + Q_{p\gamma^-}(\gamma_{e^-}) + b^3 \frac{n_{e^-}(\gamma_{e^-}, t)}{t_{\text{esc},e^-}} - \frac{N_{e^-}(\gamma_{e^-}, t)}{t_{\text{esc},\text{rad},e^-}} \end{aligned} \quad (3.61)$$

für die Elektronen in der Strahlungszone. Berücksichtigt man Bethe-Heiter Prozesse, addiert sich die Produktionsrate  $Q_{\text{BH}}(\gamma_{e^-})$  zu Gleichung (3.61). Im Gegensatz zu den

Protonen und Elektronen werden keine primären Positronen im Modell angenommen, d.h. es findet keine Injektion in die Beschleunigungszone und somit auch nicht in die Strahlungszone statt. Berücksichtigen muss man allerdings die sekundären Positronen aus den photohadronischen und Paarprozessen. Damit ergibt sich die kinetische Gleichung der (sekundären) Positronen zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{e^+}(\gamma_{e^+}, t)}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial \gamma_{e^+}} [(\beta_{s,e^+} \gamma_{e^+}^2 + P_{IC}(\gamma_{e^+})) N_{e^+}(\gamma_{e^+}, t)] + \\ & + Q_{pp}(\gamma_{e^+}) + Q_{p\gamma^+}(\gamma_{e^+}) - \frac{N_{e^+}(\gamma_{e^+}, t)}{t_{\text{esc,rad,e}^+}}. \end{aligned} \quad (3.62)$$

Wobei  $\beta_{s,e^+} = \beta_{s,e^-} = \beta_{s,e}$  und  $t_{\text{esc,rad,e}^+} = t_{\text{esc,rad,e}^-} = t_{\text{esc,rad,e}}$  gilt. Bethe-Heitler Prozesse können analog zur kinetischen Gleichung der Elektronen behandelt werden. Diese drei Gleichungen reduzieren sich im rein leptonischen Fall auf die kinetische Gleichung der Elektronen (3.61); da keine Protonen Injektion stattfindet, werden auch keine sekundären Positronen erzeugt. Die Injektionsraten  $Q_i$  sind Null. Es kann also mit nur einem Modell durch die konsistente Berücksichtigung der Teilchenbeschleunigung eine zeitabhängige und konsistente Beschreibung aller Blazar-Typen erfolgen.

### 3.4.4 Photonenverteilung

Für homogene und isotrope Probleme, wie im Modell angenommen, ergibt sich die Photonenverteilung in einfacher Weise aus der Strahlungstransportgleichung (2.14).  $I_\nu$  ändert sich entlang des Weges  $dl$  aufgrund der Homogenität nicht, damit erhält man durch den Zusammenhang  $dl = c dt$  die zeitliche Entwicklung. Nun kann die Isotropie durch Gleichung (2.5) ausgenutzt werden um die Strahlungstransportgleichung als zeitliche Entwicklung der Photonen zu schreiben.

$$\begin{aligned} \frac{dN_\nu(\nu, t)}{dt} = & \sum_i R_{s,i}(\nu) + R_{\text{IC},e^+}(\nu) + R_{\text{IC},e^-}(\nu) + R_{\pi^0}(\nu) - \\ & - c \left( \alpha_{pp}(\nu) + \sum_i \alpha_{\text{SSA},i}(\nu) \right) N_\nu(\nu, t) - \frac{N_\nu(\nu, t)}{t_{\text{esc},\nu}} \end{aligned} \quad (3.63)$$

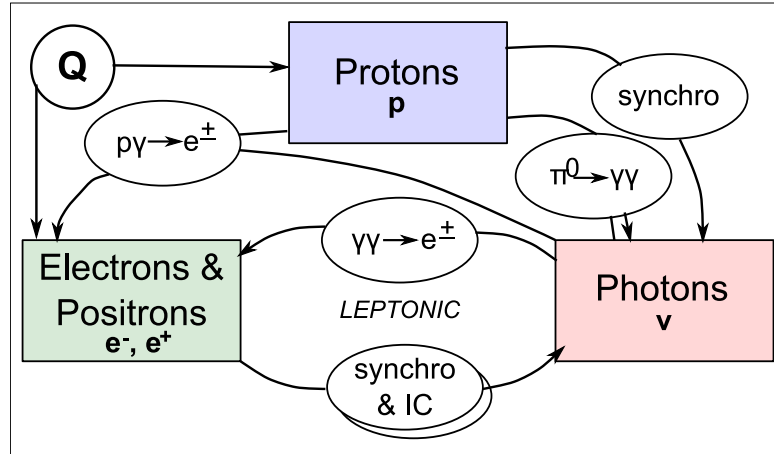
Dabei sind die  $R_x$  die Erzeugungsraten der Photonen aus den entsprechenden Wechselwirkungen und  $i = e^-, e^+, p$ . Es gilt die Umrechnung  $\epsilon = h\nu/m_e c^2$  für die dimensionslose Photonenenergie. Photonenverluste werden durch die Absorptionskoeffizienten  $\alpha_i$  berücksichtigt. Die entsprechenden Emissionskoeffizienten  $j_\nu$  der Strahlungstrans-



portgleichung sind also durch  $R_i(\nu) = 4\pi/(h\nu)j_\nu$  gegeben (durch Vergleich mit Gleichung (3.63)) (Weidinger 2009). Energieverluste der Photonen durch die photohadronischen Wechselwirkungen können vernachlässigt werden, denn der Hauptenergiebeitrag zu den Prozessen wird durch die hochrelativistischen Hadronen bereitgestellt (Mastichiadis 2011; Petropoulou u. Mastichiadis 2011). Photonen entweichen dabei durchschnittlich aus der Strahlungszone nach

$$t_{\text{esc},\nu} = \frac{4}{3} \frac{R_{\text{rad}}}{c}, \quad (3.64)$$

also der Lichtlaufzeit von Photonen durch eine Sphäre mit dem Radius  $R$ . Im Gegensatz zu rein leptonischen (SSC)-Modellen sind v.a. die kinetischen Gleichungen der Elektronen/Positronen (3.61)/(3.62) und die Entwicklungsgleichung der Photonen (3.63) stark nichtlinear gekoppelt. Die abgestrahlten Photonen wirken über die Paarproduktion und die photohadronischen Prozesse zurück auf die kinetischen Gleichungen der Elektronen und Positronen. Eine Übersicht ist in Abbildung 3.21 dargestellt.



**Abbildung 3.21:** Übersicht der implementierten Prozesse (Ellipsen) und deren Verbindung zu den einzelnen kinetischen Gleichungen (Rechtecke). Durch die jeweilige Rückwirkung der Photonenverteilung auf die Elektronen/Positronen (und Protonen) entstehen starke Nichtlinearitäten. Als Beobachtungsgröße dient die Photonenverteilung.

Im leptonischen Anteil können die generierten Synchrotron- (u. inversen Compton-) Photonen selbsterhaltend sein: Paarerzeugung und  $p\gamma$ -Prozesse erzeugen  $e^\pm$ , welche Synchrotronphotonen generieren, die dann wiederum zu mehr Paarerzeugung und  $p\gamma$  führen. Man spricht hier vom “Self-Quenching” oder auch “Runaway Pairproduction” (Kirk u. Mastichiadis 1992; Stawarz u. Kirk 2007; Petropoulou u. Mastichiadis 2011).

### 3.4.5 Erzeugung des Modellspektrums

Boostet man die Photonverteilung (3.63) in das Beobachtersystem und berücksichtigt die kosmologische Rotverschiebung  $z$  der Quelle, so ergibt sich die modellierte spektrale Energieverteilung des betrachteten Blazars. Die Intensität wird aufgrund der Bewegung des Systems stark vorwärtsgerichtet abgestrahlt. Aus diesem Grund spricht man von relativistischem Boosting. Für die Intensität gilt im Fall isotrop verteilter Photonen  $I = \delta^3 I'$  (Dermer 1995), wobei das gestrichene System das Ruhesystem des Blobs ist. Mit dem Zusammenhang  $\pi I' = F'$  ergibt sich unter Verwendung der Photonengleichung unter der Homogenitätsannahme für den Fluss der Strahlungszone am Ort des Blobs

$$F_{\nu',t'}(R_{\text{rad}}) = \delta^3 F'_{\nu',t'}(R_{\text{rad}}) = \delta^3 \frac{hc\nu'}{4} N_{\nu}(\nu', t'). \quad (3.65)$$

Die Frequenz und Zeit beziehen sich dabei noch auf das Ruhesystem der Strahlungszone, berücksichtigt man die Zeitdilatation und die kosmologische Rotverschiebung mit

$$\nu = \frac{\delta}{1+z} \nu', \quad \nu' t' = \nu t \Rightarrow t = \frac{1+z}{\delta} t' \quad (3.66)$$

kann der Fluss im Beobachtersystem nur durch Größen dieses Bezugssystems ausgedrückt werden. Für ein fallendes Potenzgesetz mit Index  $\alpha$  des Flusses im Ruhesystem des Blobs gilt dann im Beobachtersystem beispielsweise

$$F_{\nu} = \frac{\delta^{3+\alpha}}{(1+z)^{\alpha}} F'_{\nu'}. \quad (3.67)$$

Berücksichtigt man nun noch den Abstand der Quelle zum Beobachter  $d_L$  ergibt sich für das beobachtete Spektrum (ungestrichen) aus den gestrichenen Modellgrößen

$$\nu F_{\nu}(t) = \frac{R_{\text{rad}}^2}{d_L^2} \frac{\delta^4}{1+z} \frac{hc\nu'^2}{4} N_{\nu}(\nu')(t') \quad (3.68)$$

mit der beobachteten Frequenz  $\nu$  und Zeitskala  $t$  aus Gleichung (3.66). Der Zusammenhang (3.67) gilt allerdings nur für isotrope Verteilungen im Ruhesystem. Besitzt die Photonverteilung eine starke Winkelabhängigkeit, so ist dies beim relativistischen Beaming zu berücksichtigen. Für stark vorwärtsgerichtete Strahlung gilt dann ein Beamingfaktor von  $\delta^{4+\alpha}$ . Aus diesem Grund ist die korrekte Behandlung von externer Strahlung, welche im Ruhesystem des Blobs stark vorwärtsgerichtet ist, nicht trivial und bedarf auch wegen des Beamings einer separaten Behandlung (Hutter u. Spanier 2011; Dermer 1995)

## 3.5 Numerik

### 3.5.1 Lösen der partiellen Differentialgleichungen

Die Differentialgleichungen in der Beschleunigungs- und Strahlungszone des Modells sind gekoppelte partielle Differentialgleichungen. Im Allgemeinen ist es nicht möglich hierfür analytische Lösungen zu finden. Aus diesem Grund wird zur Implementierung des Modells auf numerische Methoden zurückgegriffen um die partiellen und zeitabhängigen Differentialgleichungen zu lösen. Es gilt Gleichungen der Form

$$\begin{aligned}\partial_t n(\gamma, t) - \partial_\gamma (A(\gamma, t)n(\gamma, t)) &= Q(\gamma, t) \Rightarrow \\ \partial_t n(\gamma, t) - A(\gamma, t)\partial_\gamma n(\gamma, t) &= Q(\gamma, t) + \partial_\gamma A(\gamma, t)n(\gamma, t)\end{aligned}\quad (3.69)$$

numerisch zu lösen. Durch die Umformung kann man sehen, dass die Gleichungen flusserhaltend sind, sie haben die Form eines advektiven Problems (LeVeque 1996). Für die Strahlungszone ist das Vorzeichen von  $A(\gamma, t) > 0$  festgelegt, in der Beschleunigungszone hingegen findet ein Vorzeichenwechsel in Abhängigkeit von  $\gamma$  statt. Für diese Art von Problemen gibt es eine Reihe von Standardverfahren (LeVeque 1996). Für das vorliegende konkrete Problem stellt Godunovs Methode die beste Wahl dar. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens, angewandt auf das Problem in der Beschleunigungszone, befindet sich in Weidinger (2009). In dieser Arbeit wird auf das Verfahren auch im Zusammenhang mit den anderen numerischen Besonderheiten des Modells, v.a. der logarithmischen Diskretisierung des Energiegitters eingegangen. Hier soll lediglich ein kurzer Einblick gegeben werden. Diskretisiert man nun Energie und Zeit in linearer Form  $\gamma_i = \gamma_0 + i\Delta\gamma$  und  $t_n = t_0 + n\Delta t$ , ergibt sich für Gleichung (3.69)

$$n_i^{n+1} = n_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta\gamma} [F_{\text{in}}(n_i^n, n_{i+1}^n) - F_{\text{out}}(n_{i-1}^n, n_i^n)] + \dots, \quad (3.70)$$

wobei  $F_x$  den Zu- bzw. Abfluss aus der jeweiligen Energiezelle  $i$  beschreibt. Für Verfahren erster Ordnung hängen diese jeweils nur von den nächsten Nachbarn ab, siehe Gleichung (3.70). Die Flussfunktionen sind im Godunov Verfahren so zu wählen, dass die numerische Methode der Charakteristik, also dem Vorzeichen von  $A(\gamma, t)$  folgt. Es wird sichergestellt, dass man eine sogenannte “upwind”-Methode für das Problem wählt. In der Strahlungszone gilt dann beispielsweise

$$F_{\text{in}}^{\text{rad}} = A(\gamma_{i+1}, t_n)n_{i+1}^n, \quad F_{\text{out}}^{\text{rad}} = A(\gamma_i, t_n)n_i^n \quad (3.71)$$

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

da  $A > 0 \forall \gamma$  und somit der Energiefluss stets von großen zu kleinen Werten erfolgt. Anders ist dies in der Beschleunigungszone, hier ändert  $A$  das Vorzeichen an der Stelle  $\gamma/t_{\text{acc}} = \beta_s^2 \gamma^2$  von  $A < 0$  zu  $A > 0$ . Für letzteres folgt die analoge “upwind”-Methode wie für die Strahlungszone. Für  $A < 0$  erfolgt der Energiefluss von kleinen Werten für  $\gamma$  hin zu großen, der Charakteristik folgt man also mit

$$F_{\text{in}}^{\text{acc}} = A(\gamma_{i-1}, t_n) n_{i-1}^n, \quad F_{\text{out}}^{\text{acc}} = A(\gamma_i, t_n) n_i^n \quad \text{für } A < 0. \quad (3.72)$$

Mit dieser Methode kann die Teilchenzahlerhaltung und Energieerhaltung sichergestellt werden, eine ausführliche Betrachtung und der Vergleich mit den analytischen Grenzfällen ( $\partial_t n = 0$ ) für  $v_A = 0$  und  $v_A \neq 0$  für Elektronen finden sich in Weidinger (2009). Protonen können analog behandelt werden, da sich die Form des Problems nicht ändert.

Das Blazar-Spektrum erstreckt sich vom Radiobereich bis zum VHE Bereich über  $\approx 20$  Größenordnungen. Würde man diesen Bereich linear diskretisieren, so würde man also mindestens  $\approx 10 \cdot 10^{20}$  Gitterpunkte in  $\gamma$  benötigen um die CFL-Bedingung, siehe z.B. Press (2002) zu erfüllen, was numerisch nicht machbar ist. Deshalb definiert man alle Teilchen- und Photonendichten auf einem logarithmischen Gitter

$$\gamma_i = \gamma_0 d\gamma^i \quad \text{mit} \quad d\gamma = \left( \frac{\gamma_I}{\gamma_0} \right)^{\frac{i}{I-1}}. \quad (3.73)$$

Damit reduziert sich die Anzahl der Stützpunkte  $I$  auf  $\approx 10 \cdot 20$  und das Problem wird numerisch handhabbar. Für eine ausführliche Beschreibung, siehe Weidinger (2009) oder Rüger (2011).

Nicht immer ist ein Verfahren, welches stets “Forward in Time” ist, wie der einfache Eulerschritt oder die Verwendung von oben genannter Godunov Methode numerisch stabil. Denn das Verfahren muss nicht nur die CFL-Bedingung erfüllen sondern auch in jedem Gitterpunkt von-Neumann stabil sein (LeVeque 1996; Press 2002). Hierfür gibt es wiederum mehrere Standardverfahren. Für das vorliegende Problem zeigt sich das Crank-Nicholson-Verfahren (z.B. Press (2002)) als besonders geeignet. Hierbei mittelt man über zwei Zeitschritte in der folgenden Form, um die Ableitung in  $\gamma$  zu bestimmen.

$$\partial_\gamma \rightarrow \frac{1}{2} \left[ \frac{n_{i+1}^{n+1} - n_i^{n+1}}{\Delta\gamma} + \frac{n_{i+1}^n - n_i^n}{\Delta\gamma} \right] \quad (3.74)$$

Gleichung (3.74) gilt für die Strahlungszone, es ist im allgemeinen Fall jeweils die entsprechende “upwind”-Methode zu verwenden. Durch Bezugnahme auf den Zeitschritt  $n + 1$  zur Bestimmung der Ableitung in  $\gamma$  handelt es sich beim Crank-Nicholson-Verfahren um

eine sogenannte implizite Methode. Zur Lösung dieses Problems auf einem logarithmischen Gitter unter Verwendung von Godunovs Methode, siehe Weidinger (2009).

Zur Lösung der partiellen Differentialgleichungen des Modells muss also aus numerischer Sicht keine Anpassung stattfinden, da sich die Grundstruktur nicht ändert. Die kinetischen Gleichungen der Protonen sind analog zu denen der Elektronen zu behandeln. Die zusätzlichen Prozesse der Paarerzeugung sowie die photohadronischen Wechselwirkungen lassen sich auf der leptonischen Seite als diskrete Gewinntherme schreiben, so dass sie das Verfahren nicht beeinflussen. Die Energieverluste der Hadronen können kontinuierlich in  $\gamma$  geschrieben werden und beeinflussen somit zwar die Werte von  $A$  nicht aber die Form der Gleichung. Eine numerische Schwierigkeit sind jedoch die stark unterschiedlichen charakteristischen Zeitskalen von Elektronen und Protonen, welche für ein zeitabhängiges Modell beide aufgelöst werden müssen. Dadurch werden die Simulationsdauern entsprechend lange. Ein Ansatz, wie man dieses Problem etwas einschränken kann, findet sich im nächsten Abschnitt.

### 3.5.2 Berücksichtigung stark unterschiedlicher Zeitskalen

Das numerisch größte Problem im Vergleich zur Lösung der partiellen Differentialgleichungen sind die sehr unterschiedlichen Zeitskalen von Protonen und Elektronen. Hier ist wegen der  $m_i^3$ -Abhängigkeit vor allen Dingen die Synchrotronzeitskala problematisch. Protonen erreichen bei der selbstkonsistenten Beschleunigung in Magnetfeldern der Größenordnung  $\mathcal{O}(10 \text{ G})$  Lorentzfaktoren von bis zu  $10^9$ . Die Sekundärelektronen aus den photohadronischen Prozessen werden also ebenfalls Lorentzfaktoren in dieser Größenordnung erreichen, hier ist die Kühlzeitskala der Elektronen

$$t_{\text{cool}} = \frac{\gamma}{P_{\text{IC}} + \beta_{s,i}\gamma^2} \approx \frac{1}{\beta_{s,i}\gamma} \ll 1. \quad (3.75)$$

Wählt man nun einen Zeitschritt  $\Delta t$  in dieser Größenordnung um diese Elektronen korrekt zu behandeln, kann die Synchrotronkühlzeitskala der Protonen wegen  $t_{\text{syn,p}} = (m_p/m_e)^3 t_{\text{syn,e}}$ , gerade bei kleinen  $\gamma$ s, nicht mehr in endlicher Simulationsdauer erreicht werden. Auf der anderen Seite wird für  $\Delta t \gg t_{\text{cool,e}}$  die Gleichgewichtslösung  $\partial_t N_{e^\pm}(\gamma, t) = 0$  bereits innerhalb eines Zeitschritts erreicht. Führt man die Integration über  $\gamma$  aus ergibt sich allgemein (Reynoso u. Romero 2009)

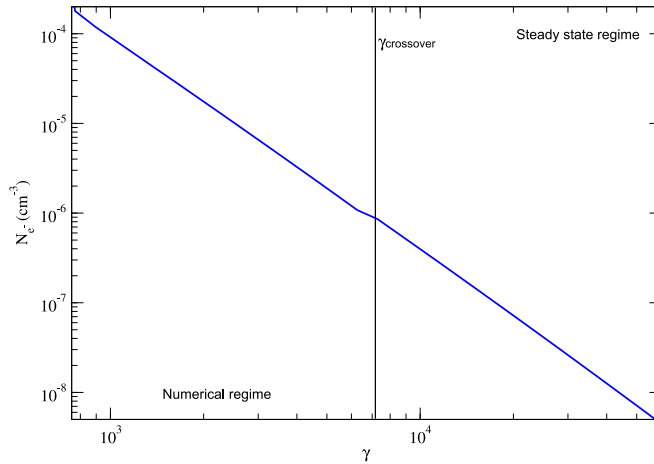
$$N_{e^\pm}(\gamma) = \frac{1}{P_{\text{IC}}(\gamma) + \beta_{s,i}\gamma} \int_{\gamma}^{\infty} d\gamma' \left( \sum_p Q_p(\gamma') \right) e^{-\frac{\tau(\gamma,\gamma')}{t_{\text{esc,rad,e}}}} \quad (3.76)$$

### 3 Ein zeitaufgelöstes Hybridmodell

mit  $\tau(\gamma, \gamma') = \int_{\gamma'}^{\gamma} dx / (P_{IC}(x) + \beta_{s,i} x^2)$ , wobei  $p$  die einzelnen Injektionsprozesse der Sekundärelektronen bzw. -positronen sind. Für  $\Delta t \gg t_{cool}$  kann anstelle der numerischen Behandlung der Differentialgleichung für die Elektronen und Positronen das Gleichgewichtsspektrum (3.76) benutzt werden. Da dieses Gleichgewichtsspektrum nahezu instantan, auch im Vergleich mit einem Zeitschritt, angenommen wird, ist die Energiedichte der emittierten Photonen zur Erreichung des Gleichgewichts vernachlässigbar klein gegen die im Gleichgewicht abgestrahlte. Es kann also im gesamten Zeitschritt das Gleichgewicht benutzt werden um die erzeugten Photonen zu bestimmen. Ferner gilt bei  $t_{esc,e} \gg \Delta t$  für  $\tau(\gamma, \gamma')/t_{esc,e} \rightarrow 0 \forall \gamma, \gamma'$ . Damit vereinfacht sich Gleichung (3.76) zu

$$N_{e\pm}(\gamma) = \frac{1}{P_{IC}(\gamma) + \beta_{s,i}\gamma} \int_{\gamma}^{\infty} d\gamma' \left( \sum_p Q_p(\gamma') \right). \quad (3.77)$$

Für  $t_{cool}(\gamma) < \Delta t$  muss daher nur ein einfaches Integral über die Injektionsfunktionen bestimmt werden. Für  $t_{cool} = \Delta t$  bei  $\gamma_{crossover} \approx 7000$  ist in Abbildung 3.22 der Übergang von numerischer Behandlung zur Gleichgewichtslösung dargestellt, man kann keine signifikante Unstetigkeit erkennen. Damit muss nun nur noch die unterschiedliche Beschleunigungs- und Verlustzeitskala, welche linear mit der Masse skaliert, aufgelöst werden. Hybrid-Simulationen benötigen also im Durchschnitt einen Faktor  $m_p/m_e$  länger als rein leptonische SSC Modelle.



**Abbildung 3.22:** Übergang der numerisch aufgelösten Verteilungsfunktion zur Gleichgewichtsinjektion bei  $\gamma_{crossover}$ , hier gilt  $t_{cool} \approx \Delta t$ .

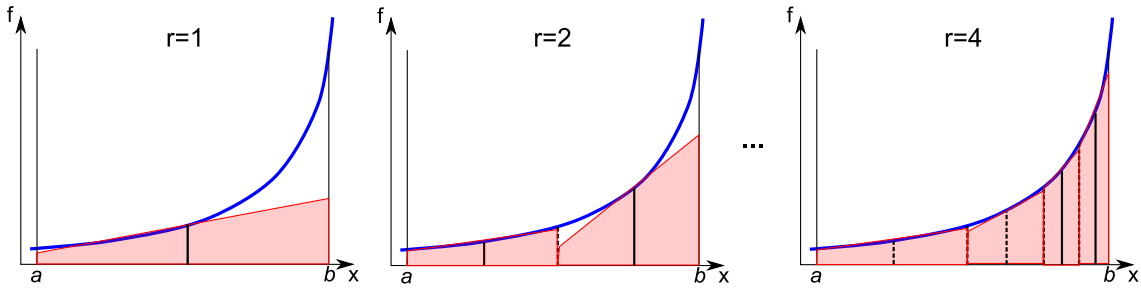
### 3.5.3 Integrationstechniken

Zur Berücksichtigung der leptonischen und hadronischen Prozesse müssen an verschiedenen Stellen, v.a. bei der Kalkulation der Injektionsraten Einfach- oder Doppelintegrale gelöst werden. Hierzu wird das Standardverfahren der Simpsonregel benutzt, welches ausreichend exakt ist. Dafür ist das Verfahren auf die logarithmische Skalierung des Energiegitters angepasst (Rüger 2011). Damit die Integrale nicht die numerische Komplexität der Doppelintegrale überschreiten, ist es in manchen Fällen nötig (und möglich) eine Tabellarisierung vor Beginn der Laufzeit des Modells durchzuführen. Dies ist beispielsweise bei der Berechnung der inversen Comptonverluste, Gleichung (3.12), für die Elektronen und Positronen der Fall. Das innere Integral hängt nicht von den Teilchen- oder Photonendichten, die sich in jedem Zeitschritt ändern können, ab. Die übrigen Funktionen sind bekannt, auf diese Weise kann eine zweidimensionale Tabelle der Form

$$B(\epsilon_i, \gamma_j) = \int_0^1 dq \frac{\Gamma_e(\epsilon_i, \gamma_j)^2}{(1 + \Gamma_e(\epsilon_i, \gamma_j))^3} G(q, \Gamma_e(\epsilon_i, \gamma_j)) \quad (3.78)$$

angelegt werden. Bei jedem Zeitschritt müssen die Berechnungen innerhalb des inneren Integrals nicht mehr durchgeführt werden, sondern es muss nur der entsprechende Tabelleneintrag abgerufen werden. Dieses Vorgehen gilt auch für Paarerzeugungsraten und bei den Verlusten für die Protonen durch die photohadronischen Prozesse. Besonders schnell ist diese Vorgehensweise immer dann, wenn die Tabelle (3.78) in den Cache des verwendeten Prozessors passt. Für bis zu 400 Gitterpunkte ist das bei zweidimensionalen Tabellen der Fall. Sind die Tabellen drei oder mehrdimensional kann durch Tabellarisierung von Ergebnissen kein Geschwindigkeitsvorteil erzielt werden.

Funktionen mit sehr starken Divergenzen werden adaptiv integriert, d.h. es wird kein festes Gitter gewählt wie bei der Simpsonregel und die Genauigkeit über die Anzahl der Stützstellen festgelegt. Statt dessen halbiert man jeweils den Integrationsbereich und vergleicht dieses Ergebnis mit der Integration über den gesamten Bereich, siehe Abbildung 3.23. Dies wird solange wiederholt bis das Integral mit der gewünschten Genauigkeit angenähert ist. Die Genauigkeit ergibt sich aus der Differenz eines Rekursionsschritts zum nächsten. Damit wird erreicht, dass bereits nach sehr wenigen Rekursionen das Ergebnis vorliegt und nur die nötige Rechenzeit auf die flachen Teile der Funktion verwendet wird. Die einzelnen Bereiche werden dabei jeweils mit Trapezen mittlerer Stützstelle genähert (vgl. Abbildung 3.23).



**Abbildung 3.23:** Adaptive numerische Integration mittels Tangententrapeze. Der Integrationsbereich zwischen  $a$  und  $b$  wird bei jedem Rekursionsschritt bis zur gewünschten Genauigkeit halbiert. Nach 4 Schritten ist das Integral ebenso genau bestimmt wie mit Trapezregel und  $4^2 = 16$  Stützstellen, v.a. bei starker Krümmung kann so eine schnelle Konvergenz erreicht werden.

### 3.6 Zusammenfassung der Modellparameter

Insgesamt besitzt das hier vorgestellte selbstkonsistente und zeitabhängige hybride Strahlungsmodell nur einen (zwei) Parameter mehr als das rein leptonischen SSC Modell. Dieser Parameter ist (sind) die Dichte der in die Beschleunigungsregion injizierten Protonen (und deren Injektionsenergie), also die Dichte der Protonen entlang der Jetachse. Alle weiteren Parameter, wie sie in anderen Modellen verwendet werden ergeben sich dabei selbstkonsistent aus der Beschleunigung der Protonen und Elektronen durch die selbe Plasmaturbulenz. Die einzelnen freien Parameter und deren Bedeutung sind in der folgenden Liste zusammengefasst. Auch ist angedeutet, wie sich die Parameter einschränken, vergleichen bzw. mit dem Jetplasma in Verbindung bringen lassen.

- $Q_p$  und  $\gamma_{0p}$ : Dichte der injizierten Protonen bei Energie  $\gamma_{0p}m_p c^2$   
Ergibt die Jetleistung welcher mit der Akkretionsrate zusammenhängt (nicht poyntingdominiert)
- $Q_{e^-}$  und  $\gamma_{0e^-}$ : Dichte der injizierten Elektronen bei Energie  $\gamma_{0e^-}m_e c^2$   
Bei poyntingflussdominierten Blazaren durch Vergleich mit der Eddingtonleuchtkraft
- $B$ : willkürlich orientiertes Magnetfeld innerhalb der betrachteten Region  
Muss die  $e^-$  und  $p^+$  innerhalb der Region halten können, Variabilitätsanaysen im Synchrotronbereich
- $R_{\text{rad}}$ : Radius der Strahlungszone



Untergrenze durch Variabilität und Kausalität

- $R_{\text{acc}}$ : Radius der Beschleunigungszone

Untergrenze durch Vergleich mit Mikrophysik

- $t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$ : Verhältnis der charakteristischen Zeitskalen

Härte der Teilchenspektren begrenzt durch Theorie (Fermibesleunigung) und Beobachtung (z.B. kosmische Strahlung)

- $a$ : Verhältnis von Schockbeschleunigung zu diffusiver Beschleunigung

Einfluss in den meisten Fällen gering, Einschränkung durch Messung der Krümmung im Röntgenspektralbereich

- $\delta$ : Dopplerfaktor des betrachteten Gebiets

Beobachtung von scheinbarer Überlichtgeschwindigkeit.

Dabei sind in dieser Liste nur die wichtigsten und allgemeingültigsten Beobachtungsevidenzen aufgezählt. Kennt man beispielsweise die Masse des schwarzen Lochs durch reverberation Mapping, kann man weitere Folgerungen für die Akkretionsraten, die Eddington Leuchtkraft und dann für den Lorentzfaktor des Blobs ziehen und somit z.B.  $\delta$  weiter einschränken.

Die selbstkonsistente Berücksichtigung von Teilchenbeschleunigung in einem Hybridmodell schränkt aber nicht nur die Anzahl der freien Parameter und deren typische Werte ein, sondern lässt insbesondere weitere strenge Folgerungen aus Beobachtungsdaten zu, insbesondere wenn man die Interbandvariabilität von Blazaren betrachtet. Durch Vergleich der beobachteten Zeitverzögerungen der Ausbrüche zwischen den einzelnen Energiebändern und denen des Hybridmodells lassen sich die Parameter weiter einschränken, denn in hadronischen Modellen ergeben sich typische Variabilitätsmuster in den Lichtkurven, wenn man die Teilchenbeschleunigung korrekt behandelt. Mittels dieser Variabilität ist eine Abgrenzung von hadronisch zu leptonisch dominierten Blazaren auch ohne die Beobachtung von Neutrinos möglich. Dies ist insbesondere von Bedeutung, da man nicht erwarten kann mit den gegenwärtigen Experimenten jemals Neutrinos einer dedizierten Quelle beobachten zu können (Vitells u. Gross 2011; Vissani et al. 2011; Abbasi et al. 2011).



# 4 Modellierung individueller Blazare

## 4.1 Anmerkungen und Übersicht

Im folgenden Kapitel wird das zuvor vorgestellte Modell auf individuelle Quellen angewendet. Daraus ergeben sich zum einen die in den einzelnen Abschnitten angegebenen individuellen Folgerungen zum anderen ergibt die globale Sichtweise der Einzelergebnisse weitere Implikationen, siehe Kapitel 5. Die Betrachtung und Interpretation der einzelnen Blazare folgt stets dem selben Schema, wobei sich die gewonnenen Erkenntnisse für die Einzelquellen natürlich unterscheiden.

1. Zusammenschau der Detektionen und Messergebnisse der wichtigsten Experimente und der Folgerungen
2. Modellierung eines (Quasi)-Grundzustands der Quelle ohne/mit primär injizierten Protonen in die Beschleunigungszone des Modells
3. Konsistente Simulation der Ausbrüche des betrachteten Blazars
4. Folgerungen aus der Variabilität und der unterschiedlichen Flusszuständen anhand des verwendeten Modells
5. Bestimmung der minimal in die Beschleunigungszone injizierten Leuchtkraft sowie der Beschleunigungsparameter des Modells

Punkt 1 ist wichtig, da man so einen möglichen Grundzustand eines Blazars identifizieren und auch Kurzzeit- von Langzeitvariationen unterscheiden kann. Diese sind wegen der stark unterschiedlichen Beschleunigungs- und Kühlzeitskalen von Elektronen und Protonen ein erster Hinweis, ob es nötig ist die Quelle im hybriden Szenario zu beschreiben.

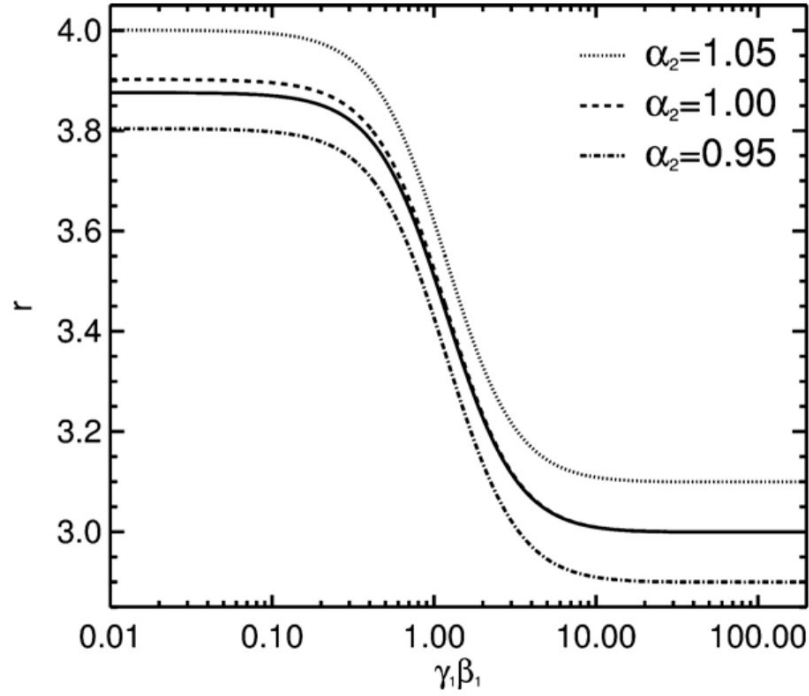
Die Punkte 2 und 3 sind zwar auch in den einzelnen Abschnitten separat aufgeführt, werden aber bei der Modellierung simultan “verwendet”. Nur so ist es möglich auch die Informationen, die man durch die Variabilität gewinnt, zur Einschränkung der Parame-

ter (auch im Quasigrundzustand einer Quelle) heranzuziehen. Die gefundenen Parameter werden mit anderen Modellen und Beobachtungsevidenzen verglichen und interpretiert. Die Interbandvariabilität der einzelnen Quellen ist aber wegen der charakteristischen Muster in den Lichtkurven v.a. zur Unterscheidung von leptonisch und hadronisch dominierten Blazaren wichtig und wird daher auch in erster Linie dafür verwendet, siehe z.B. 3C 279. Bei vielen Blazaren ist alleine durch die Zeitabhängigkeit klar, dass sie leptonisch dominiert sein müssen. Hier wird der Grenzfall  $Q_{0p} \rightarrow 0$  verwendet um sie zu beschreiben, dies gilt im folgenden für alle HBLs.

In diesen Fällen wird in Punkt 4 hauptsächlich auf die unterschiedlichen Ursachen der Variabilität (magnetische Fluktuationen oder Fluktuationen in der Teilchendichte entlang der Jetachse) sowie den Effekt unterschiedlich langer Integrationszeiten bei der Beobachtung (siehe v.a. 1 ES 2344+514) eingegangen. In Quellen, bei denen es unklar ist (wegen fehlender zeitlicher Information), welche Komponente den Hochenergiepeak des Spektrums dominiert, wird auf beide Möglichkeiten (inklusive der Implikationen für die möglichen Ausbrüche der Quelle) eingegangen, so z.B. bei PKS 0521-365. Bei 3C 454.3, 3C 279 und 1 ES 1011+496 deutet alleine der Quasigrundzustand auf eine hadronische Komponente hin, diese werden also mit Injektion primärer Protonen in die Beschleunigungszone (mit der Konsequenz des stark erhöhten Magnetfelds) modelliert. Hier wird bei Punkt 4 insbesondere auf die charakteristischen Zeitverzögerungen in den Interbandlichtkurven und die Möglichkeit des Photonquenchings (siehe hierzu hauptsächlich 3C 279) mit den Konsequenzen für den Grundzustand eingegangen. In diesen Quellen ist wegen der relativ großen Protonenkühlzeitskala bei sehr variablen Blazaren wie 3C 454.3 auch die Betrachtung kumulierter Effekte wichtig. Unterschiedliche Flusszustände, sofern vorhanden, werden v.a. im Rahmen einer unterschiedlichen Akkretion und unterschiedlicher Beobachtungswinkel durch die Bewegung des Blobs entlang des helikalen Magnetfelds des Jets diskutiert.

Schließlich werden für jeden Blazar die im Modell minimal injizierte Leuchtkraft berechnet (Punkt 5). In rein leptonischen Quellen kann damit über die Eddingtoneffizienz und die Masse des zentralen schwarzen Lochs aus dem Dopplerfaktor der Beobachtungswinkel und der Bulk-Lorentzfaktor bestimmt werden. Bei hybriden Blazaren ist dies nicht möglich, da hier zwar nicht die Eddingtongrenze, aber die -effizienz für poyntingflussdominierte Quellen überschritten wird. Dies kann als Hinweis auf den Blandford-Payne Mechanismus dienen. Zudem wird für jeden Blazar das Kompressionsverhältnis aus dem erwarteten spektralen Index aus reiner Schockbeschleunigung ermittelt, was ein Maß für

die Schockgeschwindigkeit ist, vgl. Abbildung 4.1.



**Abbildung 4.1:** *Kompressionsverhältnis des Up- und Downstreamplasmas in Abhängigkeit von  $\gamma \cdot \beta$  des (parallelen) Schocks, wobei  $\beta = v_s/c$  und  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . Aus Gerbig u. Schlickeiser (2011), für die verwendete “Hard-Sphere”-Näherung ist der Anisotropieparameter  $\alpha_2 = 1.05$  relevant.*

Desweiteren wird für jede Quelle die maximale Schock- und Alfvéngeschwindigkeit unter der Annahme, dass die verwendete Diffusionsnäherung  $K_{\parallel}^{\max} = 1/3cR_{\text{rad}}$  gültig ist, bestimmt. Für realistische Werte von  $K_{\parallel}$ , wie man sie aus Beobachtungen von z.B. Mikroquasaren erhält, muss man die so bestimmte Schockgeschwindigkeit mit der aus dem Kompressionsverhältnis und Abbildung 4.1 abgeleiteten vergleichen. Dies verifiziert die Anwendbarkeit des Modells.

Kapitel 4 ist dabei so aufgebaut, dass jede individuelle Quelle und die Interpretationen für sich alleine verständlich sind, d.h. es wiederholen sich u.U. einige Aussagen dieses eben vorgestellten “Rezeptes”. Allgemeine Aussagen und Interpretationen befinden sich im darauffolgenden Kapitel. Die Zusammenfassung der wichtigsten Einzelergebnisse ist in Abschnitt 6.1 zu finden.

Es werden für den Modellierungsprozess stets simultane Daten verwendet. Bei der Ge-

winnung der Modellparameter für die einzelnen Blazare wird dabei immer auch die Variabilitätsinformation des einzelnen Blazars ausgenutzt, dies ist immer dann möglich, wenn ein Ausbruch in einem oder besser in mehreren Energiebereichen detektiert wurde. Durch das hier vorgestellte Modell ist man erstmals in der Lage nicht nur die statische SED des Blazars, sondern auch die typischen Lichtkurven während des Ausbruchs zur Modellierung heranzuziehen. Das Modell erlaubt darüberhinaus auch Aussagen über das Variabilitätsverhalten eines Blazars in den einzelnen Energiebändern, auch wenn diese nicht beobachtet werden konnten. Kennt man das Variabilitätsverhalten eines Blazars, können auch historische Daten der SED neu gedeutet und mit Einschränkungen in den Modellierungsprozess einbezogen werden. In vielen Fällen ist es möglich einen (Quasi-)Grundzustand für einen Blazar zu finden. Ausgehend von diesem kann der Ausbruch dann mit Hilfe des Frameworks durch verschiedene Änderungen der Parameter nachempfunden werden. Da diese mit der Mikrophysik des Jets zusammenhängen, werden dadurch Aussagen über das Jetplasma möglich. Mittels eines typischen Variabilitätsmusters lässt sich zudem damit ein hadronisch dominierter Jet von einem leptonisch dominierten unterscheiden. Dies kann zum Einen verwendet werden das Modell gegen andere, wie z.B. EC Modelle, abzugrenzen, zum Anderen kann man so Blazare identifizieren, welche in der Lage sind Protonen zu nicht-thermischen Energien zu beschleunigen. Dies sind nämlich bei weitem nicht alle. Die Variabilitätsinformation ist das wichtigste Unterscheidungskriterium für einzelne Quellen. Zwar erwartet man Neutrinos nur von hadronisch dominierten Blazaren, diese Neutrinoflüsse sind aber zu gering um mit den heutigen Experimenten detektiert zu werden (Vitells u. Gross 2011). Viele Blazare lassen sich sehr gut mit einem rein leptonischen SSC Modell beschreiben, die Variabilität trägt hier also dazu bei überhaupt erst nicht-thermische Protonen auszumachen. In diesem Kapitel werden alle Quelltypen, die in der Blazar-Sequenz vorkommen, anhand individueller Blazare modelliert. Es wird hier vor allen Dingen auf die Aussagen dieser Quellen und Folgerungen für die Einzelquellen eingegangen. Mit der globalen Sichtweise und den Folgerungen für die Blazar-Sequenz beschäftigt sich Kapitel 5. Hier werden auch die in diesem Zusammenhang wichtigsten Parameter und Ergebnisse zusammengefasst. Im aktuellen Kapitel werden HBLs mit einer Rotverschiebung von  $z = 0.034$  (Markarian 501) kontinuierlich bis hin zu FSRQs bei einer Rotverschiebung von  $z = 0.859$  (3C 454.3) modelliert. Man stellt fest, dass sich dabei die Emissionsprozesse und somit auch die Variabilitätsmuster deutlich unterscheiden. Viele zentrale Aussagen zu Integrationsdauern und zur Anwendbarkeit von (statischen) SSC Modellen finden sich bei 1 ES 1011+496

sowie 1 ES 2344+514, hier werden auch neue Konzepte erstmals eingeführt. Mit Hilfe der Modellierung von zehn Blazaren unterschiedlicher Rotverschiebung und Klassifikation, davon zwei jeweils im leptonischen und hadronischen Grenzfall und mehrerer in unterschiedlichen Flusszuständen, unter Verwendung des selben Modells und Ausnutzung der Variabilität, entsteht eine aussagekräftige Stichprobe für Quellen entlang der Blazar-Sequenz. Zusammen mit einer generischen Betrachtung (siehe nächstes Kapitel) werden Aussagen zu dieser und der kosmischen Strahlung möglich.

## 4.2 HBL: PKS 2155-304

### 4.2.1 Eigenschaften

Bei dem Blazar PKS 2155-304 mit der Rotverschiebung von  $z = 0.116$  (Falomo et al. 1993) handelt es sich um ein HBL. Oft wird dieser Blazar auch als Prototyp der BL Lac Objekte bezeichnet (Costamante et al. 2008), da er eine sehr ausgeprägte Doppelpeakstruktur besitzt und hier das Variabilitätsverhalten von (H)BLs gut beobachtet wird. Der erste Peak tritt bei PKS 2155-304 einem HBL entsprechend im harten Röntgenbereich bei  $\nu_{\text{xray}} \approx 10^{16}$  Hz auf, im Gammastrahlungsbereich ist die Peakfrequenz  $\nu_{\text{VHE}} \approx 5 \cdot 10^{24}$  Hz. Selbst für ein HBL besitzt PKS 2155-304 eine relativ geringe Leuchtkraft im Gammastrahlungsbereich von  $\nu L_{\nu} \approx 5 \cdot 10^{45}$  erg s<sup>-1</sup> in niedrigen Flusszuständen. Für Air-Cherenkov Teleskope der aktuellen Generation ist dieses Limit aber kein Problem. In der südlichen Hemisphäre, im Blickfeld von H.E.S.S. (Hofmann u. HESS Collaboration 2003) gelegen, wird dieser auch regelmäßig detektiert, z.B. Aharonian et al. (2005a); Abramowski et al. (2010). Auch EGRET hat PKS 2155-304 detektiert (Hartman et al. 1999). Die erste Detektion von PKS 2155-304 mit der aktuellen Generation Air-Cherenkov Teleskope gelang mit H.E.S.S. 2002.

Damit existiert eine breite Datengrundlage im Hochenergiebereich, wie für kaum einen anderen Blazar. Zum einen wird diese Datengrundlage benutzt um die Absorption am extragalaktischen Hintergrund und dessen Modelle zu überprüfen (Aharonian et al. 2005b), zum anderen kann man damit einen guten Überblick über das Variabilitätsverhalten von PKS 2155-304 gewinnen. Aus diesen Beobachtungen lässt sich ein Grundzustand für die Hochenergieemission von PKS 2155-304 ableiten (Aharonian et al. 2005b; HESS u. Fermi-LAT collaborations 2009), welcher auch im nächsten Abschnitt modelliert

wird. PKS 2155-304 zeigt dabei verschiedene Flusszustände zu unterschiedlichen Beobachtungszeiten. Im Röntgenbereich zwischen 2 keV und 10 keV ist der niedrigste beobachtete Fluss durch RXTE (2003)  $F_\nu \approx 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , im optischen  $F_\nu \approx 3.2 \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (2003 durch ROTSE Aharonian et al. 2005b). Weitere Experimente in anderen Energiebändern, v.a. im optischen durch ATOM und ROTSE, im Röntgenbereich mit Swift, Chandra und RXTE sowie seit 2008 zwischen 10 GeV und 300 GeV durch den Fermi Satelliten erlauben simultane Multiwellenlängenbeobachtungen, wie sie für die Modellierung eines Blazars wichtig sind.

Dabei sind v.a. Dingen die Multiwellenlängenbeobachtungen mit den aktuellen Messinstrumenten von 2008 interessant, hierzu gibt es eine Kampagne, welche vom 25. August bis 6. September 2008 PKS 2155-304 mit ATOM im optischen, Swift/RXTE im Röntgenbereich und Fermi/H.E.S.S. im Gammastrahlungsbereich beobachtet hat (HESS u. Fermi-LAT collaborations 2009). Es wurde ein Grundzustand beobachtet, welcher eine geringe Variabilität von etwa 30% zeigt. Die hier gewonnenen Daten sind v.a. im Hochenergiebereich verträglich mit vergangenen Beobachtungen (Aharonian et al. 2005b). Im Röntgenbereich deckt sich diese Multiwellenlängenkampagne mit dem niedrigen Fluss aus Aharonian et al. (2005b). PKS 2155-30.4 zeigt also neben verschiedenen Flusszuständen und auch Ausbrüchen einen relativ stabilen Grundzustand, welcher gut vermessen ist. Deshalb eignet sich dieser Blazar so hervorragend für die Modellierung in einem Strahlungsmodell, indem ein Grundzustand angenommen wird, um dann einen Ausbruch mit Kurzzeitvariabilität zu simulieren. Durch die sehr häufige Beobachtung von PKS 2155-304 konnte 2006 mit H.E.S.S. ein sehr starker Ausbruch im Gammastrahlungsbereich detektiert werden (Aharonian et al. 2007). Dieser Ausbruch ist ein sehr gutes Beispiel für die starke Variabilität in Blazaren, auf einer Zeitskala von wenigen Minuten ändert sich der Fluss um mehrere Größenordnungen. Neben diesem Ausbruch im Hochenergiebereich zeigt PKS 2155-304 immer wieder kleinere Ausbrüche, welche auch in verschiedenen Energiebändern beobachtet werden konnten (HESS u. Fermi-LAT collaborations 2009; Aharonian et al. 2009). Hier findet sich eine Korrelation in den optischen Lichtkurven und denen im Röntgenbereich. Eine Korrelation zwischen diesen Energiebändern und dem Hochenergiebereich konnte in diesem Fall jedoch nicht nachgewiesen werden, allerdings eine im spektralen Verhalten dieser Energiebänder (HESS u. Fermi-LAT collaborations 2009). Um hier verbindliche Aussagen treffen zu können, sind allerdings noch weitere Multiwellenlängenbeobachtungen von Ausbrüchen nötig.



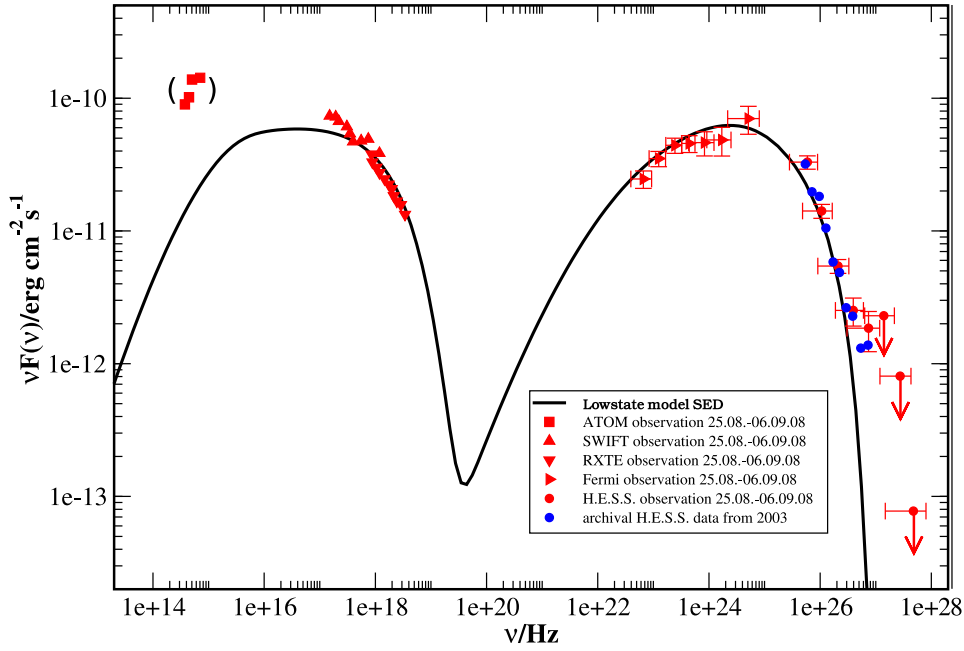
### 4.2.2 Simultan detektierter Grundzustand

Zur Modellierung des Grundzustands von PKS 2155-304 werden die simultanen Daten aus HESS u. Fermi-LAT collaborations (2009) verwendet. Durch die Multiwellenlängen-kampagne von ATOM im optischen, RXTE im Röntgenbereich sowie H.E.S.S. und dem Fermi Satelliten im Hochenergiebereich existiert eine sehr gut durch Beobachtungen abgedeckte SED von PKS 2155-304. Diese erlaubt es die Parameter des Modells sehr stark einzuschränken. Dass es sich hierbei um einen Grundzustand handelt, zeigen die H.E.S.S.-Daten aus Aharonian et al. (2005b) von 2003, welche in der selben Größenordnung liegen. Auch im Röntgenspektralbereich wurden 2003 und 2008 die selben Flusszustände gemessen. In Abbildung 4.2 ist die modellierte SED für den stationären Grundzustand von PKS 2155-304, wie er im August 2008 gemessen wurde, dargestellt. Die Modellparameter sind in Tabelle 4.1 zu finden. Zur Modellierung des Grundzustands der SED von PKS 2155-304 werden keine nicht-thermischen Protonen innerhalb des Jets angenommen. Es handelt sich hierbei also um den rein leptonischen Grenzfall des Hybridmodells, was sich u.a. in dem geringen Magnetfeld widerspiegelt. Es werden Elektronen mit der Dichte  $Q_{e^-}$  bei einem Lorentzfaktor  $\gamma_{0e^-}$  in die Beschleunigungszone injiziert. Die durch das Magnetfeld bedingten Synchrotron- und inversen Comptonverluste stellt sich in Konkurrenz mit der Beschleunigungszeitskala eine Gleichgewichtselektronenverteilung ein, siehe Abbildung 4.3. In der Strahlungszone führt diese schließlich zur Abstrahlung der SED, boostet man die Gleichgewichtsphotonenverteilung mit  $\delta$  in Richtung des Beobachters.

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
0	—	$8.0 \cdot 10^5$	3300	1.4
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$1.0 \cdot 10^{13}$	$5.0 \cdot 10^{14}$	1.13	20	49

Tabelle 4.1: Die gewählten Parameter für den modellierten spektralen Grundzustand von PKS 2155-304 (siehe Abbildung 4.2), nicht berücksichtigt bei der Modellierung sind die optischen ATOM Daten. Siehe auch Weidinger u. Spanier (2010a).

Besonderer Wert wurde bei der Modellierung auf den Photonenindex der Fermi-Daten gelegt. Um die korrekte Steigung und Krümmung in diesem Energiebereich zu erhalten, ist es nötig Elektronen bei höheren Energien  $\gamma_{0e^-}$  zu injizieren als man von  $\gamma_{0e^-} \approx \Gamma$  für



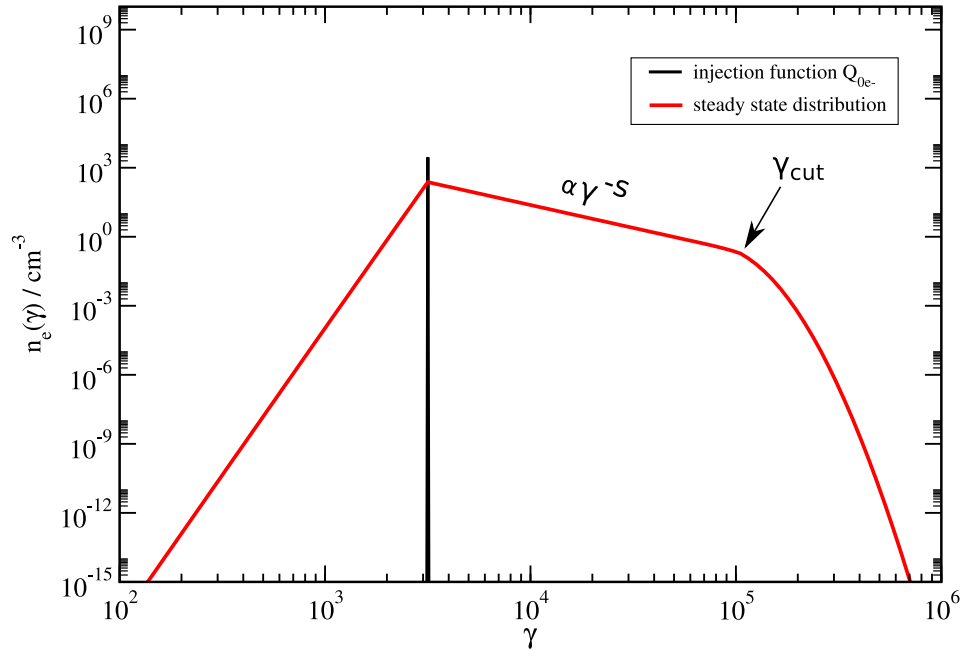
**Abbildung 4.2:** Multiwellenlängendaten von PKS 2155-304 aus HESS u. Fermi-LAT collaborations (2009) (rot) und Archivdaten aus Aharonian et al. (2005b) (blau) zusammen mit der modellierten SED, Parameter siehe Tabelle 4.1. Die ATOM Daten wurden nicht zur Modellierung verwendet, detaillierte Beschreibung siehe Text. Anmerkung: Dieser Graph wurde der Veröffentlichung Weidinger u. Spanier (2010a) entnommen.

langsame Elektronen außerhalb des Blobs erwarten würde. Fermi-II Prozesse sorgen dann zusammen mit den Verlusten durch Synchrotronstrahlung für einen ansteigenden Anteil in der Elektronenverteilung (Abbildung 4.3). Würde man Elektronen bei  $\gamma_{0e^-} \approx \delta/2$  in die Beschleunigungszone injizieren, so erhält man im Fermi-Energiebereich einen zu harten Photonenindex. Diffuse Beschleunigung ist in diesem Fall also essentiell um die spektrale Energieverteilung zu erklären. Bei der Modellierung unberücksichtigt bleiben die optischen ATOM Daten, da hier nicht klar ist, in wie weit die den AGN umgebende Galaxie beiträgt, vgl. z.B. Weidinger et al. (2010). Außerdem liegt der 2008 gemessene Flusszustand um einen Faktor  $\approx 5$  über dem des 2003 von ROTSE gemessenen, obwohl die anderen Energiebänder keine Diskrepanz aufweisen (HESS u. Fermi-LAT collaborations 2009). Die Modellparameter in Tabelle 4.1 sind in der für SSC-Modelle erwarteten Größenordnung (Tavecchio et al. 2001; Kirk et al. 1998), der Dopplerfaktor befindet sich aber sehr nahe an dem maximal beobachteten Dopplerfaktor aus scheinbarer Überlichtgeschwindigkeit von  $\delta \approx 60$  (z.B. Lähteenmäki u. Valtaoja 1999). Für die

Ausdehnung der Strahlungszone gilt  $R_{\text{rad}} > R_s \approx 1.5 \cdot 10^{14}$  cm (siehe (4.4)), die Größe der Beschleunigungszone ist für diese Betrachtung nicht relevant, siehe Abschnitt 3.1. Der Gyrationradius der Elektronen maximaler Energie ist mit  $r_{\text{gyr}} \approx 10^{10}$  cm sehr viel kleiner als die Ausdehnung des Strahlungsgebiets. In Fall von PKS 2155-304 ergibt sich ein Äquipartitionsparameter von

$$h = \frac{B^2}{8\pi mc^2 \int_0^\infty d\gamma \gamma N_{e^-}(\gamma)} = 0.13 \quad (4.1)$$

für die Magnetfeldenergie im Blob im Verhältnis zur kinetischen Elektronenenergie. Dieser ist mit Vorsicht zu behandeln, da das Magnetfeld welches den Jet stabilisiert, für welches  $h \approx 1$  gelten muss, nicht zwangsläufig das willkürlich orientierte Magnetfeld des Blobs ist, sondern eher die helikale Magnetfeldstruktur am Rand des Jets, siehe Kapitel 3.4.



**Abbildung 4.3:** Stationäre Elektronendichte des Grundzustands von PKS 2155-304 in der Beschleunigungszone, welche als Injektionsfunktion der Strahlungszone dient.

Wie man Abbildung 4.3 entnimmt, beträgt die Steigung  $s$  für  $\gamma > \gamma_{0e^-}$  der Elektronenverteilung in der Beschleunigungszone  $s \approx 2.04$ , was man aus der Beschleunigungstheorie erwarten würde, vgl. Abschnitt 3.3 und Weidinger (2009). Der Cutoff im Elektronen-

spektrum befindet sich erwartungsgemäß bei

$$\gamma_{\text{cut}} = \frac{1}{\beta_{s,e} t_{\text{acc}}} \approx 1.03 \cdot 10^5 .$$

Die Form des Cutoffs ist durch die Effizienz der diffusiven Beschleunigung, also  $a$  bestimmt, siehe Abschnitt 3.3. In der Strahlungszone findet keine Beschleunigung mehr statt, entsprechend kommt es zu einem spektralen Bruch in der Elektronenverteilung, sobald die Kühlung der Teilchen dominiert. Wenn Elektronen effektiv Energie verlieren, bevor sie das betrachtete Gebiet verlassen können, d.h.  $t_{\text{cool}} < t_{\text{esc,rad,e}}$  (vgl. Rieger 2011), wird das Elektronenspektrum weicher. Im vorliegenden Fall um genau "1", was der theoretischen Erwartung entspricht. Es wird also das Elektronenspektrum selbstkonsistent durch das Modell generiert und stellt keinen Freiheitsgrad, wie in anderen Modellen (Ghisellini et al. 1998; Tavecchio et al. 2001) dar. Durch den Vergleich des statischen Spektrums mit der theoretischen Erwartung kann man das Modell verifizieren. Viel interessanter sind aber die Folgerungen, die man auf Grundlage des Beschleunigungsmodells für die grundlegenden Plasmamparameter ziehen kann. Aus der Fermi-I Beschleunigungstheorie lässt sich das Kompressionsverhältnis  $r$  berechnen, siehe Abschnitt 2.7. Man erhält für PKS 2155-304

$$r = 3.7, \tag{4.2}$$

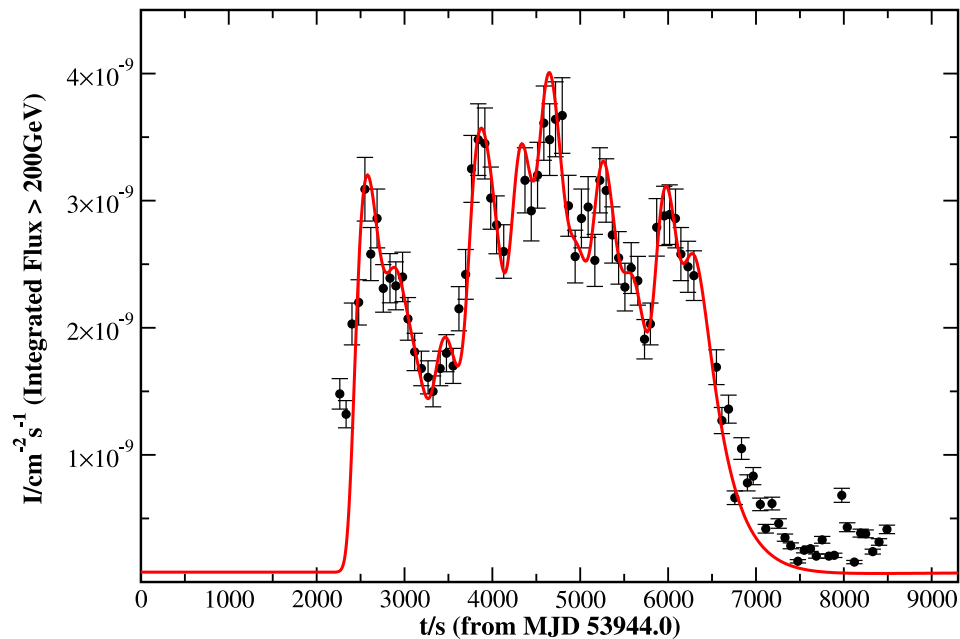
was einem starken nicht-relativistischen Schock entspricht. Damit die Diffusionsnäherung ihre Gültigkeit behält, muss für die mittlere freie Weglänge der Elektronen  $\langle l \rangle \ll R_{\text{acc}}$  erfüllt sein. Setzt man die Obergrenze ein, so ergibt sich der maximale räumliche Diffusionskoeffizient  $K_{\parallel}^{\text{max}} = 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . Damit kann nun die maximale Schock- und Alfvéngeschwindigkeit zu

$$v_s^{\text{max}} = 1.0 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}, \quad v_A^{\text{max}} = 3.4 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \tag{4.3}$$

bestimmt werden. Für  $K_{\parallel} \ll K_{\parallel}^{\text{max}}$  ist die Schockgeschwindigkeit  $v_s$  nicht-relativistisch, was man auch bei einem Kompressionsverhältnis von 3.7 erwarten würde, vgl. Abbildung 4.1. Diese Methode liefert also einen unabhängigen Test, ob die Modellannahmen für einen Blazar zutreffen oder nicht. Desweiteren können aber mit einem zeitabhängigen Modell, welches Beschleunigung berücksichtigt, auch Variabilitätsmuster benutzt werden um die Anwendbarkeit der rein leptonischen Hypothese zu prüfen, siehe nächster Abschnitt.

### 4.2.3 Kurzzeitvariabilität im Gammastrahlungsbereich

Besonders interessant ist PKS 2155-304 aber wegen der beobachteten Ultrakurzzeitvariabilität im Hochenergiebereich mit einer Variabilitätszeitskala von  $\approx 5$  min, betrachtet man das FWHM des kürzesten Peaks des gesamten gemessenen Ausbruchs (Aharonian et al. 2007). Der Radius der Beschleunigungszone in Tabelle 4.1 führt nach dem Kausalitätsargument ( $R < ct_{var}$ ) genau zu dieser Zeitskala. Dabei zeigt Aharonian et al. (2007) den gemessenen Photonenfluss oberhalb einer Energie von 200 GeV mit einem Binning von einer Minute. Diese Serie von mindestens fünf relativ starken Ausbrüchen mit weiteren kleinen Eigenschaften über einen Zeitraum von insgesamt 80 min kann nun mit dem zeitabhängigen Modell simuliert werden. Als Ausgangspunkt dient der gefundene Grundzustand mit den Parametern aus Tabelle 4.1, siehe Abbildung 4.2. Die gemessene sowie die modellierte Lichtkurve des gesamten Ausbruchs vom 28.07.2006 im Hochenergiebereich ist in Abbildung 4.4 dargestellt.



**Abbildung 4.4:** Von H.E.S.S. am 28.07.2006 gemessener Photonenfluss über 200 GeV, jeder schwarze Messpunkt entspricht einer Integration von einer Minute, die Variabilitätszeitskala ist im Bereich von fünf Minuten (FWHM). Rot: Simulierte Lichtkurve des gesamten Ausbruchs aus dem in Abbildung 4.2 dargestellten Grundzustand durch variierte Elektroneninjektion in die Beschleunigungszone des Modells. Anmerkung: bereits veröffentlicht in Weidinger u. Spanier (2010a)

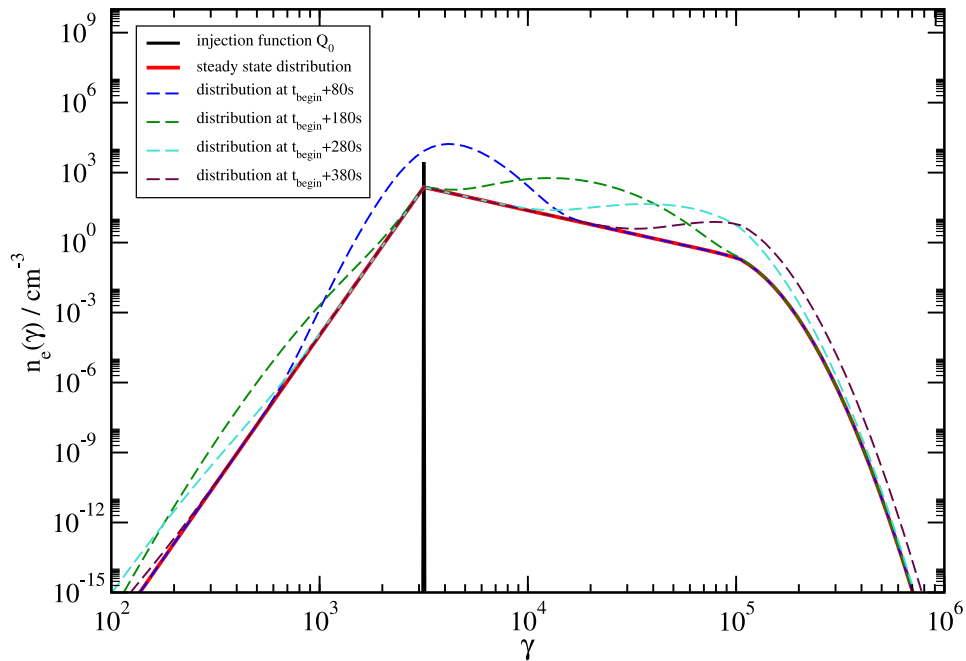
Um diese Lichtkurve zu modellieren, wird die konstante monoenergetische Injektionsfunktion  $Q_{0e}$  mit dem Wert aus Tabelle 4.1 durch eine zeitlich fluktuierende der folgenden Form ersetzt.

$$Q_{0e}(t) = Q_{0e} \cdot \begin{cases} (1 + x_1) & , t_{b1} < t < t_{e1} \\ (1 + x_2) & , t_{b2} < t < t_{e2} \\ \dots & , \dots \\ (1 + x_i) & , t_{bi} < t < t_{ei} \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

Die Elektroneninjektion findet also auch während des Ausbruchs bei der selben Energie statt, lediglich die Dichte der in die Beschleunigungszone injizierten Elektronen ändert sich. Ausgelöst wird diese Art der variierten Injektion durch Dichtefluktuationen der Elektronen entlang der Jetachse, während der Blob sich durch das Jetplasma bewegt. Die Anzahl  $i$  der erhöhten Injektionen, sowie deren individuelle Dauer  $\Delta t'_i = t_{bi} - t_{ei}$  und Höhe  $x_i$  werden durch die Modellierung des beobachteten Ausbruchs bestimmt, da der Flare vom 28.07.2006 von PKS 2155-304 aus mehreren einzelnen Komponenten besteht, reicht eine erhöhte Injektion nicht aus. Im vorliegenden Fall werden im Modell zehn erhöhte Injektionen in die Beschleunigungszone angenommen um den kompletten Ausbruch zu simulieren. Es handelt sich also um starke Variationen in der Elektronendichte des Jetplasmas vor dem Blob. Die Dauer und Höhe der Einzelinjektionen sind:

1.  $x_1 = 297$ ,  $\Delta t'_1 = 1000$  s
2.  $x_2 = 122$ ,  $t'_{b2} = 2.0 \cdot 10^4$  s,  $\Delta t'_2 = 1000$  s
3.  $x_3 = 143$ ,  $t'_{b3} = 4.6 \cdot 10^4$  s,  $\Delta t'_3 = 1000$  s
4.  $x_4 = 58$ ,  $t'_{b4} = 6.3 \cdot 10^4$  s,  $\Delta t'_4 = 5000$  s
5.  $x_5 = 243$ ,  $t'_{b5} = 8.9 \cdot 10^4$  s,  $\Delta t'_5 = 1000$  s
6.  $x_6 = 127$ ,  $t'_{b6} = 1.1 \cdot 10^5$  s,  $\Delta t'_6 = 2000$  s
7.  $x_7 = 212$ ,  $t'_{b7} = 1.4 \cdot 10^5$  s,  $\Delta t'_7 = 1000$  s
8.  $x_8 = 878$ ,  $t'_{b8} = 1.5 \cdot 10^5$  s,  $\Delta t'_8 = 100$  s
9.  $x_9 = 123$ ,  $t'_{b9} = 1.7 \cdot 10^5$  s,  $\Delta t'_9 = 2000$  s
10.  $x_{10} = 142$ ,  $t'_{b10} = 1.8 \cdot 10^5$  s,  $\Delta t'_{10} = 1000$  s

Die Liste ist reskaliert auf  $t_{b1} = 0$ , die Zeitangaben in der Liste beziehen sich auf das Ruhesystem des Blobs, während die Zeitachse in Abbildung 4.4 sich auf das Beobachtersystem bezieht. Mit dem Modell ist es also möglich sogar kleine Substrukturen des Flares aufzulösen. In der ursprünglichen Veröffentlichung (Aharonian et al. 2007) geht man von mindestens fünf großen Flares innerhalb des Ausbruchs aus. Dabei erlaubt die wesentlich kleinere Beschleunigungszone auch kürzere Variabilitätszeitskalen als man von der Ausdehnung der Strahlungszone erwarten würde. Die Evolution der Elektronen während der ersten  $t = 380$  s (im Beobachtersystem) nach Beginn des Flares ist in Abbildung 4.5 dargestellt.



**Abbildung 4.5:** Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte in der Beschleunigungszone von PKS 2155-304 während des ersten Peaks in der Lichtkurve, vgl. Abbildung 4.4, nach der um  $x_1$  erhöhten Injektion aus dem Grundzustand. Anmerkung: in ähnlicher Form veröffentlicht in Weidinger u. Spanier (2010a)

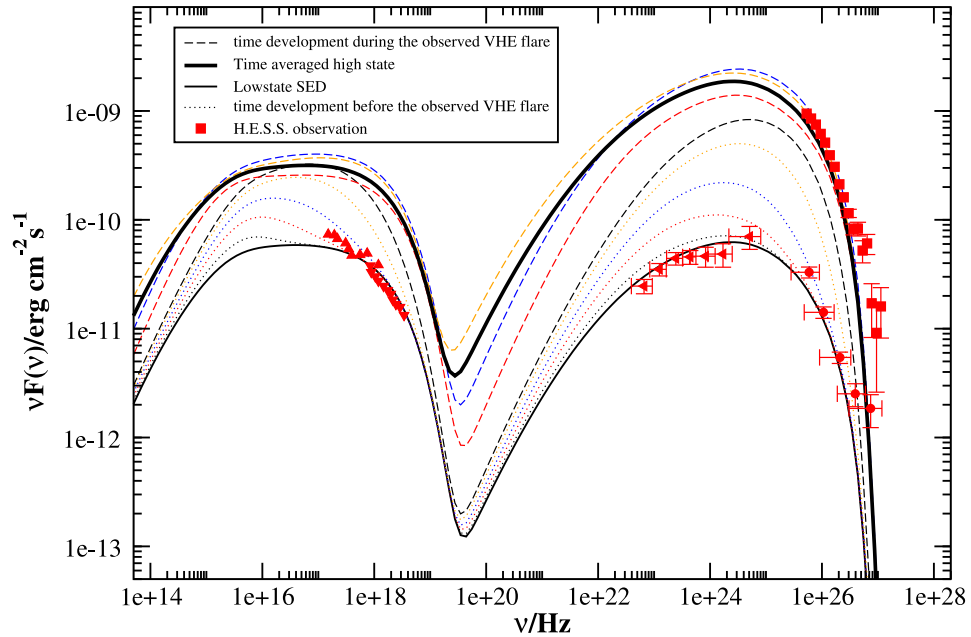
Sie stellt die Entwicklung der Elektronenverteilung in der Beschleunigungszone, ausgehend vom stationären Grundzustand, während und nach der Ersten erhöhten Injektion mit  $x_1$  bis kurz vor der zweiten Injektion  $i = 2$  dar. Man kann in der Zeitentwicklung sehr gut verfolgen, wie die Elektronen von ihrer Injektionsenergie  $\gamma_{0e}$  zu höheren Lorentzfaktoren beschleunigt werden. Erst nach  $t = 180$  s im Beobachtersystem ist die Elektronendichte auch bei sehr hohen Energien stark erhöht, während der niederener-

getische Bereich bereits wieder abklingt. Dies führt zu charakteristischen Interband-Zeitverzögerungen (siehe nächster Abschnitt). Der Energietransport muss also erst von kleinen zu großen Energien stattfinden, indem die Elektronen beschleunigt werden. Die Dauer dieses Prozesses hängt von der Stärke des Magnetfelds  $B$  sowie der Beschleunigungszeitskala  $t_{\text{acc,e}}$  ab. In Abbildung 4.5 kann man also die Evolution der Elektronen in der Beschleunigungszone während des ersten Peaks in der Lichtkurve (vgl. Abbildung 4.4) nachvollziehen. Alle weiteren erhöhten Injektionen laufen analog ab, die zeitliche Entwicklung Elektronendichte ist somit eine Überlagerung aus neuen beschleunigten Elektronen und den bereits beschleunigten und abklingenden, welche die beobachtete Lichtkurve in Abbildung 4.4 ergeben.

Mit Hilfe des Modells ist es, anders als in den Beobachtungen, möglich zu jedem Zeitpunkt des Ausbruchs vom 28.07.2006 eine spektrale Energieverteilung zu berechnen. Man kann also die zeitliche Entwicklung der SED während des Flares in beliebig guter Zeitauflösung bestimmen. Bei der Beobachtung z.B. mit Air-Cherenkov Teleskopen hingegen ist zur Erzeugung des Spektrums immer eine Zeitintegration notwendig um die entsprechenden Datenpunkte zu erhalten, was die Zeitauflösung begrenzt. Darüberhinaus ergibt sich durch die Modellierung des Ausbruchs auf Basis des Grundzustands die gesamte SED von PKS 2155-304 während des Flares. Man erhält also Informationen über die Form der SED in allen Frequenzbereichen zu jedem Zeitpunkt und so über das Verhalten in den unterschiedlichen Energiebändern, auch wenn diese nicht beobachtet wurden. Abbildung 4.6 zeigt den Vergleich der zeitintegrierten Daten des Ausbruchs wie sie von H.E.S.S. ermittelt wurden, und die über den Flare gemittelte SED des Modells. Man kann damit zum einen die Flaremodellierung verifizieren, da Datenpunkte und Modell sehr gut übereinstimmen, zum anderen erhält man die gesamte gemittelte SED für einen Ausbruch, welcher durch Dichtefluktuationen entlang der Jetachse ausgelöst wird. Weitere Beobachtungen könnten hier das Modell unterstützen bzw. die Parameter weiter eingrenzen.

Zusätzlich ist in Abbildung 4.6 die zeitliche Entwicklung der SED während des von H.E.S.S. beobachteten Flares als gestrichelte Linien dargestellt (über diese wurde mit mehr Zwischenschritten gemittelt). Bei einem solchen Ausbruch verschieben sich die  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen nach der Mittelung nicht, wohl aber in den einzelnen Zeitschritten. Die Peakposition ist für einen Elektronenindex von  $\approx 2.04$  aufgrund des Zusammenhangs von Potenzgesetzelektronenverteilungen und deren Synchrotronabstrahlcharakteristik (Rüger et al. 2010) von der Position des spektralen Bruchs im Elektronenspektrum





**Abbildung 4.6:** Zeitintegriertes Spektrum von H.E.S.S. des Flares vom 28.07.2006 (Aharonian et al. 2007) zusammen mit der über den Flare gemittelten Modell SED (dicke Linie). Gestrichelt: einzelne Zeitschritte während des Flares, gepunktet: Entwicklung der SED vor der H.E.S.S.-Detektion des Flares im Hochenergiebereich. Außerdem dargestellt: Der Grundzustand nach Tabelle 4.1. Anmerkung: in ähnlicher Form veröffentlicht in Weidinger u. Spanier (2010a).

in der Strahlungszone abhängig. In jedem einzelnen Zeitschritt mit erhöhter Injektion ändert sich diese Potenzgesetzverteilung aber sehr stark, so dass sich auch der spektrale Bruch verschiebt oder dessen Angabe u.U. nicht mehr möglich ist. Diese Effekte auf die Elektronenverteilungen der einzelnen Zeitschritte mitteln sich dann bei der Gesamtbetrachtung heraus. Übrig bleibt eine höhere Elektronendichte im Blob, welche zur erhöhten SED des Flarezustandes führt. Wie man auch sehen kann, wird durch eine so lange Mittelung der Synchrotronpeak im Highstate verbreitert. Als gepunktete Linien ist in Abbildung 4.6 die Zeitenwicklung der SED dargestellt, bevor H.E.S.S. 2006 eine Veränderung des Flusses, also den Ausbruch, detektierte (d.h. noch vor  $t = 2400$  s der Lichtkurve in Abbildung 4.4). Man kann sehen, dass der Ausbruch v.a. im optischen und Fermi-Energiebereich schon vor dem Flare im sehr hohen (wie im Röntgen-) Energieband sichtbar wird. Dies ist typisch für einen reinen SSC-Ansatz unter der Annahme, dass  $\gamma_{0e} \gg 1$ . Auch dieses Verhalten kann benutzt werden um eine Abgrenzung der Modelle

zu erwirken. In vorliegendem Fall ermöglicht die Flaremodellierung im Hochenergiebereich Aussagen über die anderen Energiebänder. Die Konsistenz des Modells mit den unterschiedlichen Messdaten, sowie die Plausibilität der Parameter des Grundzustands spricht für ein solches Szenario gegenüber anderen, z.B. mehrerer Emissionsregionen (Katarzyński et al. 2008).

#### 4.2.4 Weitere Folgerungen

Wie man in Abbildung 4.6 sehen kann, kann es bei PKS 2155-304 durchaus kleine Flares geben, betrachtet man beispielsweise nur die gepunkteten SEDs, welche sich auf das Verhalten vor dem eigentlichen Flare beziehen. Hier erwartet man eine starke Korrelation zwischen dem optischen und dem Fermi-Energiebereich. Eine leichte Korrelation zwischen dem optischen und Röntgenenergiebereich wird ebenso erwartet, nicht aber zwischen diesen Energiebändern und dem VHE Bereich von H.E.S.S., wie man es auch in HESS u. Fermi-LAT collaborations (2009) beobachtet hat.

Eine Mittelung über diesen Zeitraum ergäbe einen stark erhöhten optischen Fluss, wobei der Fluss im Röntgenbereich nahezu konstant auf dem Wert des Grundzustandes bleibt. Dies ist ein weiteres mögliches Szenario für die starke Abweichung der ATOM Daten in HESS u. Fermi-LAT collaborations (2009) im Vergleich zu den ROTSE Messungen aus Aharonian et al. (2005b). Dies sind natürlich nur erste Hinweise; zur Quantifizierung müsste man einen solchen Ausbruch nach obigen Schema gezielt modellieren.

Betrachtet man das zeitliche Verhalten der SED während des Ausbruchs vom 28.07.2006, so kann man erkennen, dass es zu einer Zeitverzögerung (ein sog. Lag) zwischen dem optischen bzw. Fermi-Band und dem Röntgen- bzw. H.E.S.S. Flare kommt, was in den Lichtkurven der einzelnen Energiebänder zu identifizierbaren Mustern führt. Dies kann benutzt werden um die Art eines Ausbruchs in einem Blazar zu bestimmen. In Fall von PKS 2155-304 ist dies eine Fluktuation in der Elektronendichte entlang der Jetachse. Die Lichtkurven des zweiten Flares von PKS 2155-304 am 30.07.2006 (Aharonian et al. 2009) mit einem kleinen Lag zwischen Gammastrahlungs- und Röntgenbereich deuten auf eine analoge Ursache hin.

Die Masse des zentralen schwarzen Lochs von PKS 2155-304 ist nicht genau bekannt, nach Abschätzungen durch viele unterschiedliche Methoden ist diese (Zhang et al. 2005b)

$$1.45 \cdot 10^8 M_{\odot} \leq M_{\text{BH}} \leq 10^9 M_{\odot} . \quad (4.4)$$

Das minimale Eddingtonlimit von PKS 2155-304 ist somit  $L_{\text{edd}} = 1.83 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$  für den kleinsten Wert von (4.4). Die minimal in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft ist

$$L_{\text{inj}} = \frac{4}{3} \pi R_{\text{acc}}^3 \left( \frac{\delta}{2} \right)^2 m_e c^2 \int_1^\infty d\gamma \gamma \frac{Q_{0e}}{t_{\text{esc,e}}} = 1.62 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1} . \quad (4.5)$$

Die injizierte Leuchtkraft überschreitet also auch nicht im Falle des Ausbruchs, für den kurzzeitig  $L_{\text{inj,i}} \approx 100 L_{\text{inj}}$  gilt, das Eddingtonlimit und entspricht der Erwartung für die Effizienz von BL Lac Objekten, z.B. (Treves et al. 2002). Dies bestätigt einen poyntingflussdominierten Jet von PKS 2155-304 und die Annahme, dass hier keine Protonen zu hohen Energien beschleunigt werden. Für eine Eddingtoneffizienz poyntingflussdominierter Jets von  $10^{-4} L_{\text{edd}}$  ergibt sich für PKS 2155-304 ein Bulk-Lorentzfaktor und Beobachtungswinkel von

$$\Gamma = 26.0 , \quad \theta_{\text{obs}} = 0.5^\circ . \quad (4.6)$$

Der relativ hohe Dopplerfaktor von PKS 2155-304 ergibt sich also aus einem moderaten Bulk-Lorentzfaktor des Blobs, da dieser bei einem sehr geringen Winkel beobachtet wird.

## 4.3 HBL: 1 ES 1218+30.4

### 4.3.1 Eigenschaften

Auch der Blazar 1 ES 1218+30.4 gehört wie PKS 2155-304 zur Klasse der HBLs. Mit einer Rotverschiebung von  $z = 0.182$  (Véron-Cetty u. Véron 2003) ist dieses BL Lac Objekt ähnlich weit entfernt wie PKS 2155-304. Der erste  $\nu F_\nu$ -Peak im Spektrum tritt bei  $\approx 10^{17} \text{ Hz}$  auf. Der zugehörige Hochenergiepeak ist bei  $\nu F_\nu \approx 10^{20} \text{ Hz}$  auszumachen. Die Luminosität von 1 ES 1218+30.4 ist etwas geringer als die von PKS 2155-304. Dies entspricht der Erwartung nach der Blazar-Sequenz und ist der Grund, warum 1 ES 1218+30.4 erst relativ spät in den sehr hohen Energien beobachtet werden konnte. Aus dem dritten EGRET Katalog sind für diese Quelle nur Upper-Limits vorhanden (Hartman et al. 1999). Bei der Entdeckung der Hochenergieemission von 1 ES 1218+30.4 durch MAGIC 2005 (Albert et al. 2006a) war es die zweitfernteste Punktquelle von Gammastrahlung (Bretz et al. 2005), mittlerweile werden jedoch sehr viel weiter entfernte Blazare im Hochenergiebereich beobachtet. Man würde 1 ES 1218+30.4 heute

deshalb eher zu nahen Blazaren zuordnen.

Im Röntgenbereich kann 1 ES 1218+30.4 mit 2A 1219+30.5 identifiziert werden (Wilson et al. 1979; Ledden et al. 1981). In diesem Energiebereich wird 1 ES 1218+30.4 v.a. von BeppoSAX (Donato et al. 2005) und Swift (Tramacere et al. 2007) beobachtet. Das VERITAS Teleskop konnte 1 ES 1218+30.4 erstmals 2008 (Acciari et al. 2009) im selben Flusszustand wie MAGIC beobachten. Bei einer VERITAS-Kampagne im Jahr 2010 fand man eine sehr geringe Variabilität von 1 ES 1218+30.4 im Hochenergiebereich (Acciari et al. 2010b). Leider existieren hierzu keine Multiwellenlängen-Daten wie bei vielen anderen Quellen, sondern nur Beobachtungen verschiedener Energiebänder zu unterschiedlichen Zeiten. Da aber diese Quelle kaum variabel ist, was durch die stets gleichen Flusszustände in allen Energiebändern, v.a. von VERITAS 2009 und MAGIC 2005, bestätigt wird, ist trotzdem eine Modellierung der gesamten SED von 1 ES 1218+30.4 möglich.

Mit der MAGIC 2005 Datenbasis ist dies mit einem selbstkonsistenten Modell von Rieger et al. (2010) bereits durchgeführt worden. Hier wird nun die breitere Datenbasis mit den VERITAS Beobachtungen im Kontext der Variabilität betrachtet. Hierfür ist die selbstkonsistente Betrachtung inklusive Teilchenbeschleunigung essentiell. Auch neue Beobachtungen mit dem MAGIC Air-Cherenkov Teleskop zeigen kaum Variabilität von 1 ES 1218+30.4 und bestätigen den selben Flusszustand im Hochenergiebereich, wie er bereits 2009 und 2005 detektiert wurde (Colin et al. 2011). Somit kann von einem Grundzustand von 1 ES 1218+30.4 ausgegangen werden und alle Daten, wenngleich sie nicht simultan aufgenommen wurden, können zur Modellierung der SED benutzt werden.

### 4.3.2 Der Grundzustand

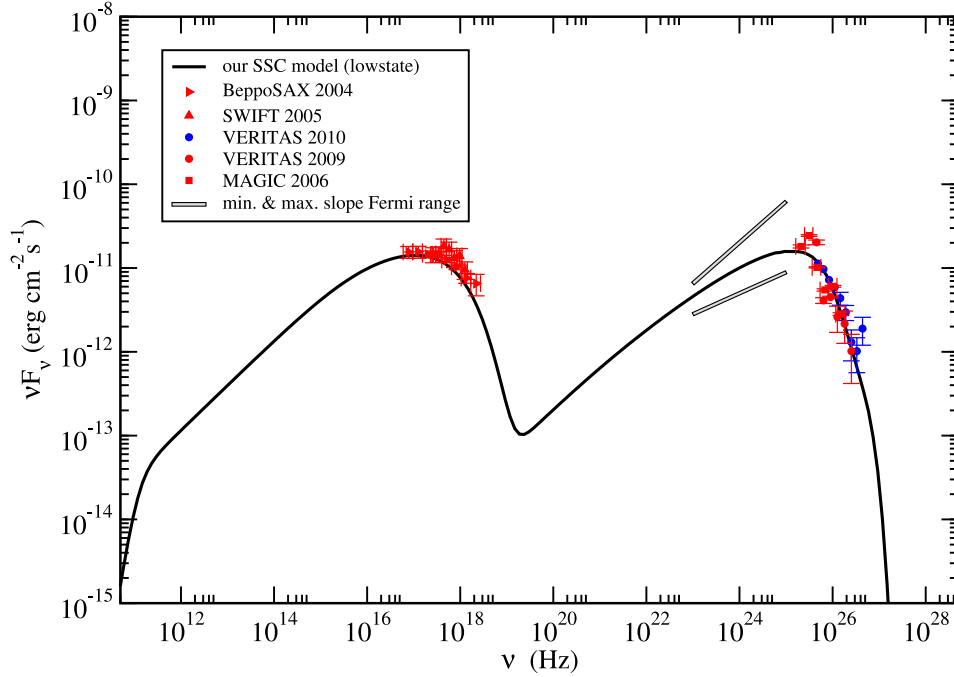
Zur Modellierung des Grundzustands von 1 ES 1218+30.4 werden alle verfügbaren Daten von BeppoSAX (Donato et al. 2005) und Swift (Tramacere et al. 2007) im harten Röntgenbereich und die Daten von MAGIC (Albert et al. 2006b) sowie VERITAS (Acciari et al. 2009) im Gammastrahlungsbereich herangezogen. Außerdem werden auch die spektralen Daten aus der VERITAS 2008/2009 Kampagne (Acciari et al. 2010b) herangezogen. Durch die relativ lange Integrationsdauer bei dieser Beobachtung vom 29.12.2008 bis 23.04.2009 spielt der geringe und kurze Ausbruch von  $\approx 5$  d mit einer Erhöhung des Flusses um den Faktor  $\approx 4$  im Januar 2009 von 1 ES 1218+30.4 keine Rolle, was man wieder am selben Flusszustand dieser Daten zu den anderen sehen

kann, siehe auch Acciari et al. (2010b). Der von Fermi-LAT gemessene Photonenindex von  $1.63 \pm 0.12$  (Abdo et al. 2010a) für 1 ES 1218+30.4 wird im Energiebereich 10 GeV bis 300 GeV ebenso berücksichtigt. Damit ergibt sich eine relativ gute experimentelle Abdeckung des Spektrums von 1 ES 1218+30.4 in drei Energiebereichen, was allerdings nur der Fall ist, da dieses HBL nur sehr wenig variabel ist. Die Parameter zur Bestimmung der spektralen Energieverteilung von 1 ES 1218+30.4 im Grundzustand mit dem vorgestellten selbstkonsistenten Hybridmodell sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
0	–	$6.25 \cdot 10^4$	3	0.12
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$6.0 \cdot 10^{14}$	$3.0 \cdot 10^{15}$	1.11	10	44

Tabelle 4.2: Die gewählten Parameter für den modellierten Grundzustand von 1 ES 1218+30.4, siehe Abbildung 4.7, unter Verwendung aller verfügbaren spektralen Daten, im Fermi-Energiebereich wird der gemessene Photonenindex berücksichtigt, siehe auch Weidinger u. Spanier (2010b).

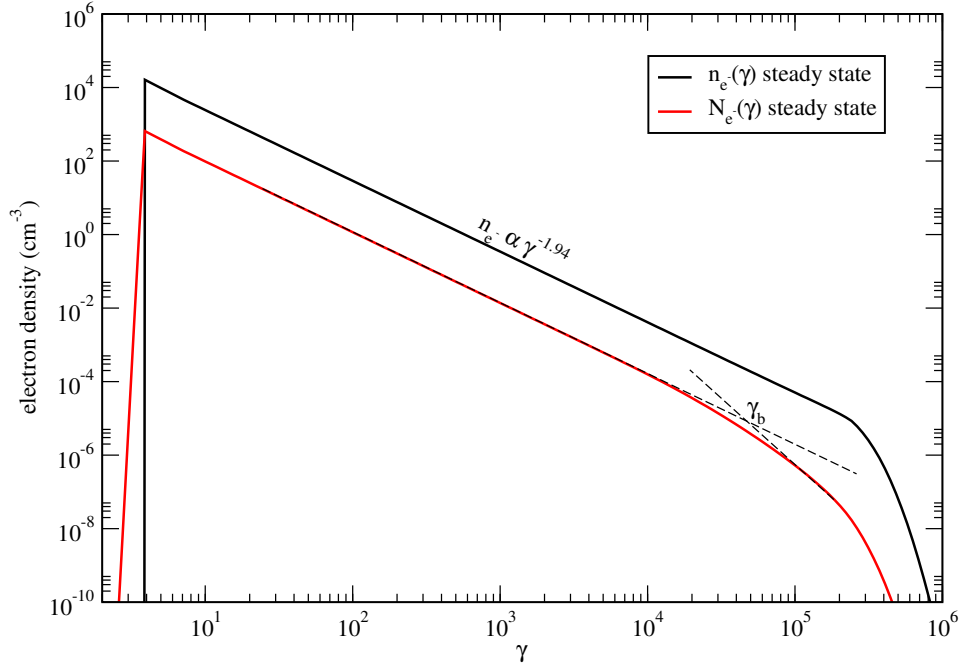
Wie bereits bei dem HBL PKS 2155-304 ist auch bei 1 ES 1218+30.4 keine Injektion von Protonen nötig um die SED zu erklären. Die Parameter aus Tabelle 4.2 befinden sich in einem Bereich, wie er für SSC-Modelle typisch ist oder schon in früheren Modellierungsversuchen gefunden wurden, siehe z.B. Rieger et al. (2010). Auch sind die Parameter innerhalb der Erwartung aus Messungen der scheinbaren Überlichtgeschwindigkeit und die Ausdehnung der Strahlungszone ist größer als der Schwarzschildradius  $\approx 3 \cdot 10^{14}$  cm des zentralen schwarzen Lochs von 1 ES 1218+30.4, weitere Einschränkungen sind wegen der geringen Variabilität hier jedoch nicht möglich. Das Magnetfeld ist groß genug um  $r_{\text{gyr}} = 1.4 \cdot 10^{10}$  cm  $\ll R_{\text{rad}}$  zu garantieren. Der Äquipartitionsparameter (siehe Gleichung (4.1)) ist  $h = 0.02$ . Es ist also viel mehr Energie in den nicht-thermischen Elektronen als im Magnetfeld, bezüglich der Stabilität des Jets hat dies jedoch, wie bereits erwähnt, keine Bedeutung und dient allenfalls als Orientierung, nicht aber als mögliche Falsifizierung des Modells. Die Absorption von hochenergetischen Photonen am extragalaktischen Hintergrund (siehe Abschnitt 2.2.1) in Abbildung 4.7 ist in der modellierten SED berücksichtigt. Die Modell-SED im Hochenergiebereich ist dabei mit dem EBL-Modell von Primack et al. (2005) absorbiert, um eine Vergleichbarkeit mit denen durch das EBL betroffenen Messdaten zu garantieren. Wie man in Abbildung 4.7



**Abbildung 4.7:** SED von 1 ES 1218+30.4 modelliert ohne hadronischen Anteil mit den Parametern aus Tabelle 4.2. Die Modell-SED ist EBL korrigiert mit Primack et al. (2005). Eine Modellierung ist auch ohne Multiwellenlängendaten möglich, da 1 ES 1218+30.4 kaum Variabel ist. Die grauen Linien deuten die minimale und maximale Steigung im Fermi LAT Energiebereich an. Siehe auch Weidinger u. Spanier (2010b)

sehen kann, werden die spektralen Indizes in den einzelnen Bereichen sehr gut reproduziert. Im Röntgenbereich von Swift und BeppoSAX findet man einen Photonenindex von  $\alpha_{\text{xray}} = 2.68$ , im Energiebereich von Fermi  $\alpha_{\text{fer}} = 1.69$  und im Gammastrahlungsbereich von VERITAS und MAGIC  $\alpha_{\text{VHE}} = -3.53$  für den Grundzustand des Modells. Das intrinsische Spektrum der Quelle im VHE-Bereich ist härter als das beobachtete, vgl. Abbildung 2.4. Im niederenergetischen Bereich kann man in Abbildung 4.7 deutlich das Abknicken des Modellspektrums aufgrund der Synchrotronselfabsorption (siehe Abschnitt 3.2) erkennen, die Steigung ist hier  $5/2$ .

In Abbildung 4.8 sind die beiden stationären Elektronendichten, welche zum Grundzustand von 1 ES 1218+30.4 gehören, dargestellt. Für reine Fermi-I Prozesse gilt  $s = -2.11 = -(1 + t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}})$ , vgl. Abschnitt 3.3. Die relativ starken Alfvénwellen für  $a = 10$  erlauben im Falle des Grundzustands von 1 ES 1218+30.4 sogar einen Elektronenindex



**Abbildung 4.8:** Stationäre Elektronendichten in der Beschleunigungs- (schwarz) und Strahlungszone (rot), welche im Modell den Grundzustand von 1 ES 1218+30.4, siehe Abbildung 4.7, erzeugen. Wegen dem starken diffusen Anteil durch  $a = 10$ , siehe Tabelle 4.2, ist das Elektronenspektrum härter als  $-2.11$  und die Position des spektralen Bruchs ausgeschmiert.

von  $s = -1.94$ , welcher härter ist als das theoretische Maximum, der nichtrelativistischen Fermi-I Beschleunigungsbetrachtung. Das Modell ist somit in der Lage auch härtere Teilchenspektren zu erzeugen, als man alleine durch Schockbeschleunigung erklären kann, was auf den Beitrag der stochastischen Beschleunigung zurückzuführen ist. Diese sorgt auch dafür, dass der spektrale Bruch im Elektronenspektrum in der Strahlungszone  $\gamma_b$  kein hartes Abknicken ist, sondern einen weichen Übergang darstellt.  $\gamma_b$  kann, wie in Abbildung 4.8 dargestellt, am einfachsten graphisch bestimmt werden. Das so gewonnene  $\gamma_b \approx 5 \cdot 10^4$  entspricht der Erwartung  $t_{\text{cool}}(\gamma_b) = t_{\text{esc,rad,e}}$ . Auch die Position des Cutoffs bei  $\gamma_{\text{cut}} \approx 3 \cdot 10^5$  entspricht  $\gamma_{\text{cut}} = (\beta_{s,e} t_{\text{acc,e}})^{-1}$ . Das Generieren dieser Größen dient in erster Linie zum Vergleich mit anderen Modellen, die diese als Parameter besitzen, z.B. Rieger et al. (2010); Ghisellini et al. (1998). Man kann damit v.a. diese Modelle verifizieren oder falsifizieren, da nur in einem selbstkonsistenten Modell wie hier diese Größen aus den physikalischen Gegebenheiten hervorgehen und nicht als Modellparameter verwendet werden. Analog zu PKS 2155-304 bestimmt sich das Kompressionsverhältnis bei

einem erwarteten Spektralindex von  $s = -2.11$  aus reiner Schockbeschleunigung zu

$$r = 3.7, \quad (4.7)$$

also das eines starken nicht-relativistischen Schocks. Für den maximalen räumlichen Diffusionskoeffizienten von  $K_{\parallel}^{\max} = 6 \cdot 10^{24} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  aus der Bedingung, dass die mittlere freie Weglänge der Elektronen  $\langle l \rangle = R_{\text{acc}}$  gerade der Ausdehnung der Beschleunigungszone entspricht, kann man die typischen Geschwindigkeiten des Plasmas (4.8) von 1 ES 1218+30.4 bestimmen.

$$v_s^{\max} = 9.9 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}, \quad v_A^{\max} = 4.7 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \quad (4.8)$$

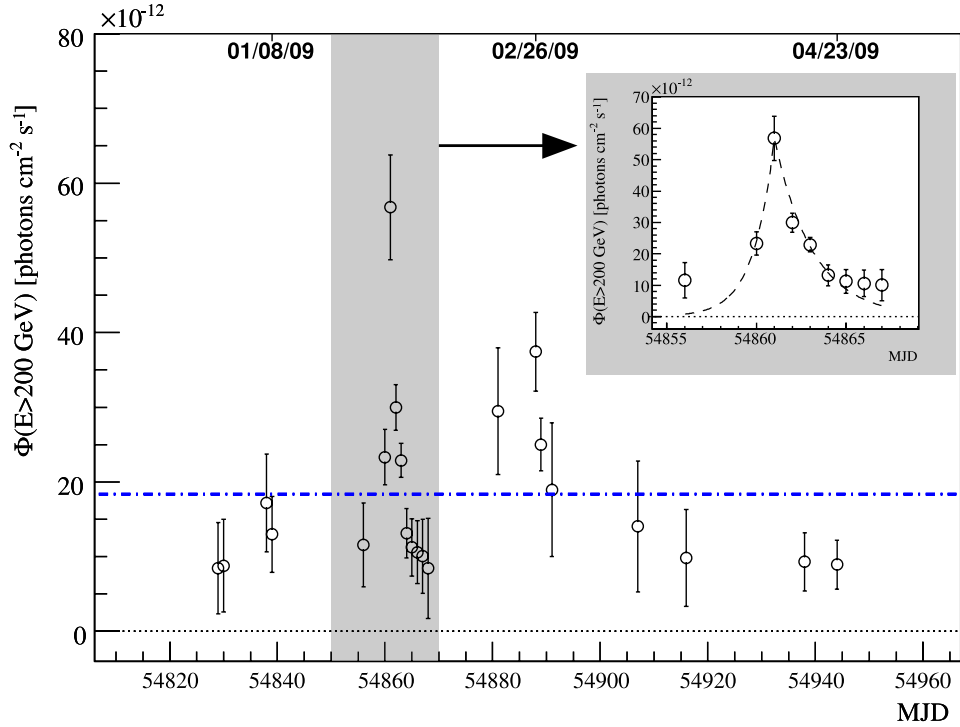
Für realistischere Werte von  $\langle l \rangle \ll R_{\text{rad}}$  und somit  $K_{\parallel}^{\max}$  sind diese deutlich unterhalb der Lichtgeschwindigkeit. Es handelt sich also um nicht-relativistische Schocks, was das Kompressionsverhältnis (4.7) bestätigt und somit die Anwendbarkeit der im Modell verwendeten Beschleunigungstheorie. Die Elektronendichte ist in der Strahlungszone geringer, um Teilchenzahlerhaltung zu gewährleisten. Mit dem gefunden Grundzustand von 1 ES 1218+30.4, siehe Abbildung 4.7 und Tabelle 4.2, kann nun der leichte Ausbruch im Hochenergiebereich modelliert werden.

### 4.3.3 VERITAS Flare von 2009 und Folgerungen

Aus Übersichtsgründen ist die gesamte Lichtkurve während der VERITAS Beobachtung vom 29.12.2008 bis 23.04.2009 in Abbildung 4.9 dargestellt. Der Blazar ist also fast über die gesamte Beobachtungsdauer in seinem Grundzustand.

Deshalb ergibt sich bei der Erzeugung des Spektrums aus der Integration über den gesamten Beobachtungszeitraum auch keine Abweichung vom Grundzustand und die Daten können zur Modellierung dessen herangezogen werden, siehe Abbildung 4.7. Das Inset von Abbildung 4.9 zeigt den relativ kleinen Ausbruch von 1 ES 1218+30.4 vom 24.01.2009 bis 03.02.2009 bei dem sich der Photonfluss über 200 GeV um den Faktor  $\approx 6$  auf einer Zeitskala von  $\approx 5$  d ändert. Ausgehend vom Grundzustand des HBL mit den Parametern aus Tabelle 4.2 kann dieser Flare von 1 ES 1218+30.4 mit dem vorliegenden Modell simuliert werden. Wie bereits bei PKS 2155-304 wird der Ausbruch in diesem Fall durch Dichtefluktuationen der Elektronen innerhalb des Jets erklärt, durch die sich das betrachtete Gebiet bewegt. D.h. die Injektionsfunktion der Beschleunigungszone ist wieder nicht mehr statisch sondern zeitabhängig. Die Form der Zeitabhängigkeit wird





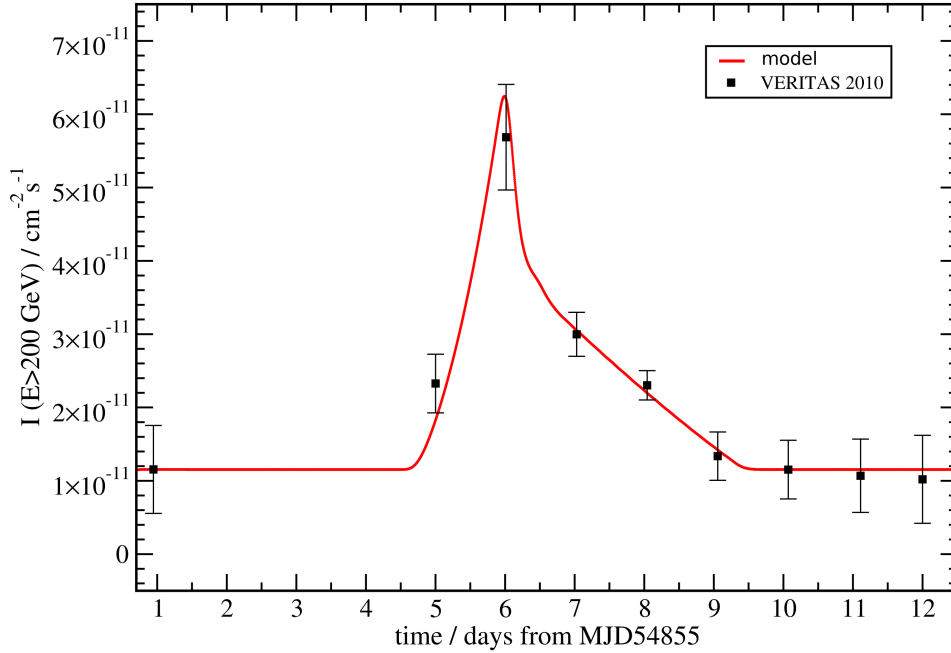
**Abbildung 4.9:** Beobachteter Photonfluss über 200 GeV von VERITAS über die gesamte Kampagne, aus Acciari et al. (2010b). Das Inset zeigt den variablen Anteil der Lichtkurve, welcher mit  $\approx 10$  d nur einen geringen Anteil der gesamten Beobachtungsdauer von  $\approx 4$  Monaten hat.

durch die Dichtefluktuationen der Elektronen bestimmt und ist somit eine andere als bei PKS 2155-304, die Ursache des Ausbruchs bleibt aber die gleiche für beide Objekte. Die Form der Injektionsfunktion zur Modellierung des Ausbruchs von 1 ES 1218+30.4 ist

$$Q_{0e}(t) = Q_{0e} \cdot \begin{cases} 1 + \left(\frac{t}{t_{\text{var}}}\right)^3 & , 0 < t < t_{\text{var}} \\ 1.5 - 0.5 \cdot \frac{t-1.2t_{\text{var}}}{t_{\text{var}}} & , 1.2t_{\text{var}} < t < 2.2t_{\text{var}} \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

mit einer Variabilitätszeitskala  $t_{\text{var}} = 1.5$  d im Beobachtersystem, die Zeiten sind dabei so reskaliert, dass der Beginn des Ausbruchs des Insets von Abbildung 4.9 bei  $t_b = 0$  liegt. Während beim Flare von PKS 2155-304 die ansteigenden Flanken der Lichtkurve direkt durch die Beschleunigungseffizienz und die fallenden Flanken durch die Kühlungszeitskala bestimmt sind, kann man dies im Fall von 1 ES 1218+30.4 nicht mehr sagen. Die Form der Lichtkurve des modellierten Ausbruchs, siehe Abbildung 4.10, ist durch

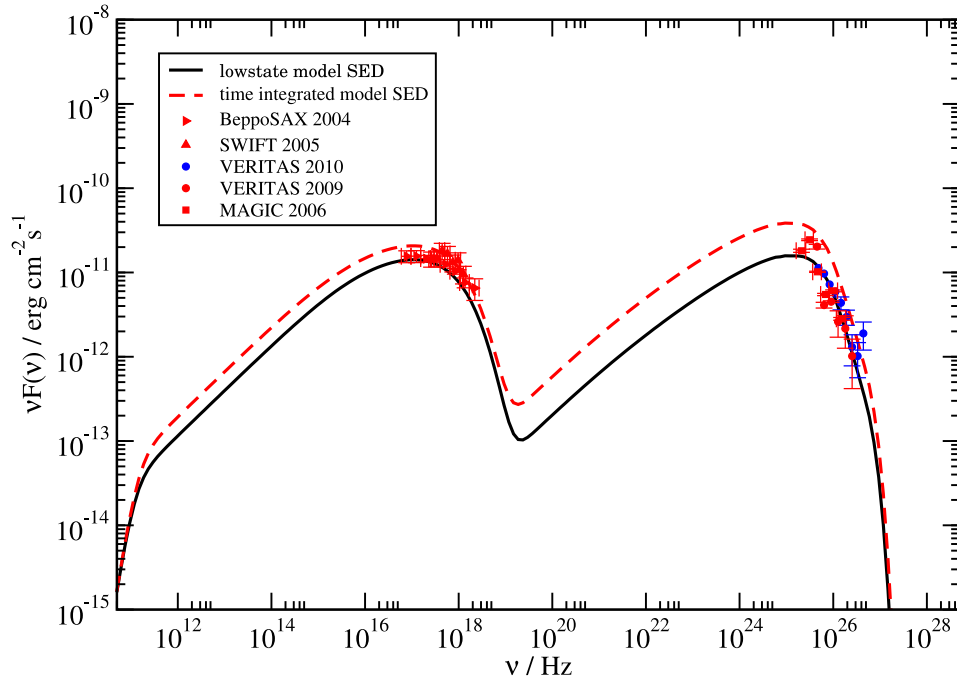
die Art der Variation der Injektionsfunktion dominiert, da  $t'_{\text{var}} \gg t_{\text{acc,e}}$  und  $t'_{\text{var}} \gg t'_{\text{cool}}$ . Man kann also Abbildung 4.10 direkt die Art der Dichtefluktuationen in den Elektronen entlang der Jetachse entnehmen. Während des Flares von 1 ES 1218+30.4 verdoppelt sich die Elektronendichte entlang der Jetachse kubisch und geht dann linear auf ihren ursprünglichen Wert zurück. Das Ergebnis dieser Fluktuation im Hochenergiebereich ist in der Lichtkurve, Abbildung 4.10 dargestellt.



**Abbildung 4.10:** Modellierte Lichtkurve des Ausbruchs von 1 ES 1218+30.4 im Januar/Februar 2009 mittels Dichtefluktuationen aus dem Grundzustand der Quelle (rot), vgl. Inset von Abbildung 4.9, und Messdaten von Acciari et al. (2010b) für den Photonfluss über 200 GeV (Details: siehe Text). Anmerkung: in ähnlicher Form veröffentlicht in Weidinger u. Spanier (2010b)

Mit der gewählten Parametrisierung der Dichtefluktuationen entlang der Jetachse kann der Flare von 1 ES 1218+30.4, wie er zwischen 24.01.2009 und dem 03.02.2009 im Hochenergiebereich gemessen wurde, sehr gut aus dem Grundzustand der Quelle nachvollzogen werden. Alle weiteren Parameter aus Tabelle 4.2 bleiben dabei unverändert. Bei der Erzeugung der Modelllichtkurve in Abbildung 4.10 wird die Absorption der hochenergetischen Photonen am extragalaktischen Hintergrund durch das Modell von Primack et al. (2005) berücksichtigt. Mit Hilfe des Modells ist es möglich die gesamte spektrale

Energieverteilung in jedem Zeitschritt des Ausbruchs zu erzeugen. In Abbildung 4.11 ist die über den Ausbruch von 1 ES 1218+30.4 gemittelte gesamte spektrale Energieverteilung zusammen mit dem Grundzustand aus Tabelle 4.2 dargestellt.



**Abbildung 4.11:** Über den Flare von 1 ES 1218+30.4 (Abbildung 4.10) gemittelte spektrale Energieverteilung (rot) sowie der Grundzustand (schwarz) zusammen mit den verfügbaren Messdaten, siehe Abschnitt 4.3. Anmerkung: bereits in ähnlicher Form veröffentlicht in Weidinger u. Spanier (2010b).

Selbst eine Mittelung nur über den Ausbruch von 1 ES 1218+30.4 zeigt nur eine sehr geringe Variation in der spektralen Energieverteilung. Man kann zwar in Abbildung 4.11 eine signifikante Abweichung vom Grundzustand erkennen, aber nicht im Bereich der einzelnen Instrumente. Der Fluss im Hochenergiebereich von VERITAS und MAGIC ist leicht erhöht aber noch verträglich mit den Fehlerbalken. Der Photonenindex ändert sich in diesem Energiebereich von  $-3.53$  auf  $-3.56$ , was unterhalb der Sensitivität der aktuellen Instrumente liegt. Im Energiebereich von Fermi-LAT gibt es zwar die signifikanteste Abweichung des gemittelten Flarezustandes vom Grundzustand, wegen der relativ langen Integrationsdauer von mindestens 10 d zur Erzeugung eines Spektrums mit dem Fermi Satelliten bei diesen geringen Flusszuständen ist es nicht möglich diese

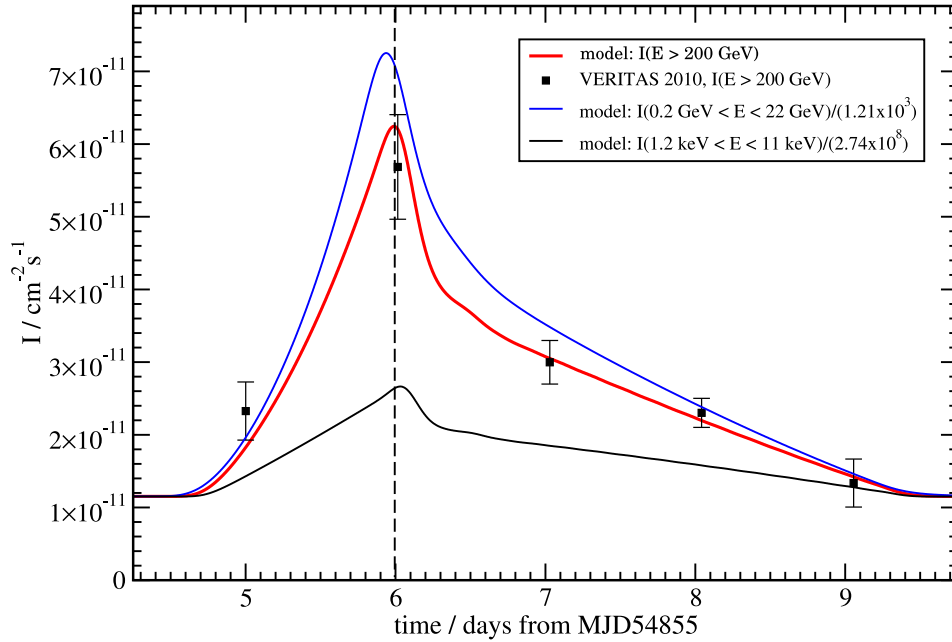
zu detektieren. Der Photonenindex ist auch im Highstate verträglich mit der Messung von Fermi (Abdo et al. 2010a). Im Röntgenenergiebereich ist die Abweichung wiederum nicht signifikant genug, um detektiert zu werden. Der Photonenindex ändert sich bei dieser Mittelung in diesem Energiebereich nicht. Man ist also auf die zeitabhängige spektrale Modellierung mit Beschleunigung und selbstkonsistenter Kühlung angewiesen um Aussagen über das Variabilitätsverhalten von 1 ES 1218+30.4 treffen zu können. Dies gilt für alle nur sehr schwach variablen Blazare, welche eine relativ geringe Leuchtkraft besitzen.

Diese Art der Modellierung ist darüberhinaus aber auch essentiell zur Interpretation zeitintegrierter Spektren, wie z.B. von Fermi-LAT. Gerade in diesem Energiebereich ist es häufig der Fall, dass die Variabilitätszeitskala kleiner ist als die benötigte Integrationsdauer zur Generierung des Spektrums. Diese "ausintegrierte" Variabilität kann dabei Einfluss auf den spektralen Index haben, oder auch den relativen Abstand der  $\nu F_\nu$ -Peakpositionen, sowie deren Größenverhältnis beeinflussen. Bevor man also Rückschlüsse von einer oder mehreren statischen SED auf die grundlegende Physik des Jets ziehen kann, ist es wichtig eine zeitabhängige und konsistente Beschreibung der Emission zu verwenden. Zeitabhängige Modelle sind also nicht nur bei sehr variablen Blazaren essentiell, sondern insbesondere auch bei schwachen und statischen Quellen, sie können helfen unterschiedliche Szenarien und Modelltypen, wie z.B. SSC, EC oder hadronische, abzugrenzen.

#### 4.3.4 Weitere Folgerungen

Mit Hilfe des Modells ist es darüberhinaus möglich die Lichtkurven in anderen Energiebereichen als dem beobachteten Gammastrahlungsbereich zu erhalten. In Abbildung 4.12 sind diese für den modellierten Ausbruch im Röntgen- und unteren Fermi-Energieband zusammen mit der Hochenergielichtkurve dargestellt.

Erwartungsgemäß ist der Ausbruch im Fermi-Energieband vor dem im Hochenergiebereich sichtbar, da Elektronen zunächst von ihrer Injektionsenergie zu höheren beschleunigt werden müssen, um dort eine Flussänderung zu erzeugen. Der Zeitunterschied von 1.26 h ist hier auf die Beschleunigungszeitskala und den Energieunterschied der Elektronen, welche den Flare im Gammastrahlungsbereich und im Fermi-Energieband erzeugen, zurückzuführen. Diese Zeitdifferenz liegt unterhalb des Auflösungsvermögen von Fermi. Die Lichtkurve im Röntgenbereich hingegen ist um  $\approx 1$  h zum Flare im Gam-



**Abbildung 4.12:** Modellierter Flare von 1 ES 1218+30.4 (rot) zusammen mit dem Messdaten von Acciari et al. (2010b) sowie die korrespondierenden Lichtkurven im harten Röntgenbereich (schwarz) und niedrigen Fermiband (blau), die Lichtkurven sind auf den VHE Bereich normiert. Anmerkung: in ähnlicher Form veröffentlicht in Weidinger u. Spanier (2010b).

mastrahlungsbereich verzögert. Für die Synchrotronstrahlung im harten Röntgenbereich sind die höchstenergetischen Elektronen in der Strahlungszone verantwortlich, welche es zunächst zu beschleunigen gilt. Im VHE Bereich hingegen können bereits Elektronen niedriger Energien über den IC-Effekt beitragen, da durch den Grundzustand eine hohe Target-Photonendichte vorhanden ist. Den Zeitunterschied zwischen Röntgen- und Gammastrahlungsbereich könnte man verwenden um das Modell zu verifizieren, beobachtet man einen solchen Ausbruch in diesen Bändern. Allerdings zeigt Abbildung 4.12 bereits den Nachteil einer homogenen Betrachtung der Strahlungszone. Man erwartet in Wirklichkeit aufgrund von Lichtlaufzeiteffekten innerhalb des Blobs größere Verzögerungen zwischen den einzelnen Energiebändern, dieses Problem wird mit orts aufgelösten Modellen, z.B. Richter (2011), adressiert.

Die Injektionsleuchtkraft für den minimalen Bulk-Lorentzfaktor  $\Gamma = \delta/2$  für das rein

leptonische Modell von 1 ES 1218+30.4 ist

$$L_{\text{inj}} = \frac{4}{3}\pi R_{\text{acc}}^3 \left(\frac{\delta}{2}\right)^2 m_e c^2 \int_1^\infty d\gamma \gamma \frac{Q_{0e}}{t_{\text{esc,e}}} = 3.36 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1}. \quad (4.9)$$

Benutzt man die Abschätzung aus Fan et al. (2007) für die Masse des zentralen schwarzen Lochs von 1 ES 1218+30.4 ( $M_{\text{BH}} \approx 2.3 \cdot 10^7 M_\odot$ ), welche ca. eine Größenordnung geringer ist, als man sie für einen durchschnittlichen AGN erwartet (z.B. Barth et al. 2003; Gu et al. 2001), ergibt sich eine Eddingtonleuchtkraft von  $L_{\text{edd}} = 2.9 \cdot 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ . Die Injektionsleuchtkraft ist unterhalb der Eddington-Grenze, wie man es für poyntingflussdominierte Quellen erwartet. Setzt man eine maximale Eddingtoneffizienz von  $\approx 10^{-3} L_{\text{edd}}$  (Treves et al. 2002) an, so lässt sich daraus der Bulk-Lorentzfaktor (4.10) abschätzen und somit zusammen mit dem Dopplerfaktor der Beobachtungswinkel (4.10) bestimmen.

$$\Gamma \approx 64.6, \quad \theta_{\text{obs}} \approx 1.24^\circ \quad (4.10)$$

Dies sind Werte wie man sie für einen Blazar erwartet. Insbesondere ist der Bulk-Lorentzfaktor konsistent mit der Modellierung von 1 ES 1218+30.4 in Rüger et al. (2010). Die Parameter aus Tabelle 4.2 sind dabei in der gleichen Größenordnung, ohne dass ein Dopplerfaktor  $> 50$  angenommen werden muss. Insgesamt zeigt die Konsistenz all dieser Ergebnisse, dass es sich bei 1 ES 1218+30.4 um einen leptonisch dominierten Blazar handelt und die Modellannahmen zutreffen. Weitere (simultane) Beobachtungen können dazu dienen die Parameter weiter einschränken.

## 4.4 HBL: Markarian 501

### 4.4.1 Eigenschaften

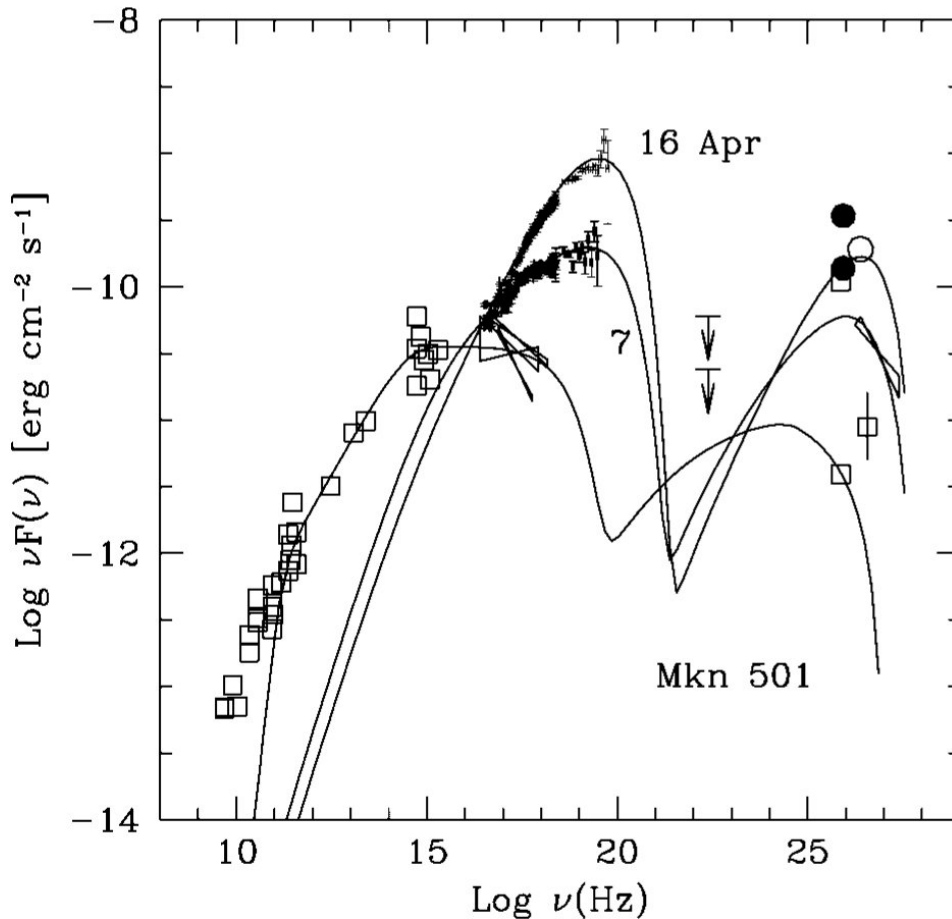
Der Blazar Markarian 501, im folgenden als Mkn 501 abgekürzt, zählt ebenso wie PKS 2155-304 und 1 ES 1218+30.4 zur Klasse der HBLs (*engl.* high frequency peaked BL Lac object). Mit einer Rotverschiebung von  $z = 0.034$  ist dieses HBL weitaus näher gelegen als die bereits erwähnten. Es zeigt daher einen relativ hohen Fluss, die  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen sind  $\approx 10^{17} \text{ Hz}$  im Röntgenbereich und  $\approx 10^{25} \text{ Hz}$  im Gammastrahlungsbereich. Aus diesem Grund wurde die Emission  $> 100 \text{ MeV}$  von Mkn 501 bereits sehr frühzeitig durch das EGRET Experiment entdeckt (Lin et al. 1996). Mkn 501 stellt

mit dem nahegelegenen Blazar Mkn 421 eine der beiden ersten detektierten Quellen dar, welche durch die erste experimentelle Generation der Air-Cherenkov Teleskope (Whipple) im Energiebereich  $> 300$  GeV detektiert werden konnten (Quinn et al. 1996). Dies liegt v.a. an der relativ geringen Entfernung und der damit kaum vorhandenen Absorption dieser Photonen am extragalaktischen Hintergrund, vgl. z.B. Kneiske u. Dole (2008); Primack et al. (2005).

Dass Mkn 501 eine sehr variable Quelle ist, konnte man bereits 1977 im des optischen Energiebereichs abschätzen (Barbieri u. Romano 1977). Aber auch in anderen Energiebereichen existiert von Mkn 501, ebenso wie von Mkn 421, eine sehr breite Datenbasis, was dieses HBL zum idealen Kandidaten macht, um das Spektrum und die Variabilität zu studieren. Erste Multiwellenlängenbeobachtungen im optischen bis hin zum Röntgenbereich von Mkn 501 gehen auf das Jahr 1980 zurück (Kondo et al. 1981). Danach gab es eine Reihe von koordinierten Beobachtungen in den unterschiedlichen Energiebändern, welche teilweise auch Kurzzeitvariabilität zeigen, z.B. Mufson et al. (1984); Fink et al. (1992); Aslanov u. Lipunova (1988). Aber auch im TeV Regime wurde die starke Variabilität von Mkn 501 schon sehr bald nachgewiesen. Abbildung 4.13 zeigt das gemessene Spektrum von BeppoSAX im Röntgenbereich (Pian et al. 1998) sowie fast simultane Daten von Whipple im Hochenergiebereich (Catanese et al. 1997).

Wie man sehen kann, wurde im April 1997 ein starker Ausbruch von Mkn 501 detektiert. Im Vergleich zu anderen Quellen wie PKS 2155-304 oder 1 ES 1218+30.4 ist die  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenz während des Flares stark im Vergleich zu einem möglichen Grundzustand (historische Daten, offene Kreise in Abbildung 4.13) erhöht. Dieser Ausbruch konnte auch noch Monate später von RXTE im Röntgenbereich detektiert werden (Lamer u. Wagner 1998). Nach dieser Beobachtung gab es sehr viele Analysen und Modelle, welche versuchen das Flare-Verhalten von Mkn 501 zu erklären, siehe z.B. Fegan et al. (2000); Aharonian et al. (2000); Mücke u. Protheroe (2001); Krawczynski et al. (2002). Das größte prinzipielle Problem dieser Modellierungen ist die relativ schlechte Verfügbarkeit von simultanen Daten im Hochenergiebereich sowie die nicht durchgehende Beobachtung des Flares von 1997.

In weiteren Beobachtungskampagnen konnte zwar das Spektrum von Mkn 501 immer besser vermessen werden, z.B. Pian et al. (2001), ein weiterer Ausbruch zeigte sich neben der bekannten Langzeitvariabilität jedoch nicht, was für einen solide Grundzustands-emission spricht, siehe hierzu auch Acciari et al. (2011b). In einer extensiven Multiwel-



**Abbildung 4.13:** Aus Pian et al. (1998). SED von Mkn 501 während des Ausbruchs 1997, wie von BeppoSAX gemessen (schwarze Kreise) und zugehörige fast simultane Daten von Whipple. Offene Kreise repräsentieren gesammelte Daten aus früheren Messungen.

lenlängenuntersuchung von Mkn 501 zwischen dem 15.03.2009 und 01.08.2009 konnte der Gammastrahlungsbereich erstmals mit MAGIC, VERITAS und Fermi über einen sehr großen Energiebereich vermessen werden (Abdo et al. 2011b). Zusammen mit RX-TE und Swift im Röntgenbereich so wie einer Vielzahl von Experimenten in anderen Energiebereichen ergibt sich so eine der am besten instrumentell abgedeckten Multiwellenlängen SED eines Blazars, siehe Abbildung 2.12. Während dieser Kampagne konnte zudem ein Ausbruch von Mkn 501 im Gammastrahlungsbereich von VERITAS und Fermi-LAT detektiert werden.

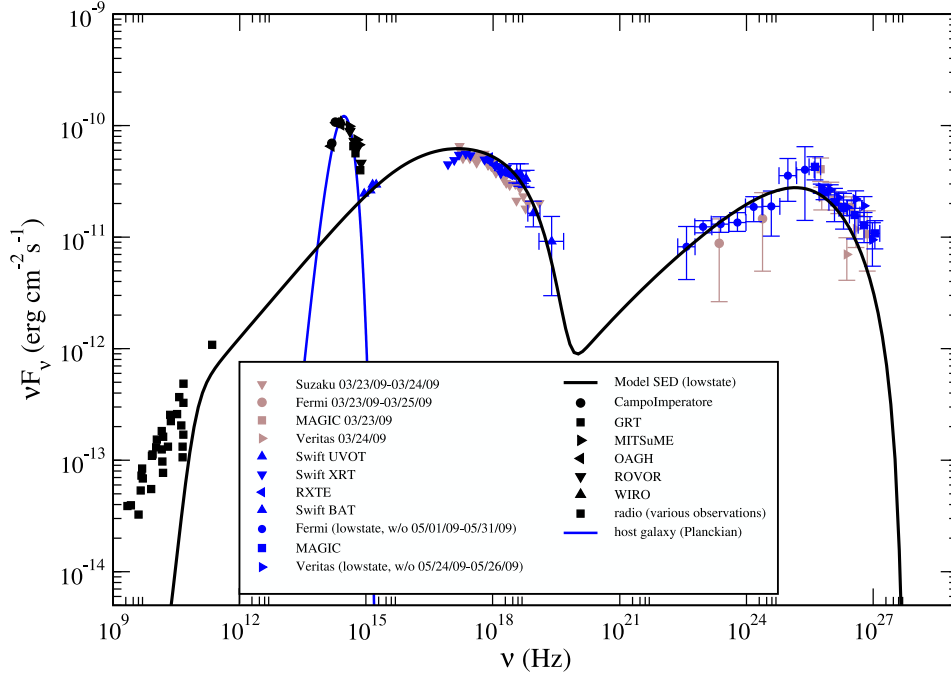


### 4.4.2 Extensive Multiwellenlängenkampagne

Mit der extensiven Multiwellenlängenbeobachtung von Mkn 501 mit Experimenten im Radio und optischen Bereich, RXTE und Swift im Röntgenbereich und Fermi-LAT sowie VERITAS im Gammastrahlungsbereich 2009 steht für dieses HBL eine äußerst gut beobachtete SED zur Verfügung, welche zeigt, was mit einer koordinierten Kampagne unter Verwendung einer langen Beobachtungsperiode möglich ist. Nimmt man den Ausbruch von Mkn 501, welchen VERITAS während dieser Zeit im Hochenergiebereich von Mkn 501 gesehen hat, heraus und berücksichtigt dies auch bei der Integration zur Erzeugung des Fermi-LAT Spektrums, vgl. Abdo et al. (2011b), ergibt sich der Grundzustand von Mkn 501, welcher auch schon in vergangenen Beobachtungen, siehe oben, nachgewiesen werden konnte.

In diesem Abschnitt werden die Daten aus Abdo et al. (2011b) mit dem herausgenommenen Ausbruch zwischen 01.05.2009 und 03.05.2009 von VERITAS, sowie das Fermi-LAT Spektrum ohne die Integration über diesen Flare, verwendet um einen Grundzustand von Mkn 501 zu modellieren. Dass es sich tatsächlich um einen Grundzustand handelt, wird deutlich, verwendet man auch die Multiwellenlängenbeobachtung Acciari et al. (2011b) am 23.03. und 24.03.2009 inklusive des Suzaku Satelliten im Röntgenbereich, welche einen kurzen Ausschnitt aus der Beobachtungsperiode in Abdo et al. (2011b) ohne Abweichung und Variation zeigt. Wie bereits bei den HBLs PKS 2155-304 und 1 ES 1218+30.4 ist es auch bei dem HBL Mkn 501 möglich die SED im Grundzustand ohne die Injektion primärer Protonen in die Beschleunigungszone zu modellieren. Es sind also keine nicht-thermischen Protonen im Blob von Mkn 501 vorhanden. Die Parameter, welche im Rahmen der Modellierung des Grundzustandes von Mkn 501 auf Basis der Daten aus Abdo et al. (2011b) und Acciari et al. (2011b) gefunden wurden, sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Das Modellspektrum von Mkn 501 sowie die verwendeten Messdaten sind in Abbildung 4.14 dargestellt.

Wie man Abbildung 4.14 entnimmt, wird die stationäre spektrale Energieverteilung gut durch einen rein leptonischen Ansatz ohne externes Strahlungsfeld beschrieben. Die Parameter, welche diesen Grundzustand in unserem Modell beschreiben (siehe Tabelle 4.3) decken sich mit anderen leptonischen (SSC) Modellen für diese Quelle, siehe (Acciari et al. 2011b), und alle Parameter liegen in Bereichen, wie man sie durch andere Beobachtungen von AGNs erwartet, siehe hierzu Abschnitt 2.5. Dabei ist zu beachten, dass



**Abbildung 4.14:** Modellierte SED des Grundzustands von Mkn 501 mit den Parametern aus Tabelle 4.3 ohne eine signifikante Anzahl nicht-thermischer Protonen zusammen mit den Messdaten aus Acciari et al. (2011b) (braun) und dem Grundzustand, siehe Text für Details, aus Abdo et al. (2011b) (blau). Die optischen Daten sind durch die Hostgalaxie dominiert und werden durch ein Planckspektrum beschrieben. Der Radiobereich des Modells ist stark SSA dominiert, siehe Abschnitt 3.2, die Radiodaten werden daher bei der Modellierung nicht berücksichtigt, vgl. auch Weidinger u. Spanier (2011b)

sich viele der in einfachen SSC Modellen freie Parameter in diesem Fall selbstkonsistenten aus dem Modellierungsprozess ergeben. Die frei wählbaren Parameter lassen sich mit plasmaphysikalischen Größen vergleichen um deren Plausibilität zu überprüfen. Die stationäre Elektronendichte von Mkn 501 in der Beschleunigungszone des Modells, wie sie durch monoenergetische Injektion mit  $Q_{0e}$  (siehe Tabelle 4.3) erreicht wird, hat einen spektralen Index von  $n_{e^-} \propto \gamma^{-2.17}$ . Die Cutoffenergie ist bei  $\gamma_{\text{cut}} = 1 \cdot 10^6$ , Elektronen oberhalb dieser Energie sind durch diffusive Prozesse mit  $a = 50$  bedingt sehr stark in exponentiell ähnlicher Form unterdrückt. In der Strahlungszone ergibt sich der spektrale Bruch in der Elektronendichte erwartungsgemäß bei  $\gamma_b \approx 7 \cdot 10^4$ . Alle diese (selbstkonsistenten) Parameter liegen im Bereich von Tabelle 1 aus Acciari et al. (2011b) ohne willkürliche spektrale Brüche oder sehr harte Elektronenverteilungen anzunehmen. Der

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
0	–	$3 \cdot 10^5$	12	0.09
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$2.2 \cdot 10^{14}$	$6.0 \cdot 10^{15}$	1.20	50	34

Tabelle 4.3: Die gewählten Parameter für den modellierten Grundzustand von Mkn 501, siehe Abbildung 4.14, unter Verwendung aller verfügbaren spektralen Daten, der optische Spektralbereich ist stark durch die Hostgalaxie dominiert.

Äquipartitionsparameter ist wegen des geringen Magnetfelds mit  $h \approx 0.01$  wie auch bei den meisten anderen Modellen für diese Quelle sehr gering, was aber wegen des helikalen Magnetfelds, welches nicht dem des Blobs entspricht, keine physikalische Einschränkung darstellt (siehe PKS 2155-304 sowie 1 ES 1218+30.4). Der Gyrationradius der Elektronen  $r_{\text{gyr}} = 1.9 \cdot 10^{10} \ll R_{\text{rad}}$  ist sehr viel kleiner als die Ausdehnung der Strahlungszone, was eine sehr viel entscheidendere Bedingung darstellt. Das aus Fermi-I Beschleunigung bestimmte Kompressionsverhältnis ist im Fall von Mkn 501

$$r = 3.5 .$$

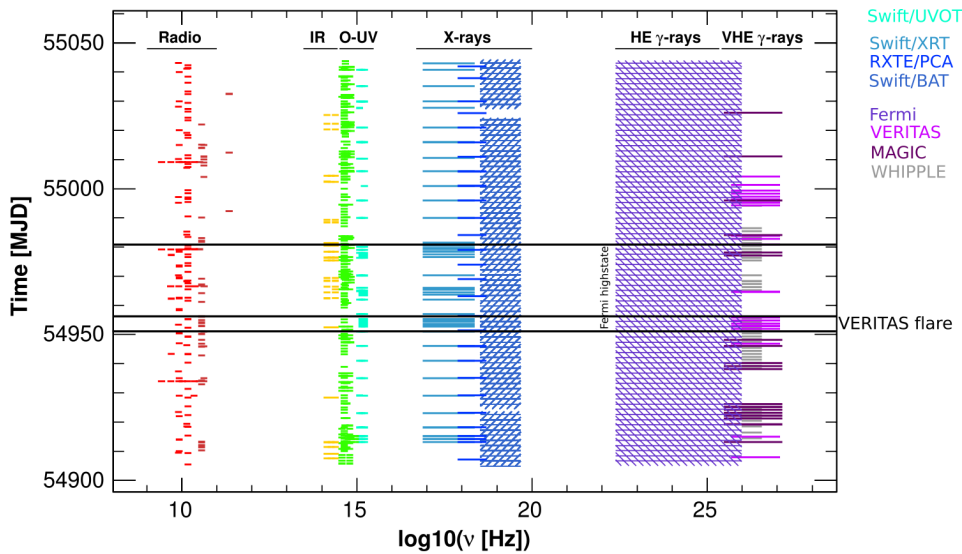
Geht man von einem nicht-relativistischen Schock aus, ist dieser also hier weniger stark als bei PKS 2155-304 und 1 ES 1218+30.4. Der maximale (parallele) räumliche Diffusionskoeffizient für  $R_{\text{acc}} = 2.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}$  ist  $K_{\parallel}^{\text{max}} = 2.2 \cdot 10^{24} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , woraus sich eine maximale Schock- und Alfvéngeschwindigkeit von

$$v_s^{\text{max}} = 9.81 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \text{ bzw. } v_A^{\text{max}} = 2.08 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

ergibt. Für eher wahrscheinliche Werte für den räumlichen Diffusionskoeffizienten von  $K_{\parallel} < 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  ergibt sich eine nicht relativistische Schockgeschwindigkeit von  $v_s < 9.81 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1} \ll c$ . Das Beschleunigungsmodell kann also für diesen Blazar angewendet werden, da auch alle weiteren Parameter innerhalb physikalischer Grenzen liegen und zudem kein signifikantes externes Strahlungsfeld über Linienemission von Mkn 501 gemessen wird. Bei Mkn 501 handelt es sich um ein leptonisch dominiertes HBL und vergleicht sich ebenso mit Abbildung 4.1.

### 4.4.3 Flare im Gammastrahlungsbereich

Wie bereits bei den HBLs PKS2155-304 und 1 ES 1218+30.4 kann nun ausgehend von dem Grundzustand, siehe Tabelle 4.3 und Abbildung 4.14, der Flare im Gammastrahlungsbereich mit dem Modell simuliert werden. Hierzu werden die spektralen Daten des Ausbruchs, wie sie von VERITAS zwischen dem 01.05.2009 und dem 03.05.2009 detektiert wurden, aus Abdo et al. (2011b), verwendet. Dies suggeriert eine Variabilitätszeitskala von  $t_{\text{var}} \approx 1$  d. Betrachtet man jedoch die integrierte Fermi-LAT Beobachtung im Mai 2009, so zeigt sich eine erhöhte Emission. Wie man Abbildung 4.15 entnimmt, gab es in diesem Zeitraum nur eine sehr geringe Abdeckung im Gammastrahlungsbereich.



**Abbildung 4.15:** Beobachtungszeiten von Mkn 501 der verschiedenen Experimente, VERITAS Flare und Fermi-LAT Highstate sind markiert, Abbildung aus Abdo et al. (2011b) mit Ergänzungen.

Es sind also verschiedene Szenarien für das Flareverhalten im Mai 2009 von Mkn 501 möglich. In dieser Arbeit wird der Ausbruch als ein langer Flare mit einer relativ langen Variabilitätszeitskala von  $\approx 10$  d bis  $\approx 25$  d modelliert. Das modellierte Ausbruchsmaximum befindet sich dann genau in der Fermi-LAT Highstate-Phase und die VERITAS Messung repräsentiert den Beginn des Ausbruchs. Es wird zwar wie in den beiden Fällen zuvor ein Grundzustand angenommen, aus welchem die Quelle einen Ausbruch aufweist, dieser scheint jedoch bei Mkn 501 eine andere Ursache zu haben als bei PKS 2155-304

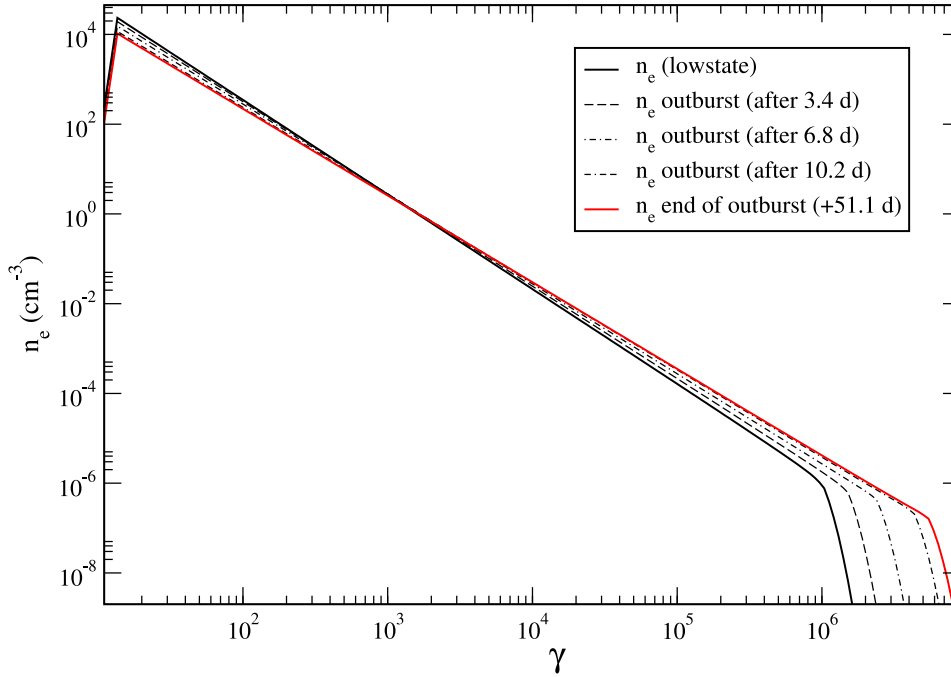
und 1 ES 1218+30.4. Wie man sehr gut an den Highstate-Daten von Fermi-LAT und dem Flarezustand von VERITAS 2009 sehen kann, verschiebt sich der Hochenergiepeak signifikant weiter in den Gammastrahlungsbereich, während dieser beim Ausbruch von PKS 2155-304 bzw. 1 ES 1218+30.4 an der selben Position liegt. Dieses Ausbruchsverhalten wurde bereits bei dem großen Flare von Mkn 501 1997 durch BeppoSAX im Röntgenenergiebereich detektiert, siehe Abbildung 4.13 und Pian et al. (1998).

Flares aus dem Grundzustand von Mkn 501 scheinen also nach dem selben Muster abzufließen, auch wenn man zwei völlig verschiedene Ereignisse betrachtet. Diese Ausbrüche können dabei nicht alleine durch Fluktuationen in der Elektronendichte entlang der Jetachse, also durch eine veränderte Injektion in die Beschleunigungszone, erklärt werden. Im Fall von Mkn 501 wird der Ausbruch durch Fluktuationen im Magnetfeld des Blobs ausgelöst. Aufgrund des fluktuierenden Magnetfelds wird auch die Elektronendichte innerhalb des Blobs variieren, denn die Anzahl der gebundenen Elektronen wird sich wegen ihres Gyrationradius mit dem Magnetfeld ändern. Der Ausbruch von Mkn 501 kann also simuliert werden, ersetzt man das konstante Magnetfeld aus Tabelle 4.3 durch ein zeitabhängiges und skaliert die in die Beschleunigungszone injizierte Elektronendichte, wie man es von Gyrationradius erwartet ( $\propto B^{-1}$ ).

$$B(t) = B \cdot \begin{cases} 1 - 0.52 \left( \frac{t}{t_{\text{drop}}} \right)^3 & , 0 < t < t_{\text{drop}} \\ 0.48 & , t_1 < t < t_2 \\ 0.48 + 0.52 \cdot \frac{t - t_{\text{rise}}}{t_{\text{rise}}} & , t_2 < t < t_2 + t_{\text{rise}} \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

Mit den Zeitskalen  $t_{\text{drop}} = 11$  d,  $t_{\text{rise}} = 28$  d und  $\Delta t = t_2 - t_1 = 40$  d. In genau dem selben Zeitraum fällt und steigt die in die Beschleunigungszone injizierte Elektronendichte  $Q_{0e}$ . Der minimale Wert zwischen  $t_1$  und  $t_2$  ist  $Q_{0e}/2$ , während des Ausbruchs steigt die Beschleunigungseffizienz auf  $t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}} = 1.0$ . Das Verhalten der Elektronendichte in der Beschleunigungszone während des Dropoffs des gesamten Ausbruchs ist in Abbildung 4.16 dargestellt.

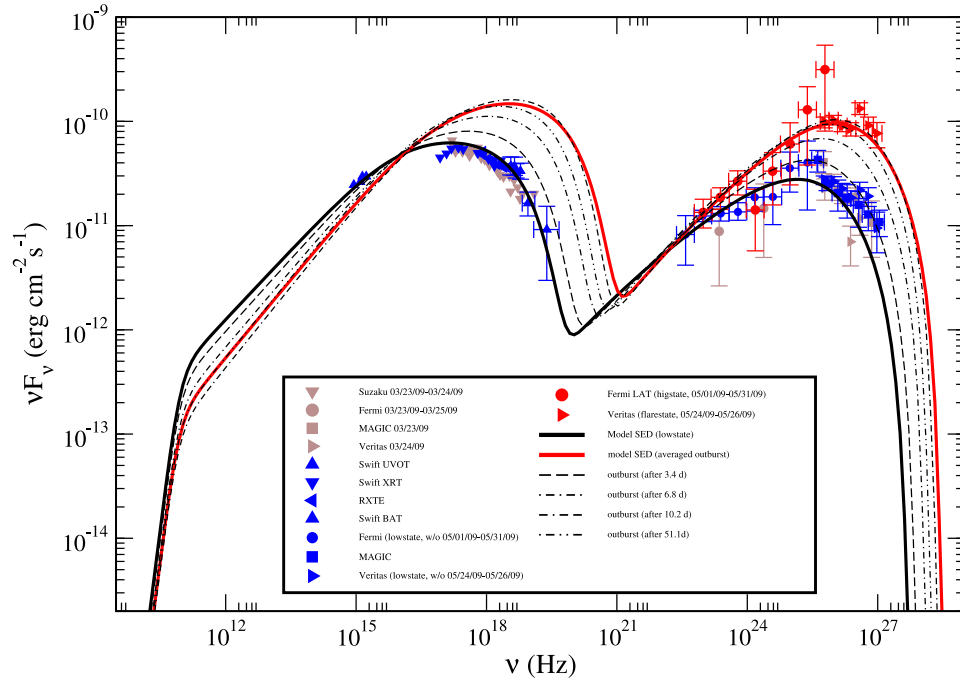
Da sich die Beschleunigungseffizienz erhöht, verhärtet sich das Elektronenspektrum erwartungsgemäß. Aus diesem Grund sowie wegen der verschobenen Cutoffposition im Elektronenspektrum vergrößert sich die kinetische Energiedichte der Elektronen während des Ausbruchs, obwohl sich die injizierte Elektronenenergiedichte verringert. Auf diese Weise findet eine vergrößerte Emission gerade bei sehr hohen Frequenzen statt. In Abbildung 4.17 ist die gemittelte modellierte spektrale Energieverteilung des Ausbruchs sowie



**Abbildung 4.16:** Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte in der Beschleunigungzone aus dem Grundzustand (schwarz) von Mkn 501 zu Beginn des Flares in den Highstate (rot). Der spektrale Index ändert sich von  $\approx 2.14$  auf  $\approx 1.94$ .

die zugehörigen Messdaten des Flares aus Abdo et al. (2011b) dargestellt. Der Grundzustand aus Abbildung 4.14 mit den entsprechenden Messdaten ist ebenso dargestellt. Aus Gründen der Übersicht wird die zur Modellierung nicht herangezogene Radioemission sowie die optische Emission samt Host-Galaxie in Abbildung 4.17 nicht gezeigt.

Wie man Abbildung 4.17 entnimmt, dominiert durch die relativ lange Mittelung der Zustand für  $t \in \Delta t$  das Spektrum des Ausbruchs, welcher im Modell sehr schnell erreicht ist. Der Flarezustand aus Abdo et al. (2011b) kann durch diesen relativ lange dauernden modellierten Ausbruch sehr gut aus dem Grundzustand unter Berücksichtigung aller simultanen Daten aus Abdo et al. (2011b) und Acciari et al. (2011b) wiedergegeben werden. Wegen der relativ langen Integrationsdauer zur Gewinnung eines Spektrums im Fermi-LAT Energiebereich und der nicht durchgängigen zeitlichen Abdeckung des Hochenergiebandes ist ein solch langer Ausbruch ein valides Szenario. Allerdings deuten die Beobachtungen im Röntgenbereich auf ein anderes Szenario für den Ausbruch. Wahrscheinlicher sind mehrere kurze Flares mit einer Variabilitätszeitskala  $t_{\text{var}} < 1$  d der selben Ursache, d.h. magnetische Schwankungen im Blob, denn während



**Abbildung 4.17:** Gemittelte spektrale Energieverteilung des modellierten Ausbruchs von Mkn 501 während der Multiwellenlängenkampagne 2008/2009 (rot) zusammen mit den zugehörigen Messdaten des Highstates von Fermi-LAT und des Flarezustands von VERITAS aus Abdo et al. (2011b). Ebenso dargestellt: Modellierter Grundzustand nebst Messdaten. Nicht dargestellt: Messdaten im optischen und Radiobereich, siehe hierzu: Abbildung 4.14.

des Fermi-LAT Highstates wurde im Röntgenbereich keine signifikante Flussänderung festgestellt. Kommt es zu vielen kleinen Ausbrüchen v.a. in der Beobachtungslücke von VERITAS im Gammastrahlungsbereich während des Fermi Highstate, ergibt sich in der Zeitintegration im Fermi Energiebereich das selbe Spektrum und die zweite VERITAS Messung während dieses Zeitraum kann durchaus den Fluss des Grundzustandes messen. Berücksichtigt man bei der Zeitintegration nun auch die unterschiedlichen Beobachtungszeiträume (auch im Röntgenbereich) zur Gewinnung des modellierten Flarezustandes, ist es möglich, dass sich die Position des ersten  $\nu F_\nu$ -Peaks nur marginal ändert, da hier vorzugsweise die Grundzustandsemission gemessen wird, während sich der Hochenergiepeak stark verschiebt. Denn hier würde nur der Flarezustand durch VERITAS gemessen (und einmal sehr kurz der Grundzustand), vgl. Abbildung 4.15. Dies entspricht genau dem in der SED beobachteten Verhalten, siehe hierzu auch 1 ES 2344+514 (Abschnitt 4.5.2 und 4.5.3).

Dagegen spricht allerdings die auch im Röntgenbereich durchgängige Beobachtung mit RXTE. Nur weitere Modellierung mit diesem zeitabhängigen Modell kann zeigen, welches Szenario vorliegt. Sicher ist aber, dass die Ursache des Ausbruchs nicht alleine Dichtefluktuationen entlang der Jetachse sind, siehe auch nächster Abschnitt. Insgesamt zeigt sich, wie wichtig die korrekte zeitabhängige Modellierung von spektralen Energieverteilungen während eines Ausbruchs ist, gerade im Hinblick auf extensive Multiwellenlängenbeobachtungen mit vielen Instrumenten und unterschiedlichen Integrationszeiträumen zur Generierung der Messdaten. Man sieht, dass sich z.B. ein einzelner Peakshift alleine durch die Zeitabhängigkeit und Beobachtungszeiten erklären lässt ohne neue Phänomene in das Modell einzubauen. Direkt deutlich wird dies auch im Fall von PKS 2155-304, vgl. gestrichelte Linien in Abbildung 4.4.

#### 4.4.4 Historische Betrachtung und Folgerungen

Wie bereits erwähnt, konnte das nun im Gammastrahlungsbereich beobachtete Flare-Verhalten von Mkn 501 bereits 1997 im Röntgenbereich durch BeppoSAX beobachtet werden (Pian et al. 1998). Hier fehlen leider spektrale (sowie zeitgleiche) Daten von EGRET um ein Multiwellenlängenbild zu erhalten. Die Nichtbeobachtung eines Peakshifts im Röntgenbereich beim Ausbruch 2009 könnte, wie im vorherigen Abschnitt geschildert, ein Effekt der Zeitmittelung sein, oder auch für eine zweite Region der Gammastrahlung sprechen. Man kann aber in beiden Flares eine deutliche Verschiebung der  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenz erkennen, welche so bei einem Großteil der HBLs nicht beobachtet wird. Die wahrscheinlichste Ursache für dieses Verhalten sind Magnetfeldschwankungen innerhalb des Jets von Mkn 501. Dass diese in anderen Quellen nicht auftreten, könnte mit der Stabilität des Jets in Verbindung gebracht werden.

Bei einer Masse von  $M_{\text{BH}} \approx 2 \cdot 10^8 M_\odot$  (Fan et al. 2007) für das zentrale schwarze Loch von Mkn 501 ergibt sich die Eddingtongrenze zu  $L_{\text{edd}} = 2.52 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$  die zugehörige Eddingtoneffizienz von  $\approx 2.52 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$  (Treves et al. 2002). Die in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft im Fall von Mkn 501 ist minimal

$$L_{\text{inj}} = \frac{4}{3} \pi R_{\text{acc}}^3 \left( \frac{\delta}{2} \right)^2 m_e c^2 \int_1^\infty d\gamma \gamma \frac{Q_{0e}}{t_{\text{esc},e}} = 5.35 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \quad (4.11)$$

und damit eine Größenordnung geringer, als die aufgrund der Eddingtonleuchtkraft. Setzt man beide gleich, so ergibt sich der Bulk-Lorentzfaktor und der Beobachtungswin-



kel (4.12).

$$\Gamma = 36.9, \quad \theta_{\text{obs}} = 1.6^\circ \quad (4.12)$$

Für eine größere Masse des zentralen schwarzen Lochs von Mkn 501 sind diese Werte entsprechend größer. Eine direkte Beobachtung dieser kann z.B. verwendet werden um Szenarien zu verifizieren, welche die (mögliche) Langzeitvariabilität von Mkn 501 auf ein binäres Schwarzslochsystem zurückführen, z.B. Rödiger et al. (2009). In diesen Szenarien ist die Masse des zentralen schwarzen Lochs bis zu  $M_{\text{BH}} \approx 10^9 M_\odot$  (Rieger u. Mannheim 2003).

## 4.5 HBL: 1 ES 2344+514

### 4.5.1 Eigenschaften

Auch der Blazar 1 ES 2344+514 gehört mit den  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen von  $\approx 5 \cdot 10^{16}$  Hz und  $5 \cdot 10^{24}$  Hz zur Subkategorie der HBLs und hat eine entsprechend geringe Leuchtkraft. Die gemessene Rotverschiebung von 1 ES 2344+514 sind relativ moderate  $z = 0.044$ , liegt also im Bereich von Markarian 501. Im Gammastrahlungsbereich wurde 1 ES 2344+514 als einer von fünf AGNs durch das Whipple Experiment im Jahr 1995 entdeckt (Catanese et al. 1998). Eine zweite Detektion gelang Whipple erst wieder in der Beobachtungsperiode 1999-2001 (Badran u. VERITAS Collaboration 2001). Zu dieser Zeit konnte 1 ES 2344+514 also nur in einem Flare-Zustand gesehen werden. Der Grundzustand liegt unterhalb der Sensitivität von Whipple. Dass 1 ES 2344+514 variabel ist, zeigt sich v.a. im Röntgenspektrum, z.B. Giommi et al. (2000). Radiobeobachtungen mit VLBI, z.B. Piner u. Edwards (2004), deuten auf relativ geringe Dopplerfaktoren innerhalb des Jets von 1 ES 2344+514 hin. Erst mit den Air-Cherenkov Teleskopen der aktuellen Generation ist es möglich eine niedrige Gammaemission von 1 ES 2344+514 zu messen, welche auf einen möglichen Grundzustand hindeutet. Mit Hilfe von MAGIC-I konnte erstmals dieser sehr niedrige Flusszustand 2005 im Hochenergiebereich gemessen werden (Albert et al. 2007b). Neben einer Beobachtung im optischen Spektralbereich durch KVA gibt es hier aber keine simultanen Daten außer ein Upper-Limit im Röntgenbereich.

Die Erste wirkliche Multiwellenlängendetektion eines äußerst niedrigen Flusszustands

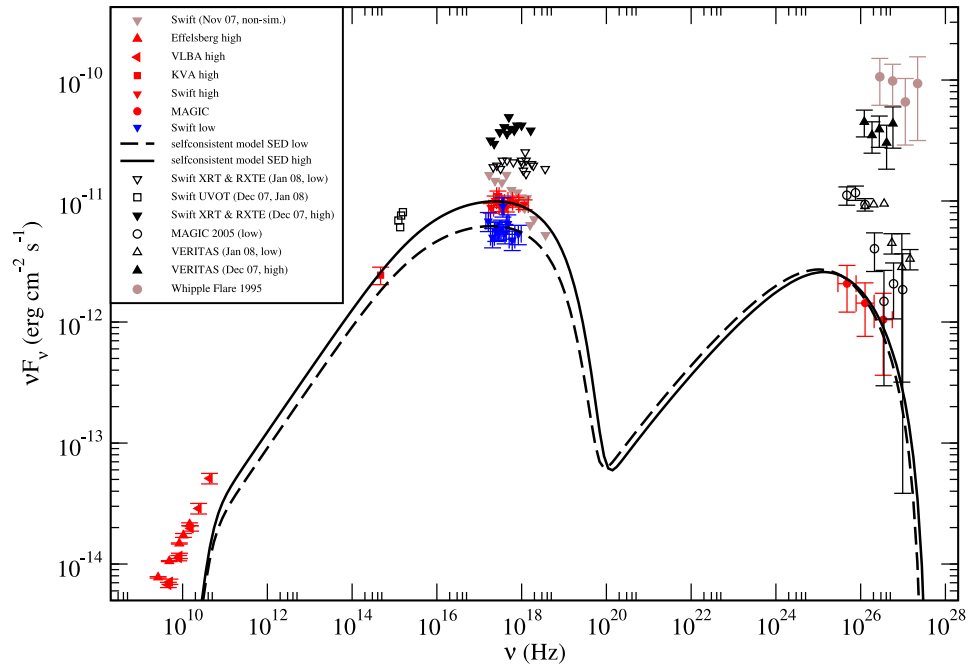
von 1 ES 2344+514 wurde 2007 mit dem VERITAS Teleskop im Hochenergiebereich, Swift/RXTE im Röntgenbereich sowie Swift UVOT im ultravioletten Spektralbereich (Acciari et al. 2011a) aufgenommen. In dieser Kampagne wurde neben dem niedrigen Flusszustand am 01.01.2008 auch ein Flarezustand (07.12.2007), welcher dem Whipple-Flare 1995 sehr nahe kommt, mit den beteiligten Instrumenten gemessen.

Der nächste Abschnitt bezieht sich auf die zweite Multiwellenlängenkampagne im Oktober 2008 (Rügamer et al. 2011). Die beteiligten Instrumente mit KVA im optischen, Swift im Röntgen- und MAGIC im Hochenergiebereich konnten dabei ein sehr ähnliches Verhalten wie bereits bei der ersten Multiwellenlängendetektion von 1 ES 2344+514 nachweisen. Fermi LAT hat 1 ES 2344+514 während dieser Zeit nicht detektiert. Während der Beobachtung im Oktober 2008 konnte ein sehr hoher und ein sehr niedriger Fluss im Röntgenbereich gemessen werden, leider benötigt man bedingt durch den relativ niedrigen Flusszustand von 1 ES 2344+514 die Integration über die gesamte Beobachtungsperiode um das MAGIC Spektrum im Hochenergiebereich zu erhalten. Selbst dann ist die Signifikanz der Detektion noch sehr gering, siehe Rügamer et al. (2011).

#### 4.5.2 Multiwellenlängenemission im Oktober 2008

Immer bessere Instrumente erlauben die Detektion von immer niedrigeren Flusszuständen im Hochenergiebereich. Dieser Abschnitt beschränkt sich auf die Modellierung des niedrigsten Flusszustand, welcher von 1 ES 2344+514 gemessen wurde (Rügamer et al. 2011). In Abbildung 4.18 sind die Multiwellenlängendaten aus Rügamer et al. (2011) und aus Acciari et al. (2011a) sowie der von Whipple 1995 gemessene Flare (Catanese et al. 1998) und die MAGIC Messung aus Albert et al. (2007b) dargestellt. Während der Multiwellenlängendetektion von 1 ES 2344+514 wurde ein hoher (rot in Abbildung 4.18) und ein niedriger Fluss (blau in Abbildung 4.18) im Röntgenbereich gemessen, das MAGIC Spektrum stellt die Integration über den gesamten Beobachtungszeitraum dar.

Im Gegensatz zu den HBLs PKS 2155-304, 1 ES 1218+30.4 und Markarian 501 kann ein eindeutiger Grundzustand im Fall von 1 ES 2344+514 nicht durch die Messungen nachgewiesen werden, wie man Abbildung 4.18 entnimmt. In beiden relevanten Multiwellenlängenkampagnen wurde ein ähnliches Verhalten von 1 ES 2344+514 im Röntgenbereich beobachtet, jedoch unterscheiden sich die beiden Kampagnen deutlich im Gesamtfluss. Die Messung von Swift im November 2007 deutet darauf hin, dass der in



**Abbildung 4.18:** *Verfügbare Multiwellenlängendaten von 1 ES 2344+514, rot und blau: Detektion im Oktober 2009 aus Rügamer et al. (2011), schwarz: Detektion im Dezember 2007 / Januar 2008 aus Acciari et al. (2011a), braun: historische Daten. Ebenso dargestellt: modellierter niedriger und hoher Flusszustand von 1 ES 2344+514 für die Detektion im Oktober 2008 mit den Parametern aus Tabelle 4.4 bzw. Tabelle 4.5.*

diesem Abschnitt behandelte Flusszustand von 1 ES 2344+514 ein möglicher Grundzustand ist. Dies können allerdings nur weitere Messungen v.a. im Hochenergiebereich bestätigen. Wegen der fehlenden Zeitauflösung in diesem Bereich ist man bei der Interpretation der Daten auf ein zeitabhängiges Modell angewiesen. Abbildung 4.18 zeigt neben den Messungen auch die SEDs welche man durch die Modellierung mit den Parametern aus Tabellen 4.4 und 4.5 erhält. In beiden Fällen kann auch hier das Spektrum von 1 ES 2344+514 ohne die Injektion und Beschleunigung von Protonen innerhalb des Jets gut wiedergegeben werden. Alle Parameter aus den Tabellen 4.4 und 4.5 sind innerhalb der erwarteten Grenzen für ein rein leptolisches Modell für die Emission von 1 ES 2344+514, insbesondere ist der Dopplerfaktor verträglich mit Piner u. Edwards (2004), und befinden sich in der selben Größenordnung wie entsprechenden Parameter aus anderen Modellen für diese Quelle, ohne dabei auf willkürliche Annahmen (siehe hierzu auch Abschnitt 2.4) angewiesen zu sein. Das Magnetfeld zwingt die Elektronen auf Kreisbahnen mit dem Gyrationradius  $r_{\text{gyr}} = 1.7 \cdot 10^{10} \text{ cm} \ll R_s \ll R_{\text{rad}}$  und die

#### 4 Modellierung individueller Blazare

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
0	–	$6.50 \cdot 10^5$	3	0.10
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$1.8 \cdot 10^{14}$	$6.0 \cdot 10^{15}$	1.05	50	18

Tabelle 4.4: Die gewählten Parameter für den modellierten niedrigsten Flusszustand von 1 ES 2344+514 für die Messdaten aus Rügamer et al. (2011), siehe Abbildung 4.18.

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
0	–	$3.75 \cdot 10^5$	3	0.10
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$1.8 \cdot 10^{14}$	$6.0 \cdot 10^{15}$	1.05	50	23

Tabelle 4.5: Die gewählten Parameter für den modellierten “hohen“ Flusszustand von 1 ES 2344+514 innerhalb der Kampagne von 2008, siehe Abbildung 4.18.

Ausdehnung der Strahlungszone ist größer als die eines schwarzen Lochs mit der Masse  $M_{\text{BH}} = 5 \cdot 10^8 M_{\odot}$ . Der Äquipartitionsparameter von  $h = 0.03$  für den niedrigen Flusszustand und  $h = 0.04$  für den hohen ist zwar wie bei Markarian 501 etwas klein, spielt aber bei der Einschränkung der Modellparameter keine Rolle. Zudem sind die Parameter, auch was  $\gamma_b$  und  $\gamma_{\text{cut}}$  betrifft, vergleichbar mit dem Modell von Tavecchio et al. (2001) in Rügamer et al. (2011). Dabei sei angemerkt, dass in diesem Fall 1 ES 2344+514 mit einem selbstkonsistenten Modell beschrieben wird, in dem die Parameter keine willkürlich gewählten Größen sind, sondern sich physikalisch korrekt ergeben. In diesem Fall fand die Modellierung des niedrigen und hohen Flusszustandes nicht als Ausbruch aus einem Grundzustand, wie bei PKS 2155-304, 1 ES 1218+30.4 und Markarian 501 statt, da dieser mit den vorliegenden Messdaten nicht sicher bestätigt ist. Zudem liegen die Messzeiträume im Röntgenbereich hier weit auseinander, deshalb werden hier zunächst zwei verschiedene stationäre SEDs für die beiden unterschiedlichen Flusszustände von 1 ES 2344+514 im Röntgenbereich angenommen.

Die alleinige Änderung des Dopplerfaktors (und der in die Beschleunigungszone injizierten Energiedichte) bei sonst den selben Parametern, vgl. Tabelle 4.4 und 4.5, erlaubt die Modellierung des niedrigen und des hohen Flusszustands. Dies motiviert neben der

einfachen Interpretation, dass man Strahlung aus zwei unterschiedlichen Emissionsregionen in den beiden Flusszuständen von 1 ES 2344+514 beobachtet, die Theorie von Marscher et al. (2008). Hier folgt der Blob dem helikalen Feld, bedingt dadurch ändert sich der Beobachtungswinkel und somit der Dopplereffektor. Im Fall des hohen Flusszustandes verringert sich somit der Beobachtungswinkel, die niedrigere Injektion lässt sich durch eine Dichtefluktuation in den Elektronen entlang der Jetachse erklären. Gerade weit entfernt vom zentralen schwarzen Loch kann im Radiobereich in vielen Jets eine Krümmung beobachtet werden (Zhao et al. 2011; Cassaro et al. 2002). Befindet sich der Blob genau in diesem Bereich, so würde man das Verhalten aus Tabelle 4.4 zu Tabelle 4.5 erwarten. Allerdings sind die Zeitskalen einer dadurch bedingten Änderung des Flusses wesentlich größer, als man sie in Rügamer et al. (2011) gemessen hat. Aus diesem Grund ist ein anderes Szenario wahrscheinlicher, gerade im Hinblick auf die analogen Daten aus Acciari et al. (2011a), siehe hierzu nächster Abschnitt und 4.5.5. Für beide in diesem Kapitel gefundenen Grundzustände ergibt sich das Kompressionsverhältnis aus dem aus Fermi-I Beschleunigung erwarteten Spektralindex von 2.05 für die Elektronenverteilungen in der Beschleunigungszone von

$$r = 3.86 .$$

Es handelt sich also um einen starken, nicht-relativistischen Schock. Für den maximalen, parallelen, räumlichen Diffusionskoeffizienten  $K_{\parallel}^{\max} = 1/3c\langle l \rangle^{\max} = 1/3cR_{\text{acc}}$  kann man durch Einsetzen der entsprechenden Werte aus den Tabellen 4.4 und 4.5 in Gleichung (3.56) die maximalen Schock- und Alfvéngeschwindigkeiten für den niedrigen und den hohen Flusszustand, siehe Abbildung 4.18 bestimmen. Für den niedrigen Flusszustand ergibt sich

$$v_s^{\max} = 1.05 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} , \quad v_A^{\max} = 2.22 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \quad (4.13)$$

d.h. der realistische Diffusionskoeffizient muss wegen  $v_s \propto \sqrt{K_{\parallel}}$  mindestens vier Größenordnungen unter  $K_{\parallel}^{\max}$  liegen um  $v_s \ll c$  zu garantieren, was zu einem typischen Wert von  $K_{\parallel} \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  führt, wie man ihn für ein astrophysikalisches Plasma erwarten würde (siehe auch Parizot et al. 2006). Für den hohen Flusszustand aus Tabelle 4.5 ergibt sich für  $K_{\parallel}^{\max} = 1.8 \cdot 10^{24} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  das gleiche Ergebnis, da die Beschleunigungsparameter des Modells unverändert sind. Das zugrunde liegende Beschleunigungsmodell kann also auch hier angewendet werden, die Ergebnisse für 1 ES 2344+514 sind dabei in der gleichen Größenordnung wie auch schon bei PKS 2155-304, 1 ES 1218+30.4 und Markarian 501.

### 4.5.3 Hoher und niedriger Flusszustand als Flare

Wie bereits erwähnt, sind die MAGIC-Daten aus dieser Kampagne durch die Integration über den gesamten Beobachtungszeitraum entstanden. Aus diesem Grund kann man keine Aussage darüber treffen, welche Variabilität in diesem Energiebereich während der Beobachtung tatsächlich stattgefunden hat. Gerade im Hinblick auf die zweite Multiwellenlängendetektion mit dem VERITAS Air-Cherenkov Teleskop im Gammastrahlungsbereich und die dort detektierten unterschiedlichen Flusszustände, siehe nächster Abschnitt, ist eine Variabilität im Hochenergiebereich während der beiden unterschiedlichen Flusszustände im Röntgenbereich auch im Fall der Detektion von MAGIC 2008 sehr wahrscheinlich. Durch die lange Integrationszeit zur Gewinnung des Spektrums sind im Gammaenergiebereich durch MAGIC keine unterschiedlichen Flusszustände, sondern vielmehr eine mittlere Emission detektiert worden. Die Kampagne (Acciari et al. 2011a) zeigt ein analoges Verhalten in der Röntgenstrahlung, jedoch ist hier der Fluss im Hochenergiebereich hoch genug um unterschiedliche Flusszustände aufzulösen, siehe Abbildung 4.22. Mit einem zeitabhängigen Modell ist es nun unter Berücksichtigung von Teilchenbeschleunigung möglich den hohen Flusszustand von 1 ES 2344+514 vom Oktober 2008 als Ausbruch aus dem niedrigen Flusszustand vom Oktober 2008 zu interpretieren. Das modellierte MAGIC Spektrum ergibt sich dann aus der Zeitintegration des kompletten modellierten Ausbruchs. Die Röntgendaten werden wie in Rügamer et al. (2011) über einen sehr viel kürzeren Zeitraum als die  $\approx 40$  d im Gammastrahlungsbereich gewonnen, wie man an den modellierten Lichtkurven (Abbildung 4.20) erkennen kann.

Um das Verhalten von 1 ES 2344+514, wie im Oktober 2008 gemessen, als einen Flare zu interpretieren, wird der niedrige Flusszustand als Quasigrundzustand betrachtet. Aus diesem Grundzustand heraus wird der hohe Flusszustand durch einen Ausbruch erreicht. Die Multiwellenlängendetektion durch VERITAS (Acciari et al. 2011a) deutet darauf hin, dass der Ausbruch wie bei PKS 2155-304 und 1 ES 1218+30.4 auf Fluktuationen in der Elektronendichte entlang der Jetachse zurückzuführen ist, siehe nächster Abschnitt. Daher wird auch in diesem Fall ein solches Szenario angenommen, worauf auch die Tatsache hindeutet, dass sich die  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen bei beiden Swift XRT Messungen während dieser Kampagne nicht gegeneinander verschieben. Eine Bestätigung dieser Annahme können aber nur detaillierte Daten im Hochenergiebereich liefern. Die gefundenen Parameter für den niedrigen Flusszustand der Detektion von 1 ES 2344+514

vom Oktober 2008 interpretiert als Quasigrundzustand dieser Kampagne sind in Tabelle 4.6 zusammengefasst. Diese unterscheiden sich von denen aus Tabelle 4.4, welche

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e-}$	$B(\text{G})$
0	–	$9.55 \cdot 10^5$	3	0.10
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$1.8 \cdot 10^{14}$	$7.0 \cdot 10^{15}$	1.05	50	18

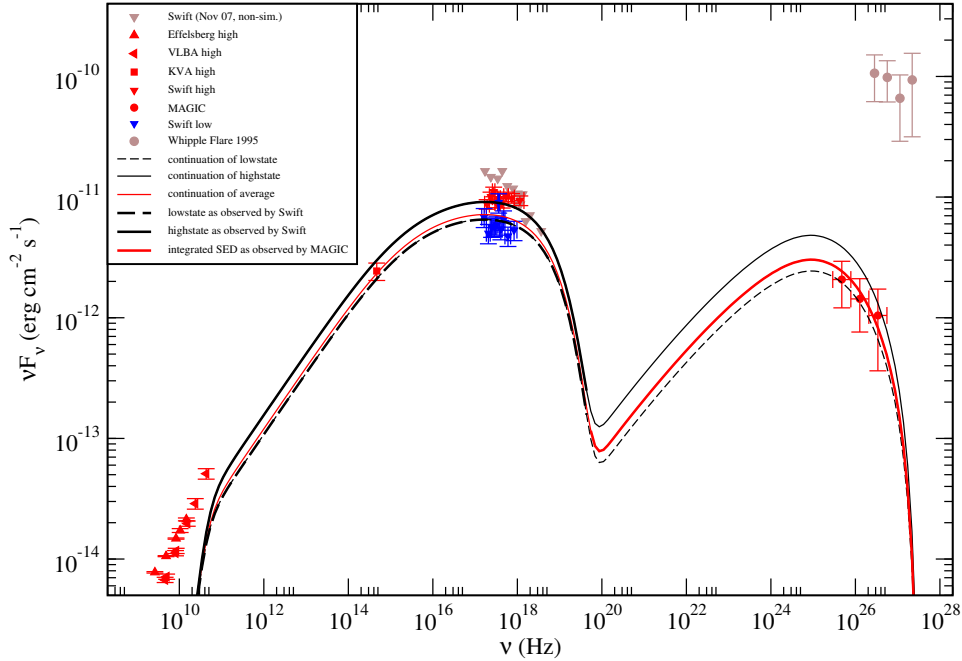
Tabelle 4.6: Die gewählten Parameter für den modellierten niedrigen Flusszustand von 1 ES 2344+514 innerhalb der Kampagne "Oktober 2008" (Rügamer et al. 2011), siehe Abbildung 4.19. Dieser Flusszustand wird als Quasigrundzustand von 1 ES 2344+514 in diesem Zeitraum interpretiert.

den niedrigen Flusszustand im statischen Grenzfall direkt modellieren. Dies hat den einfachen Grund, dass, wenn man alle Integrationszeiten der Messungen korrekt und zeitabhängig modelliert, der Grundzustand alleine das Spektrum im Hochenergiebereich nicht beschreibt. Der Fluss ist hier geringer als das gemessene, über den Beobachtungszeitraum integrierte Spektrum von MAGIC, welches auch den hohen Flusszustand von 1 ES 2344+514 als Ausbruch beinhaltet. Der Äquipartitionsparameter ist mit  $h = 0.02$  etwas geringer als bei den Parametern aus Tabellen 4.4 und 4.5, erwartungsgemäß ist der Radius der Beschleunigungszone etwas erhöht. Das modellierte Spektrum im Hochenergiebereich ergibt sich erst aus der Mittelung über dem der Beobachtung entsprechenden Zeitraum des Modells, während im Röntgenbereich die Mittelungen über einen kürzeren Zeitraum, analog zur Beobachtung, durchgeführt werden (vgl. hierzu Abbildung 4.20 und die Lichtkurven aus Rügamer et al. (2011)). Die lange Mittelung beinhaltet aber auch den modellierten Ausbruch von 1 ES 2344+514, welcher im Röntgenbereich zum hohen Flusszustand der Quelle im Oktober 2008 führt. Dieser Flare wird durch eine Variation in der in die Beschleunigungszone injizierten Elektronendichte  $Q_{0e}$  beschrieben, also als Dichtefluktuationen entlang der Jetachse:

$$Q_{0e}(t) = Q_{0e} \cdot \begin{cases} 1.45 & , 0 < t < 10\text{d} \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

Der Flare alleine überschätzt das Spektrum von MAGIC, da dies aber nur in einem kurzen Zeitraum stattfindet (und dieser kaum Messzeit von MAGIC beinhaltet, siehe Abbildung 4.20) kann der erhöhte Fluss nicht direkt bestimmt werden, in der Zeitintegration

trägt er aber sehr wohl bei. Man ersetzt also wie bisher die Elektronendichte im upstream des Jets durch eine zeitlich variierende. Das Modellspektrum von 1 ES 2344+514 ist in Abbildung 4.19 zusammen mit den relevanten Messdaten dargestellt.

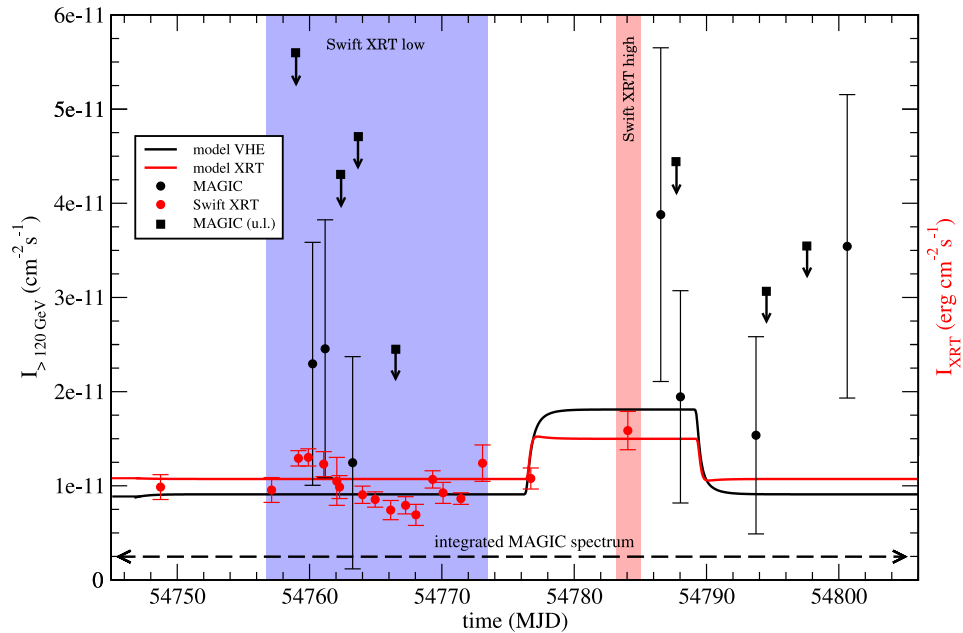


**Abbildung 4.19:** *Modelliertes Spektrum von 1 ES 2344+514 für die Messung aus Rügamer et al. (2011) als Flare aus einem Quasigrundzustand (Parameter: Tabelle 4.6) unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Integrationszeiten (siehe auch Abbildung 4.20) der jeweiligen Experimente, das resultierende Spektrum ist als dicke Linie dargestellt (Quasigrundzustand und Ausbruch) dünn jeweils die Fortsetzung der unterschiedlichen Zeitintegration angedeutet, siehe Text für weitere Details.*

Das MAGIC-Modellspektrum (rot in Abbildung 4.19) ergibt sich also mit der Integration über den gesamten Bereich der in Abbildung 4.20 dargestellten Lichtkurve, es wird angenommen, dass sich diese Integration zur Generierung des gesamten modellierten Spektrums bis  $\approx 10^{20}$  Hz fortsetzt. Diese hypothetische Mittelung über den gesamten Energiebereich ist als dünne rote Linie dargestellt. Der Quasigrundzustand ist als gestrichelte Linie, der Flare als durchgezogene Linie dargestellt, es wird angenommen, dass sich diese jeweilige Mittelung vom Radiobereich bis  $\approx 10^{20}$  Hz durchführen lässt um die gesamte SED zu erhalten (dicke Linien). Dünn ist auch hier wieder die Fortsetzung der jeweiligen Integrationszeiträume angedeutet. Man kann hier gut erkennen, dass die



jeweils einzelnen Flusszustände das MAGIC Spektrum nicht modellieren und sich dieses erst durch die korrekte Mittelung, d.h. die Berücksichtigung der Zeitintegration aus der Beobachtung, ergibt.



**Abbildung 4.20:** *Photonenfluss im Gammastrahlungsbereich und Fluss im Messbereich von Swift XRT im Modell während des angenommenen Ausbruchs über den Messzeitraum vom Oktober 2008 zusammen mit dem Messdaten aus Rügamer et al. (2011). Angedeutet sind die jeweiligen Integrationszeiträume der Instrumente zur Gewinnung des Spektrums.*

Mit diesem Szenario können also neben dem Spektrum von 1 ES 2344+514, wie es im Oktober 2008 gemessen wurde, mit der korrekten Behandlung der Zeitabhängigkeit auch die Lichtkurven konsistent beschrieben werden. Dies deutet zusammen mit dem analogen Verhalten von 1 ES 2344+514 im Dezember 2007 / Januar 2008 in einem leicht höheren Flusszustand auf ein solches Szenario hin. Es werden dabei andere Parameter für den Quasigrundzustand gefunden als für die Modellierung des niedrigen Flusszustands im statischen Grenzfall, welcher aber die Zeitabhängigkeit nicht korrekt berücksichtigt. Gerade im Hinblick auf die bestmögliche Eingrenzung der Parameter ist es also essentiell die Emission von Blazaren zeitabhängig zu beschreiben, auch wenn diese nur indirekt durch die Art und Weise der Datengewinnung eine Rolle spielt, bei kürzeren Variabilitätszeitskalen wird dieses Problem aber noch deutlicher. Die “Ausintegration” der

Variabilität führt im Fall von 1 ES 2344+514 zu unterschiedlichen relativen Peakhöhen als man es durch den statischen Grenzfall erwarten würde (vgl. dicke und dünne Linien in Abbildung 4.19). Bei anderen Blazaren, evtl. bei Markarian 501, kann eine solche Betrachtung zur Verschiebung nur eines  $\nu F_\nu$ -Peaks führen, siehe Abschnitt 4.4. Das Kompressionsverhältnis ändert sich bei der Betrachtungsweise des niedrigen Flusszustandes als Quasigrundzustand, sowie des hohen Flusszustandes als Ausbruch nicht, da genau die selben Schockeigenschaften angenommen werden wie in Tabelle 4.4. Mit der Bedingung  $\langle l \rangle \ll R_{\text{acc}}$  für die mittlere freie Weglänge ergibt sich bei dieser Betrachtung auch die selbe maximale Schock- bzw. Alfvéngeschwindigkeit, da sich bei dieser Betrachtung die Beschleunigung nicht ändert.

#### 4.5.4 Multiwellenlängenemission im Dezember/Januar 2007/2008

Wie bereits erwähnt und in Abbildung 4.18 zu sehen, gibt es von 1 ES 2344+514 eine weitere Detektion mit simultanen Daten. Auch hier kam es zu einem Ausbruch dieses HBLs. Der in Acciari et al. (2011a) gemessene Fluss im Hochenergiebereich ist dabei für beide Flusszustände der Multiwellenlängenkampagne hoch genug um ein Spektrum zu generieren. Bis auf den erhöhten Fluss in allen Wellenlängen wurde in Acciari et al. (2011a) ein zu Rügamer et al. (2011) analoges Verhalten von 1 ES 2344+514 beobachtet. Der niedrige Flusszustand im Hochenergiebereich entspricht dabei (innerhalb der Fehlergrenzen) dem 2005 von MAGIC detektierten (Albert et al. 2007b). Mit Hilfe des zeitabhängigen Modells kann die Emission im niedrigen Flusszustand vom Januar als bereits abgeklungener Ausbruch eines Flares mit dem hohen Flusszustand im Dezember 2007 modelliert werden. Der niedrige Flusszustand der Messung von VERITAS (Acciari et al. 2011a) wird also als Quasigrundzustand für diesen Zeitraum verwendet, dafür spricht auch die Detektion von MAGIC 2005. Die Parameter, welche den niedrigen Flusszustand modellieren, siehe Abbildung 4.21, sind in Tabelle 4.7 zusammengefasst. Der niedrige Flusszustand im Januar 2008 wird also konsistent ebenso ohne relativistische Protonen beschrieben, dass dies eine legitime Beschreibung der Quelle ist, sieht man aber v.a. nach der Modellierung des Flares, welcher konsistent im Rahmen des Modells abgebildet werden kann.

Wie bereits bei den HBLs PKS 2155-304 und 1 ES 1218+30.4 wird der Ausbruch von 1 ES 2344+514 durch Fluktuationen in der Elektronendichte entlang der Jetachse simu-

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e-}$	$B(\text{G})$
0	—	$2.05 \cdot 10^6$	3	0.10
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$1.25 \cdot 10^{14}$	$4.75 \cdot 10^{15}$	1.03	50	23

Tabelle 4.7: Die gewählten Parameter für den modellierten niedrigen Flusszustand von 1 ES 2344+514 innerhalb der Kampagne von 2007/2008 (Acciari et al. 2011a), siehe Abbildung 4.21. Dieser Flusszustand wird als Quasigrundzustand von 1 ES 2344+514 in diesem Zeitraum interpretiert.

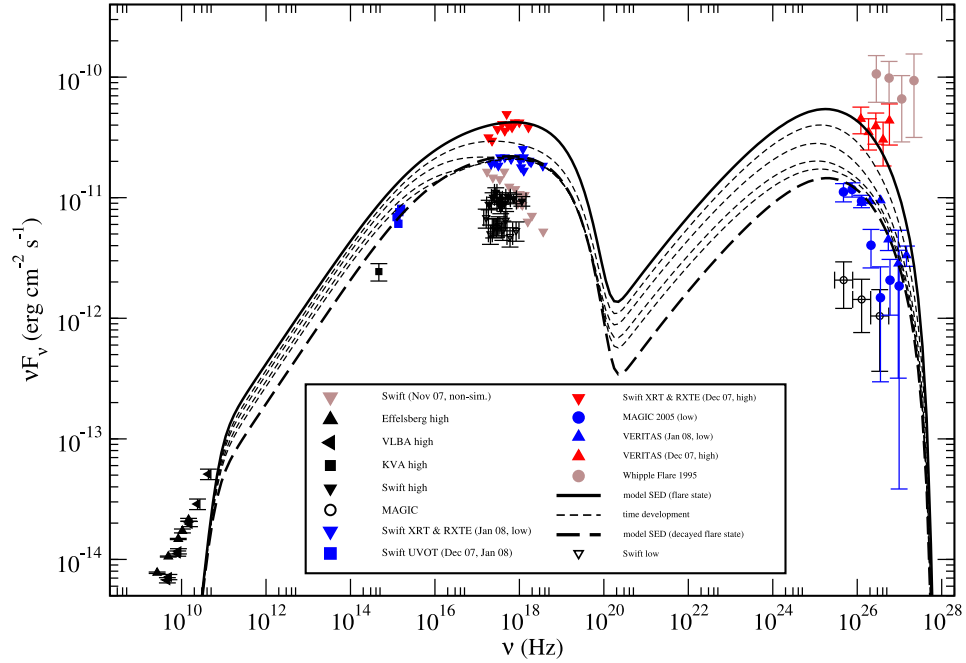


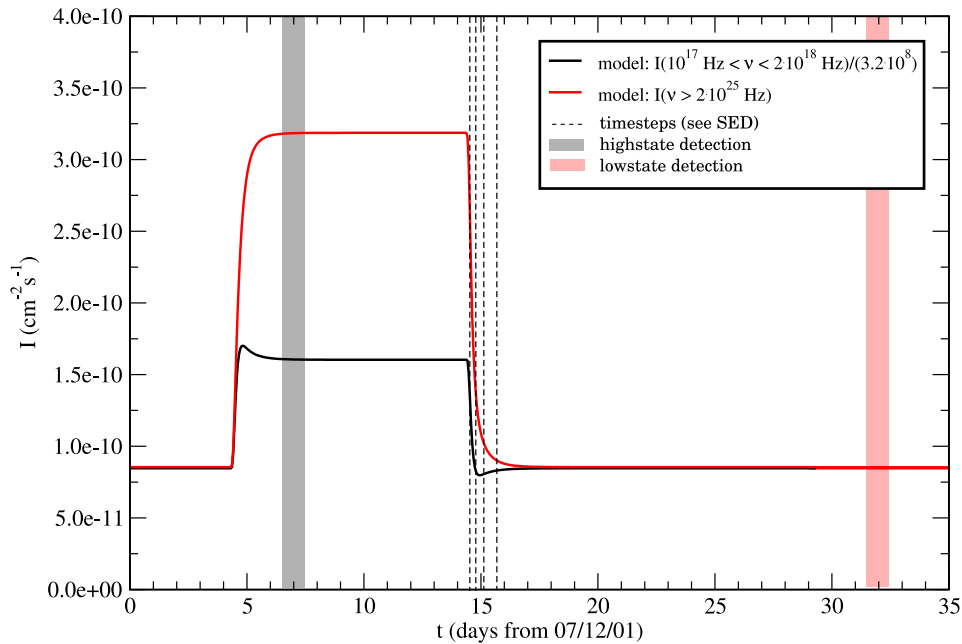
Abbildung 4.21: Modellierte SED von 1 ES 2344+514 des Quasigrundzustands (Details: siehe Text, Parameter: Tabelle 4.7) für die Multiwellenlängendetektion (dick gestrichelt Acciari et al. 2011a) und hoher Flusszustand als Flareszenario aus dem niedrigen Flusszustand (dick). Dünn gestrichelt: zeitl. Kühlung des Flareszenario in den Quasigrundzustand.

liert. Die konstante Elektroneninjektionsrate aus Tabelle 4.7 wird durch eine zeitabhängige ersetzt:

$$Q_{0e}(t) = Q_{0e} \cdot \begin{cases} 2.16 & , 0 < t < 10\text{d} \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

#### 4 Modellierung individueller Blazare

Die Zeitangaben beziehen sich auf das Beobachtersystem und sind reskaliert, so dass der Ausbruch bei  $t = 0$  beginnt. Die angegebene Zeitdauer des Ausbruchs von 10 d ist dabei willkürlich gewählt, da keine Kurzzeitvariationen von 1 ES 2344+514 gemessen wurden, lässt sich diese auch nicht weiter einschränken. In Abbildung 4.22 sind die zum modellierten Ausbruch zugehörigen Lichtkurven im Röntgenenergiebereich von Swift XRT sowie von VERITAS im Hochenergiebereich dargestellt. Der Photonfluss ist auf den Gammastrahlungsbereich normiert. Ebenso dargestellt sind die beiden Messungen vom 07.12.2007 im hohen Flusszustand und vom 01.01.2008 im niedrigen Flusszustand, vgl. Acciari et al. (2011a) sowie Abbildung 4.21. Der niedrige Flusszustand stellt dabei den Quasigrundzustand von 1 ES 2344+514 dar, welcher nach einem Ausbruch wieder erreicht wird, siehe Abbildung 4.21. Die gestrichelten Linien markieren die Zeitentwicklung während der Kühlung aus dem Flarezustand (welcher dem hohen Flusszustand in Abbildung 4.21 entspricht) in den Quasigrundzustand (niedriger Flusszustand).



**Abbildung 4.22:** Photonfluss während des Flareszenarios von 1 ES 2344+514 im Röntgenenergie- (schwarz) und Gammaenergiebereich (rot), Details im Text. Angedeutet sind ferner die Messtage von Acciari et al. (2011a) und die Zeitentwicklung, wie sie in Abbildung 4.21 zu finden ist.

Anhand von Abbildung 4.22 kann man sehen, dass zur endgültigen Verifizierung eines solchen Szenarios Messungen auf einem sehr viel kleinerem Zeitraum nötig sind, was aber

im Gammastrahlungsbereich mit den Air-Cherenkov Teleskopen der aktuellen Generation nicht möglich ist. Das spektrale Verhalten deutet aber auf ein solches Szenario hin. Aus dem erwarteten Elektronenindex bei reiner Schockbeschleunigung von 2.03 ergibt sich ein Kompressionsverhältnis

$$r = 3.91 \quad (4.14)$$

eines starken nicht-relativistischen Schocks, was unterhalb des theoretischen Maximums von  $r = 4$  liegt. Die entsprechenden maximalen Schock- und Alfvéngeschwindigkeiten, wie sie sich aus der Bedingung  $\langle l \rangle \ll R_{\text{acc}}$  wegen der Anwendbarkeit der Diffusionsnäherung ergeben sind

$$v_s^{\text{max}} = 1.06 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}, \quad v_A^{\text{max}} = 2.25 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}. \quad (4.15)$$

Für Werte von  $K_{\parallel} \ll 1.25 \cdot 10^{24} \text{ cm s}^{-1}$  ist die Bedingung  $v_s < c$  für einen nicht-relativistischen Schock erfüllt. Man erwartet aus Beobachtungen von z.B. Supernovaüberresten  $\mathcal{O}(K_{\parallel}) = 10^{20} \text{ cm s}^{-1}$  (Parizot et al. 2006).

### 4.5.5 Zusammenfassung

Betrachtet man die Ergebnisse der beiden Multiwellenlängenkampagnen ist es sehr wahrscheinlich, dass hier die Emission aus zwei verschiedenen Gebieten, d.h. Blobs, detektiert worden ist: in Rügamer et al. (2011) ein Blob mit sehr niedriger Gesamtleuchtkraft, was auch durch den Dopplerfaktor von  $\delta = 18$  bedingt ist, und in Acciari et al. (2011a) ein Blob mit höherer Leuchtkraft (und einem Dopplerfaktor von  $\delta = 23$ ), welcher eine bessere Zeitauflösung im Gammastrahlungsbereich erlaubt. Bei dem in den einzelnen Messungen erhöhten Flusszustand handelt es sich um einen Ausbruch aus dem niedrigen Flusszustand der Detektion, welcher den mutmaßlichen Quasigrundzustand des jeweiligen Blobs darstellt. Ein solches Szenario kann auch im Modell von Marscher et al. (2008) interpretiert werden, indem sich der Dopplerfaktor des Blobs ändert, da sich der Sichtwinkel ändert, wenn der (in diesem Fall) eine Blob sich entlang des helikalen Magnetfelds orientiert.

Die beiden Messungen von MAGIC und VERITAS sind dann auf unterschiedliche Positionen des Blobs innerhalb des Jets zurückzuführen. Auf diese Weise ergibt sich der größere Gesamtfluss im Dezember 2007 / Januar 2008 verglichen mit der Messung im

Oktober 2008. Es handelt sich also um einen Grundzustand, der bedingt durch den Sichtwinkel variiert. Die jeweiligen Ausbrüche ergeben sich wie in den einzelnen Abschnitten beschrieben aus dem Grundzustand durch Fluktuationen in der Elektronendichte entlang der Jetachse. Die Zeitskala der Änderung des Grundzustandes ist im Modell von Marscher et al. (2008) durch die Geometrie des helikalen Magnetfelds bestimmt und sehr viel größer als die intrinsische Variation innerhalb des Blobs während eines Ausbruchs. Was genau nun die unterschiedlichen “globalen“ Flusszustände von 1 ES 2344+514 verursacht, können nur systematische simultane Beobachtungen zeigen, welche dann auch einen eventuellen globalen Grundzustand von 1 ES 2344+514 wie er bei anderen HBLs (PKS 2155-304, 1 ES 1218+30.4) beobachtet wird, zeigen. Die Messungen von Swift XRT im November 2007 deuten darauf hin, dass die Detektion von Albert et al. (2007b) nahe an einem solchen Zustand liegt. Die Tatsache, dass alle Parameter der Flareszenarien für die beiden Multiwellenlängendetektionen sehr gut miteinander verträglich sind und 1 ES 2344+514 im Röntgenbereich in beiden Fällen ein analoges Verhalten zeigt, spricht für diese Interpretation der Variation in den Spektren innerhalb einer Kampagne. Zudem beschreibt nur die zeitabhängige Betrachtung die Messungen und deren unterschiedliche Zeitintegration korrekt. Eine Interpretation aller vier Spektren als Emission aus unterschiedlichen Regionen (siehe Abschnitt 4.5.2) ist daher sehr unwahrscheinlich und auch wegen der fehlenden Zeitabhängigkeit nicht korrekt. Die favorisierte Interpretation der jeweils hohen Flusszustände als Flare der Kampagnen zeigen stets das selbe Ausbruchsverhalten. Wie auch bei den anderen Blazaren scheint die Ursache eines Flares für einen Blazar stets die selbe zu sein, auch wenn dieser Ausbruch, wie in diesem Fall, aus verschiedenen Flusszuständen erfolgt. Verschiedene Blazare besitzen allerdings ein unterschiedliches Ausbruchsverhalten. Die Frage was einen eventuellen globalen Grundzustand eines Blazars auslöst und ob die unterschiedlichen Grundzustände, wie sie bei 1 ES 2344+514 beobachtet werden, durch die Bewegung des Blobs durch den Jet oder direkt bei der Jetentstehung generiert werden, ist stark mit der Jetformation und Akkretionsphysik verbunden. Dies können, wie bereits erwähnt, nur systematische Beobachtungen und auch andere Methoden (siehe Kapitel 2.5 und 2.6) zeigen. Analog zu den anderen Blazaren kann man auch für 1 ES 2344+514 die minimal in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft bestimmen. Man findet

$$\begin{aligned} L_{\text{inj, oct}}^{\text{low}} &= 4.26 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1} \\ L_{\text{inj, oct}}^{\text{high}} &= 4.96 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.16)$$

für die statische Behandlung der Multiwellenlängendaten aus Rügamer et al. (2011) im niedrigen und hohen Flusszustand von 1 ES 2344+514. Wie zu erwarten befinden diese sich in der selben Größenordnung. Für den jeweiligen Quasigrundzustand der Multiwellenlängenkampagnen Acciari et al. (2011a) und Rügamer et al. (2011) ergibt sich

$$\begin{aligned} L_{\text{inj}}^{\text{oct}} &= 7.73 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1} \\ L_{\text{inj}}^{\text{jan/dec}} &= 1.31 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.17)$$

(siehe Tabelle 4.6 bzw. 4.7 in Abschnitt 4.5.3 bzw. Abschnitt 4.5.4). Insgesamt sind die minimal injizierten Leuchtkräfte also etwas geringer als bei den anderen modellierten Blazaren, was aber wegen des niedrigen Gesamtflusses von 1 ES 2344+514 zu erwarten ist. Allerdings sind die Werte in (4.17) realistischer, berücksichtigt man die Masse des zentralen schwarzen Lochs von 1 ES 2344+514 aus der Dispersionsrelation der Hostgalaxie von  $M_{\text{BH}} = 4.36 \cdot 10^8 M_{\odot}$  (Barth et al. 2003). Die zugehörige Eddingtongrenze ist  $L_{\text{edd}} \approx 5 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ . Die intrinsischen injizierten Leuchtkräfte  $L_i$  für die beiden Quasigrundzustände sind mit  $L_{\text{inj}}^{\text{oct}} = \Gamma^{\text{oct}2} \cdot L_{\text{inj},i}^{\text{oct}} = 9.55 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  bzw.  $L_{\text{inj}}^{\text{jan/dec}2} = \Gamma^{\text{jan/dec}} \cdot L_{\text{inj},i}^{\text{jan/dec}} = 9.88 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  nahezu gleich. Der Unterschied in den beiden Dopplerfaktoren ( $\delta = 18$  für die Beobachtung im Oktober 2008,  $\delta = 23$  für die Beobachtung im Dezember/Januar 2007/2008) sind also im wesentlichen auf eine Änderung des Beobachtungswinkels zurückzuführen. Dies ist eine weitere Evidenz für eine leichte Richtungsänderung des Strahlungsgebiets innerhalb des Jets, wie es z.B. im Modell von Marscher et al. (2008) vorkommt, siehe auch Abschnitt 4.5.3. Bei einer Eddingtoneffizienz von  $10^{-4}$ , legt man einen poyntingflussdominierten Jet zu Grunde (Treves et al. 2002), kann man über die Eddingtonleuchtkraft den Bulk-Lorentzfaktor und die angesprochenen zugehörigen Beobachtungswinkel bestimmen. Man erhält

$$\begin{aligned} \Gamma^{\text{oct}} &= 72.4, \quad \theta_{\text{obs}}^{\text{oct}} = 2.1^{\circ} \\ \Gamma^{\text{jan/dec}} &= 71.1, \quad \theta_{\text{obs}}^{\text{jan/dec}} = 1.8^{\circ}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Auch hier ergeben sich typische Werte, wie man sie für einen Blazar erwartet. Der Beobachtungswinkel ist im Fall der Beobachtung aus Acciari et al. (2011a) bei gleichem Bulk-Lorentzfaktor geringer als bei der Beobachtung im Oktober 2008.

## 4.6 HBL: Markarian 180

### 4.6.1 Eigenschaften

Der Blazar Markarian 180, auch bekannt als 1 ES 1133+704, ist ein HBL bei Rotverschiebung  $z = 0.045$  (Falco et al. 1999), er befindet sich uns ähnlich nahe wie Mkn 501 und 1 ES 2344+514. Im Gammastrahlungsbereich wurde Mkn 180 2006 von MAGIC nach einem optischen Ausbruch detektiert (Albert et al. 2006c). Mkn 180 zeigt dabei HBL-typische  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen von  $> 10^{17}$  Hz im harten Röntgenbereich und  $> 10^{25}$  Hz im Gammastrahlungsbereich. Die Angabe dieser Peakfrequenzen schwankt bei Mkn 180 sehr stark, da es sich um eine nicht sehr häufig beobachtete Quelle handelt. Die ersten Multiwellenlängendaten mit KVA im optischen und Swift im Röntgenbereich wurden 2008 aufgenommen (Rügamer et al. 2011). Für diese Kampagne sind die MAGIC Daten im Gammastrahlungsbereich allerdings nicht verfügbar. In diesem Abschnitt kann zudem nur das statische Spektrum (in zwei unterschiedlichen Flusszuständen) von Mkn 180 verwendet werden um die Parameter des Modells einzuschränken. Anders als bei den vier zuvor behandelten HBLs liegt für Mkn 180 keine Messung während eines Ausbruchs vor. Dennoch ist Mkn 180 interessant, besonders im Vergleich mit Mkn 501, da auch hier eine Verschiebung der Peakfrequenz im Röntgenbereich, zwar nicht während eines Ausbruchs aber in den zwei unterschiedlichen Flusszuständen, beobachtet wird. Zusätzlich kann man die unterschiedlichen Flusszustände von Mkn 180 im Zusammenhang mit denen von 1 ES 2344+514 sehen um weitere Erkenntnisse über einen Grundzustand von Mkn 180 zu erhalten und was einen solchen generiert.

### 4.6.2 Modellierung der unterschiedlichen Flusszustände

Während der Detektion im Jahr 2008 (Rügamer et al. 2011) konnten zwei unterschiedliche Flusszustände im Röntgenbereich durch Swift gemessen werden, anders als bei 1 ES 2344+514 ist im Gammastrahlungsbereich kein Spektrum durch das MAGIC Teleskop verfügbar. Dafür existiert ein Fermi-LAT Spektrum während dieser Kampagne (grau schattiert in Abbildung 4.23). Daher wird zur Modellierung das MAGIC Spektrum aus Albert et al. (2006c) zusammen mit den optischen und Röntgendaten aus Rügamer et al. (2011) verwendet.

Die beiden Flusszustände von 2008 werden dabei als zwei unterschiedliche Emissionsre-

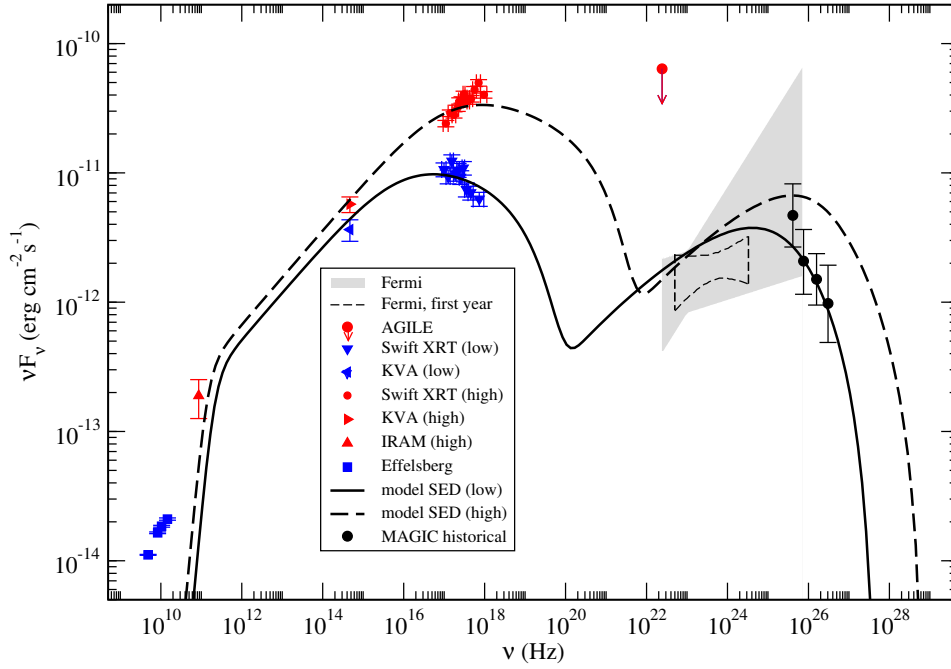


gionen interpretiert und modelliert. Erst mit der Verfügbarkeit von Multiwellenlängendaten in allen Spektralbereichen ist eine zeitabhängige Behandlung dieses Blazars möglich und sinnvoll um die Parameter ähnlich wie bei 1 ES 2344+514 weiter einzuschränken. Die beiden unterschiedlichen Flusszustände im Röntgenbereich aus Rügamer et al. (2011) zeigen eine deutliche Verschiebung in der  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenz, falls es sich hierbei um einen Flare handelt, besitzt dieser die selbe Natur wie die Ausbrüche bei Mkn 501. Für detaillierte Aussagen sind allerdings weitere, besser zeitaufgelöste Daten erforderlich. Die spektrale Energieverteilung von Mkn 180 kann wie bei den meisten HBLs zuvor ebenso ohne die Injektion von primären Protonen in die Beschleunigungszone modelliert werden. Die gefundenen Parameter für den niedrigen Flusszustand von Mkn 180 sind in Tabelle 4.8, die für den hohen Flusszustand in Tabelle 4.9 zusammengefasst. Der hohe Flusszustand ist offensichtlich nicht mit den historischen MAGIC Daten (Albert et al. 2006c) verträglich, wohl aber der niedrige Flusszustand, siehe Abbildung 4.23.

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
0	—	$2.65 \cdot 10^7$	7	0.21
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$3.5 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^{15}$	1.34	275	35

Tabelle 4.8: Die gewählten Parameter für den modellierten niedrigsten Flusszustand von Mkn 180 für die Messdaten aus Rügamer et al. (2011), siehe Abbildung 4.23. Beachte: MAGIC-Daten nicht simultan.

Dieser Umstand deutet darauf hin, dass es sich bei dem niedrigen Flusszustand aus der Messung in Rügamer et al. (2011) um den Grundzustand von Mkn 180 analog zu den Grundzuständen in z.B. PKS 2155-304, 1 ES 1218+30.4 oder Mkn 501 handelt. Die Äquipartitionsparameter sind  $h = 4 \cdot 10^{-3}$  im niedrigen Flusszustand und  $h = 0.02$  im hohen Flusszustand. Obwohl diese Größen für die Jetstabilität und das Confinement eine untergeordnete Rolle spielen, ist der  $h$ -Parameter im niedrigen Flusszustand äußerst gering, vergleicht man diesen mit den Äquipartitionsparametern der anderen leptonisch dominierten Quellen aus Abschnitt 4.2 bis 4.5. Der Gyrationradius der Elektronen ist in beiden Fällen kleiner als die Ausdehnung der Strahlungszone. Entsteht der hohe Flusszustand durch einen Ausbruch mit starker Magnetfeldfluktuation, siehe Mkn 501 (Abschnitt 4.4), erwartet man eine entsprechende Verschiebung des zweiten  $\nu F_\nu$ -Peaks in der SED. Daher erwartet man auch nicht, dass das gemessene historische



**Abbildung 4.23:** Gemessener niedriger (blau) und hoher (rot) Flusszustand von Mkn 180 von 2008, aus Rügamer et al. (2011). Die historische MAGIC-Daten (schwarz) aus Albert et al. (2006c) deuten auf einen Grundzustand hin. Grau schattiert: Fermi LAT Spektrum während der Detektion 2008.

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e-}$	$B(\text{G})$
0	—	$6.10 \cdot 10^7$	7	0.08
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$1.00 \cdot 10^{13}$	$2.25 \cdot 10^{15}$	1.34	275	59

Tabelle 4.9: Die gewählten Parameter für den modellierten hohen Flusszustand von Mkn 180 innerhalb der Kampagne von 2008 (Rügamer et al. 2011), siehe auch Abbildung 4.23. Beachte: die Hochenergiedaten sind nicht simultan.

MAGIC Spektrum (Albert et al. 2006c) mit dem hohen Flusszustand verträglich ist, siehe Abbildung 4.23 und Abbildung 4.14.

Zur korrekten (zeitabhängigen) Behandlung inklusive Beschleunigung von Mkn 180 unter Berücksichtigung der Integrationszeiträume der unterschiedlichen Experimente (siehe Abschnitt “1 ES 2344+514”) ist v.a. wegen der Peakverschiebung eine Detektion im

Gammastrahlungsbereich im hohen Flusszustand erforderlich. Aus diesem Grund kann hier die Modellierung “nur” im statischen Grenzfall erfolgen. Die gefundenen Parameter sind aber, abgesehen von dem relativ hohen Dopplerfaktor von  $\delta = 59$  im hohen Flusszustand, im Rahmen der für leptonsiche SSC Modelle erwarteten Größenordnung, wie man sie auch durch die Beobachtungen von AGNs gewinnt. Nicht selbstkonsistente Modelle, wie Tavecchio et al. (2001), “verstecken” solche problematischen Parameter durch die willkürliche Wahl der Größe des spektralen Bruchs und dessen Position. Für Mkn 180 ergibt sich in deren Modell ein spektraler Bruch in der Elektronendichte von 2.2 (!), was einem Elektronenenergieverlustprozess mit einer  $\gamma^{3.2}$ -Abhängigkeit entspricht. Ein solcher Prozess ist jedoch nicht bekannt. Abgesehen davon befinden sich die Parameter für beide Modelle in der selben Größenordnung, vgl. Rügamer et al. (2011). Im Gegensatz zu 1 ES 1011+496 wird Mkn 180 also gut durch leptonsiche Emission beschrieben, eine eindeutige Aussage ist allerdings erst mit der Verfügbarkeit von (variablen) Multiwellenlängendaten möglich.

### 4.6.3 Weitere Folgerungen

Das Kompressionsverhältnis ergibt sich in beiden Flusszuständen analog zu den anderen HBLs zu

$$r = 3.24 .$$

Es handelt sich im Fall von Mkn 180 also nicht unbedingt um einen starken Schock (Schlickeiser 2002). Die maximale Schock- und Alfvéngeschwindigkeit im Regime der Diffusionsnäherung für die Beschleunigungszone, d.h.  $K_{\parallel}^{\max} \ll cR_{\max}$ , ergeben sich bei Mkn 180 in beiden Flusszuständen zu

$$v_s^{\max} = 9.43 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \text{ bzw. } v_A^{\max} = 8.53 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{s}} . \quad (4.19)$$

Es handelt sich also um einen nahezu relativistischen Schock, was konsistent mit den bestimmten Geschwindigkeiten anhand Abbildung 4.1 ist. Das Kompressionsverhältnis gibt also tatsächlich die Stärke des Schocks an und ist nicht auf relativistische Schockbeschleunigung, wie in Abbildung 4.1, zurückzuführen. Wobei das Kompressionsverhältnis dabei signifikant von den Werten von  $\approx 4$  in anderen HBLs abweicht. Die in die Be-

schleunigungszone minimal injizierten Leuchtkräfte sind

$$\begin{aligned} L_{\text{inj}}^{\text{low}} &= 7.16 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \\ L_{\text{inj}}^{\text{high}} &= 3.82 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.20)$$

für den niedrigen und hohen Flusszustand. Erwartungsgemäß sind diese in der selben Größenordnung und vergleichen sich auch mit den zuvor behandelten HBLs PKS 2155-304, 1 ES 1218+30.4, Mkn 501 und 1 ES 2344+514. Die Masse des zentralen schwarzen Lochs ergibt sich aus der  $M - \sigma$ -Relation zu  $M_{\text{BH}} \approx 3.16 \cdot 10^8 M_{\odot}$  (Falomo et al. 2002), die Eddingtonleuchtkraft von Mkn 180 ist also  $L_{\text{edd}} \approx 4 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ . Damit ist die minimal injizierte Leuchtkraft unterhalb der theoretischen Erwartung für eine Eddington-Effizienz von  $10^{-4}$  (Treves et al. 2002). Ist Mkn 180 poyntingflussdominiert so kann man durch Gleichsetzen von  $L_{\text{inj}} = 10^{-4} L_{\text{edd}}$  den Bulk-Lorentzfaktor sowie den zugehörigen Beobachtungswinkel bestimmen. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} \Gamma^{\text{low}} &= 44.7, \quad \theta_{\text{obs}}^{\text{low}} = 1.6^{\circ} \\ \Gamma^{\text{high}} &= 103, \quad \theta_{\text{obs}}^{\text{high}} = 0.9^{\circ} \end{aligned} \quad (4.21)$$

für den niedrigen und hohen Flusszustand. Die in (4.21) angegebenen Werte befinden sich im Rahmen der beobachteten scheinbaren Überlichtgeschwindigkeit von AGNs, die Beobachtungswinkel sprechen für einen Blazar.

## 4.7 HBL/IBL: B3 2247+381

### 4.7.1 Modellierung der unterschiedlichen Flusszustände

Die Gammaemission des Blazars B3 2247+381 ist von MAGIC im September/Okttober 2010 erstmals detektiert worden (Mariotti u. MAGIC Collaboration 2010). Die Quelle ist im Fermi LAT “First year Catalogue” als J2250.1+382.5 ein wahrscheinlicher Kandidat für Hochenergieemission genannt (Abdo et al. 2010a) und ist auch in The Fermi-LAT collaboration (2011) mit einem Spektralindex von  $1.84 \pm 0.11$  gelistet. Die Rotverschiebung des Blazars B3 2247+381 beträgt  $z = 0.119$  (Falco et al. 1998). Die  $\nu F_{\nu}$ -Peakfrequenzen von  $\approx 2 \cdot 10^{16} \text{ Hz}$  im Röntgenbereich und  $\approx 5 \cdot 10^{24} \text{ Hz}$  sind der Rotverschiebung entsprechend niedriger als bei den meisten zuvor behandelten HBLs. Im Fall von B3 2247+381 unterscheidet sich die phänomenologische Klassifikation von Blazaren. Nieppola et al.

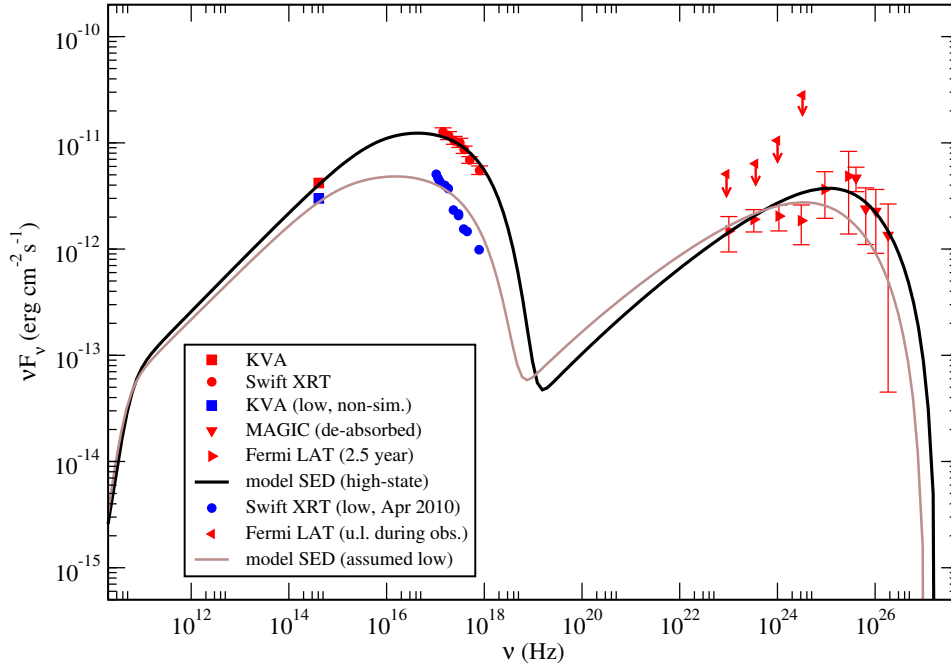
(2006) identifizieren B3 2247+381 als IBL, während Donato et al. (2001) die Quelle als HBL klassifiziert. Ebenso wie bei dem Blazar 1 ES 1011+496, welcher mit  $z = 0.212$  auch zu den weiter entfernten Quellen zählt, sind bei B3 2247+381 die Peakfrequenzen für ein HBL bei sehr kleinen Werten, die geringe  $\nu L_\nu \approx 5 \cdot 10^{43} \text{ ergs}^{-1}$  im Gammastrahlungsbereich spricht allerdings wieder für ein HBL. Bei der MAGIC-Detektion der Quelle im Hochenergiebereich handelt es sich um eine Multiwellenlängenkampagne, welche zusammen mit Swift im Röntgenbereich und KVA im optischen Spektralbereich durchgeführt wurde. Die simultanen Daten dieser Kampagne (Aleksić et al. 2011c) werden im folgenden benutzt um das Spektrum von B3 2247+381 mit dem vorgestellten selbstkonsistenten Modell zu beschreiben. Wie bereits im Fall von Markarian 180 liegen auch hier keine zeitaufgelösten Spektren oder Lichtkurven vor. Bei dem HBL/IBL B3 2247+381 handelt es sich um eine relativ neu entdeckte Quelle, was die Spektren im Hochenergiebereich angeht. Die gefundenen Parameter sind in Tabelle 4.10 zusammengefasst. Im Fall von B3 2247+381 gelingt es das statische Spektrum, anders als bei 1 ES 1011+496, ohne die Injektion primärer Protonen in die Beschleunigungszone zu modellieren, siehe Abbildung 4.24. Die stationären Elektronenverteilungen, welche die SED für B3 2247+381 im Modell erzeugen finden sich in Abbildung 4.25. Zur Modellierung wurden ebenso die

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
0	–	$8.40 \cdot 10^4$	4	0.07
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$9.25 \cdot 10^{14}$	$1.30 \cdot 10^{16}$	1.09	$\infty$	35

Tabelle 4.10: Die gewählten Parameter für den modellierten hohen Flusszustand von B 2247+381 wie er in Aleksić et al. (2011c) gemessen wurde, SED: Abbildung 4.24, Elektronendichten im stationären Zustand: Abbildung 4.25.

über 2.5 yr gemittelten Fermi LAT Daten (Aleksić et al. 2011c) herangezogen. Bei der simultanen Detektion 2010 (September/Okttober) handelt es sich um einen hohen Flusszustand von B3 2247+381, von KVA und Swift sind (nicht-simultan) in vergangenen Beobachtungen niedrigere Flusszustände gemessen worden, siehe Abbildung 4.24.

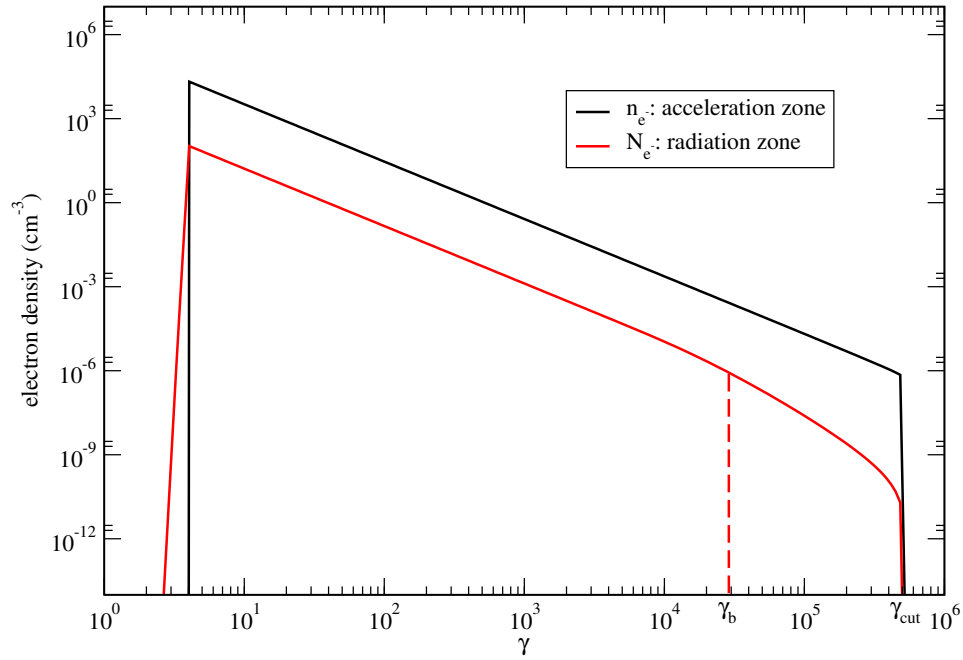
Die Parameter in Tabelle 4.10 zur Modellierung des hohen Flusszustands (siehe Abbildung 4.24) von B3 2247+381 sind in der Größenordnung, wie man sie typischerweise für leptonsche Modelle findet, also in der Größenordnung der Parameter für HBLs wie PKS 2155-304, 1 ES 1218+30.4, Markarian 510, Markarian 180 und 1 ES 2344+514 in dieser



**Abbildung 4.24:** *Modellierte (stationäre) spektrale Energieverteilung von B3 2247+381 zusammen mit dem simultanen Messdaten aus Aleksić et al. (2011c) (rot) im hohen Flusszustand (schwarz) mit dem Parametern aus Tabelle 4.10, die zugehörige Elektrodendichte ist in Abbildung 4.25 dargestellt. Ebenso: hypothetischer niedriger Flusszustand (braun) für die Swift / KVA Messung im April 2010 (blau) mit den korrekten Photonenindex im Fermi-LAT Energiebereich, MAGIC-Datenpunkte werden als Obergrenze verwendet.*

Arbeit. Im Fall von B3 2247+381 handelt es sich um reine Schockbeschleunigung der bei  $\gamma_{0e}$  injizierten Elektronen. Das Magnetfeld zwingt die Elektronen auf Kreisbahnen  $r_{\text{gyr}}$  welche sehr viel kleiner sind, als die Ausdehnung der Strahlungszone. Der Äquipartitionsparameter ist  $h = 0.02$ . Diese ist größer als der Schwarzschildradius für ein zentrales schwarzes Loch der Masse  $M_{\text{BH}} = 5 \cdot 10^8 M_{\odot}$ , wie man es typischerweise in einem aktiven Galaxienkern erwartet. Der Dopplerfaktor entspricht typischen Werten, die man bei AGN Jets durch die scheinbare Überlichtgeschwindigkeit im Regelfall misst.

Vergleicht man den resultierenden spektralen Index der Elektronenverteilung des Modells in der Strahlungszone von  $s = 2.09$  mit dem durch Synchrotron- und inverse Comptonkühlung entstehenden spektralen Bruch auf  $s = 3.09$  bei  $\gamma_b = 2.9 \cdot 10^4$ , welche sich bis  $\gamma_{\text{cut}} = 4.8 \cdot 10^5$  erstreckt (siehe Abbildung 4.25), mit den Parametern des SSC Modells



**Abbildung 4.25:** Elektronendichten in der Beschleunigungs- (schwarz) und Strahlungszone (rot) im statischen Zustand von 2247+381, welche das Modellspektrum für den hohen Flusszustand (Parameter: Tabelle 4.10, SED: Abbildung 4.24) “erzeugen”. Verglichen mit anderen HBLs ist  $\gamma_{\text{cut}}$  eher klein.

von Tavecchio et al. (2001), stimmen diese auf dem ersten Blick sehr gut überein (Reinthal et al. 2011). Es fällt allerdings auf, dass der spektrale Bruch wie auch schon bei Mkn 180 und 1 ES 1011+496 nicht selbstkonsistent aus dem Modell hervorgeht, sondern ein willkürlicher Fitparameter mit 2.35 ist. Auch die Position des spektralen Bruchs stellt hier einen freien Parameter dar. Zudem ist bei diesem Modell das  $\gamma_{\text{min}}$  ungewöhnlich groß. Im Fall des hohen Flusszustands von B3 2247+381 ist dies nicht weiter problematisch, da beide Modelle das Spektrum gut beschreiben, siehe Aleksić et al. (2011c). Probleme mit dem Modell von Tavecchio et al. (2001) treten immer dann auf, wenn man die SED eines Blazars eigentlich nicht mehr durch eine rein leptonische Komponente beschreiben kann, siehe z.B. 1 ES 1011+496. Vergleicht man Abbildung 4.25 mit den Elektronenverteilungen der anderen Blazare (HBLs), so stellt man fest, dass  $\gamma_{\text{cut}}$  zum einen wegen der verschwindenden diffusiven Beschleunigung sehr scharf ist, zum anderen befindet es sich um mehr als eine Größenordnung unter den typischen Werten für ein HBL. Dies deutet u.U. darauf hin, dass es sich um ein IBL nach der Klassifikation von Nieppola et al. (2006) handelt. In Abbildung 4.24 ist der Vollständigkeit halber auch

noch ein Modellspektrum für den niedrigen Flusszustand, wie er durch Swift im April 2010 und KVA gemessen wurde. Die Parameter hierfür befinden sich in Tabelle 4.11. Hierbei ist zu beachten, dass die MAGIC-Detektion nicht simultan zum niedrigen, son-

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
0	—	$3.34 \cdot 10^5$	4	0.07
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$9.25 \cdot 10^{14}$	$1.85 \cdot 10^{16}$	1.12	$\infty$	21

Tabelle 4.11: Die gewählten Parameter für den modellierten niedrigen Flusszustand von *B 2247+381* für die Swift-Detektion im April 2010 zusammen mit KVA, siehe auch Reinthal et al. (2011), SED: Abbildung 4.24 (braun).

dern zum hohen Flusszustand ist. Es existieren leider keine weiteren simultanen Daten für diesen Flusszustand, außer die über 2.5 a gemittelten Fermi-LAT Daten, siehe Abbildung 4.24. Um den niedrigen Flusszustand dennoch zu modellieren, wird der mittlere Photonenindex von  $-1.84 \pm 0.11$  im Fermi LAT Energiebereich verwendet. Ferner werden die MAGIC-Datenpunkte aus der Messung im Oktober 2010 (Aleksić et al. 2011c), welche simultan zum hohen Fluss im Röntgenbereich sind, als Obergrenze für den Fluss im Gammastrahlungsbereich für den niedrigen Flusszustand angesehen. Es wird also davon ausgegangen, dass sich *B3 2247+381* wie ein (leptonisches) HBL verhält und die Flüsse im Röntgen- und Gammastrahlungsbereich korrelieren. Es tritt keine signifikante Verschiebung des ersten  $\nu F_\nu$ -Peaks auf, verglichen mit dem hohen Flusszustand.

In Aleksić et al. (2011c) wird der niedrige Flusszustand auch mit dem Modell von Tavecchio et al. (2001) beschrieben mit der Grundlage, dass sich der Gammastrahlungsfluss nicht ändert im Vergleich zum hohen, simultan gemessenen Flusszustand. Folglich sind die Modellparameter, die dort für diesen niedrigen Flusszustand gefunden werden, deutlich verschieden von denen in Tabelle 4.11. Beide Parametersätze sind aber in der erwarteten Größenordnung für SSC Modelle. Welche Annahme für den Hochenergiebereich richtig ist können nur systematische und simultane Beobachtungen von *B3 2247+381* zeigen. Allerdings ist der spektrale Bruch für das Modell von Tavecchio et al. (2001) hier mit 3.3 nochmal größer als die ohnehin problematischen 2.3 des hohen Flusszustandes. Die Extrapolation der Ergebnisse für andere Blazare in verschiedenen Flusszuständen spricht auch eher für die in dieser Arbeit verwendeten Annahme über den Fluss im Hochener-



giebereich. Für eine ausführliche Betrachtung der verschiedenen Flusszustände wie bei 1 ES 2344+514 im Bezug auf einen globalen Grundzustand und was diesen und die unterschiedlichen Flusszustände auslöst (siehe z.B Abschnitt 4.5.5) fehlen bei B3 2247+381 allerdings simultane Daten sowie weitere Beobachtungen über einen längeren Zeitraum oder in unterschiedlichen Zeitabständen. Aus diesem Grund kann hier nur eine statische Behandlung der Quelle erfolgen, es ist allerdings unwahrscheinlich, dass dieser Blazar keine Variabilität zeigt, hier sind weitere Messungen erforderlich.

### 4.7.2 Bestimmung der Beschleunigungsparameter

Aus den Tabellen 4.10 und 4.11 entnimmt man  $t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$  und somit den spektralen Index der Elektronendichte in der Beschleunigungszone, siehe auch Abbildung 4.25. Für einen spektralen Index von 2.09 im hohen Flusszustand und 2.12 im niedrigen Flusszustand von B3 2247+381 ergibt sich ein Kompressionsverhältnis von

$$r^{\text{high}} = 3.75 \text{ bzw. } r^{\text{low}} = 3.68 .$$

Da Fermi-II Prozesse bei dieser Quelle keine Rolle spielen, gehen die relevanten spektralen Indizes in diesem Fall direkt aus der Elektronenverteilung hervor. In beiden Flusszuständen handelt es sich also um einen starken (nicht-relativistischen) Schock, welcher die Elektronen von  $\gamma_{0e} = 4$  zu hohen Energien beschleunigt. Analog zu den bisher behandelten Blazaren gewinnt man aus der Bedingung, dass die Diffusionsnäherung für die kinetischen Gleichungen in der Beschleunigungszone noch Gültigkeit besitzen muss den maximalen räumlichen Diffusionskoeffizienten  $K_{\parallel}^{\text{max}}$ , indem man  $\langle l \rangle = R_{\text{acc}}$  gleichsetzt. Durch einsetzen in Gleichung (3.56) ergibt sich damit die maximale Schockgeschwindigkeit (im Fall von B3 2247+381 gilt  $v_A \rightarrow 0$ ) von

$$v_s^{\text{high}} = 1.05 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \text{ bzw. } v_s^{\text{low}} = 1.04 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \quad (4.22)$$

für den hohen bzw. niedrigen Flusszustand im Modell. Für typische Werte von  $K_{\parallel} \ll K_{\parallel}^{\text{max}}$  ist die Annahme eines nicht-relativistischen Schocks also gerechtfertigt, was durch die (unabhängig) bestimmten Kompressionsverhältnisse bestätigt wird und konsistent mit Gerbig u. Schlickeiser (2011) ist. Ebenso wie bei den bisher modellierten Blazaren kann man die minimal in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft bestimmen,

man erhält

$$\begin{aligned} L_{\text{inj}}^{\text{low}} &= 7.16 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \\ L_{\text{inj}}^{\text{high}} &= 1.68 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.23)$$

für den hohen bzw. niedrigen Flusszustand, siehe hierzu Abbildung 4.24. Anders als im Fall von 1 ES 2344+514 weichen hier aber auch die intrinsischen (im Jetsystem) injizierten Leuchtkräfte deutlich voneinander ab. Dies spricht dafür, dass man tatsächlich die Emission von zwei unterschiedlichen Blobs beobachtet. Die Änderung der Luminosität von B3 2247+381 in den unterschiedlichen Flusszuständen also nicht alleine durch einen sich ändernden Beobachtungswinkel wie im Modell von Marscher et al. (2008) bei 1 ES 2344+514 zu erklären. Für eine AGN typische Masse des zentralen schwarzen Lochs  $M_{\text{BH}} = 5 \cdot 10^8 M_{\odot}$  ergibt sich die Eddingtongrenze zu  $L_{\text{edd}} = 6.3 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ , die minimal injizierten Leuchtkräfte befinden sich also innerhalb der maximalen Effizienz von  $\approx 10^{-4} L_{\text{edd}}$  für poyntingflussdominierte Jets (siehe Treves et al. (2002)). Damit lässt sich der Bulk-Lorentzfaktor sowie der zugehörige Beobachtungswinkel des Blobs bestimmen. Man findet

$$\begin{aligned} \Gamma^{\text{low}} &= 21.2, \quad \theta_{\text{obs}}^{\text{low}} = 2.7^\circ \\ \Gamma^{\text{high}} &= 46.2, \quad \theta_{\text{obs}}^{\text{high}} = 1.6^\circ \end{aligned} \quad (4.24)$$

für den niedrigen und hohen Flusszustand. Die Werte sind konsistent mit den bisher bestimmten Größen und entsprechen typischen für Blazare.

*Anmerkung:* Alle hier bestimmten Werte für den niedrigen Flusszustand sind auf Basis der modellierten SED des niedrigen Flusszustandes von B3 2247+381 (braun) ohne die Kenntnis über die tatsächliche Emission im Gammastrahlungsbereich entstanden.

## 4.8 HBL/IBL: 1 ES 1011+496

### 4.8.1 Eigenschaften

Der Blazar 1 ES 1011+496 wird trotz der relativ hohen Rotverschiebung von  $z = 0.212$  (Albert et al. 2007a) zur Klasse der HBLs gezählt, wobei diese Klassifizierung wahrscheinlich für die zu Grunde liegende Physik im Jet eines AGN keine Rolle spielen wird. Die  $\nu F_{\nu}$ -Peakfrequenzen sind bei 1 ES 1011+496 mit  $\approx 10^{16} \text{ Hz}$  im Röntgenbereich und

entsprechenden  $\approx 10^{24}$  Hz im Gammastrahlungsbereich um eine Größenordnung geringer als bei den in Abschnitten 4.2 bis 4.5 betrachteten HBLs. Ebenso wie bei B3 2247+381 scheinen die Grenzen in der phänomenologischen Klassifizierung zwischen HBL und IBL hier fließend. Zudem zeigt 1 ES 1011+496 eine Linienemission, welche benutzt wurde um die Rotverschiebung zu bestimmen. Eine solche Emission zeigen die übrigen anderen HBLs nicht, was nach dem “alten” Klassifikationsschema für einen anderen Blazartyp spricht, die Gesamtleuchtkraft ist allerdings geringer, als man es bei FSRQs erwarten würde.

Bei der Entdeckung der Gamma-Emission von 1 ES 1011+496 im Jahr 2007 durch MAGIC war dies der am weitesten entfernte Gammastrahlungsblazar (Albert et al. 2007a). Im optischen Spektralbereich zeigt 1 ES 1011+496 starke Variabilität, welche wahrscheinlich auf Magnetfeldfluktuationen zurückzuführen ist (Böttcher et al. 2010). Außer von der MAGIC Detektion im Frühjahr 2008 (Reinthal et al. 2011) in einem statischen Zustand liegen von 1 ES 1011+496 keine Multiwellenlängendaten vor. Diese werden im folgenden verwendet um das Spektrum von 1 ES 1011+496 zu modellieren. Im Rahmen dieser Beobachtungskampagne wurde im Röntgenbereich von Swift XRT eine leichte Variation gemessen. Diese wird in Reinthal et al. (2011) verwendet um einen “Swift high” und einen “Swift low”-Zustand für das Spektrum zu erzeugen, welche sich v.a. im spektralen Index unterscheiden. Der niedrige Zustand, zu dem die MAGIC-Messungen die meiste Zeit simultan stattfanden, ist weicher als der hohe Flusszustand. Dies spricht für Änderungen des Magnetfelds innerhalb des Jets. Eine Variation in den MAGIC-Daten konnte während dieser Zeit nicht festgestellt werden, wobei diese Messung eine sehr lange Integration erforderte und nicht immer simultan mit Swift XRT stattfinden konnte, siehe Lichtkurven aus Reinthal et al. (2011).

### 4.8.2 Vergleich mit einem leptonischen Modell

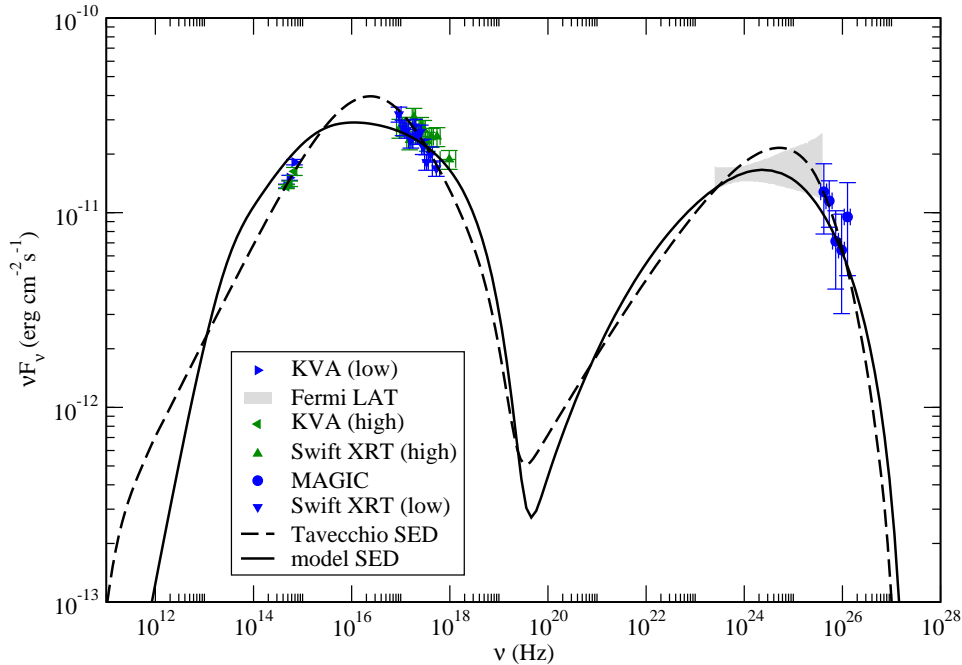
In diesem Abschnitt wird zunächst versucht die spektrale Emission von 1 ES 1011+496 ohne die Injektion primärer Protonen in die Beschleunigungszone des Modells zu beschreiben. Dies dient in erster Linie zum Vergleich mit dem Strahlungsmodell von Tavacchio et al. (2001), siehe Reinthal et al. (2011), welches das IBL rein leptonisch zu erklären versucht. Die mit dem hier beschriebenen Modell gefundenen Parameter, welche die SED für 1 ES 1011+496 erzeugen, sind in Tabelle 4.12 zusammengefasst, Abbildung

#### 4 Modellierung individueller Blazare

4.26 zeigt neben den Messdaten aus Reinthal et al. (2011) die gefundenen Spektren dieses Modells und die von Tavecchio et al. (2001).

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e-}$	$B(\text{G})$
0	—	$7.50 \cdot 10^4$	868	0.18
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$1.05 \cdot 10^{14}$	$8.00 \cdot 10^{15}$	1.2	$1.0 \cdot 10^3$	44

Tabelle 4.12: Die gewählten Parameter für die (rein leptonische) Modell SED von 1 ES 1011+496 gemessen in Reinthal et al. (2011). Das Spektrum findet sich in Abbildung 4.26.



**Abbildung 4.26:** Modellierter SED von 1 ES 1011+496 mit den Parametern aus Tabelle 4.12 (durchgezogene Linie) und mit dem Modell von Tavecchio et al. (2001) (aus Reinthal et al. (2011)) (gestrichelte Linie) mit den Messdaten aus Reinthal et al. (2011), grau: Fermi LAT First Year Catalogue (Abdo et al. 2010a), die MAGIC-Daten sind EBL korrigiert. Hinweis: bereits in ähnlicher Form veröffentlicht in Reinthal et al. (2011).

Wie bereits erwähnt fand die MAGIC-Messung von 1 ES 1011+496 zum größten Teil simultan zum “Swift XRT (low)“-Zustand (siehe Abbildung 4.26) statt. In erster Nähe-

zung ist es also legitim diese Datenpunkte zusammen mit den MAGIC-Datenpunkten zur Modellierung heranzuziehen. Zur exakten Bestimmung der Parameter ist die korrekte Berücksichtigung der unterschiedlichen Integrationsdauern in den einzelnen Energiebereichen erforderlich (siehe hierzu: Abschnitt 4.5 1 ES 2344+514). Die Parameter in Tabelle 4.12 sind in der für SSC Modelle erwarteten Größenordnung, der Äquipartitionsparameter ist  $h = 0.06$ , das Magnetfeld zwingt die Elektronen auf Kreisbahnen mit  $r_{\text{gyr}} \ll R_s < R_{\text{rad}}$  und sind somit auf den ersten Blick legitim. Auch die minimal in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft

$$L_{\text{inj}} = \frac{4}{3} \pi R_{\text{acc}}^3 m_e c^2 \left( \frac{\delta}{2} \right) \int d\gamma \gamma \frac{Q_{0e}}{t_{\text{esc,e}}} = 3.57 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1} .$$

liegt genau in der Größenordnung von  $10^{-4}$  mal der Eddingtongrenze, welche bei  $L_{\text{edd}} = 5 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$  für ein zentrales schwarzes Loch der Masse  $M_{\text{BH}} = 3.2 \cdot 10^8 M_{\odot}$  (Fan et al. 2007) ist, legt man die Eddingtoneffizienz für einen poyntingflussdominierten Jet zu Grunde (Treves et al. 2002). Sie liegt aber eine Größenordnung über der, wie man sie für HBLs bestimmt und ist genau wie bei PKS 0521-365 an der Grenze der Eddingtoneffizienz.

Die gewählten Parameter sind allerdings nicht in der Lage den Peak im Röntgenbereich der SED von 1 ES 1011+496 korrekt zu beschreiben, es wird ein zu hartes Spektrum im Swift XRT-Bereich erzeugt, was zwar die “Swift XRT (high)”-Daten modelliert, nicht aber die “Swift XRT (low)”-Daten, zudem wird die optische Emission leicht überschätzt. Es finden sich im selbstkonsistenten Modell auch keine anderen Parameter welche den ersten  $\nu F_{\nu}$ -Peak des Spektrums von 1 ES 1011+496 im Rahmen eines leptonischen Ansatzes erklären können. Aus der zugrunde liegenden statischen Elektronenverteilung liest man die folgenden Parameter ab:  $\gamma_{\text{min}} = 1$ ,  $\gamma_{\text{cut}} = 6.0 \cdot 10^5$  und  $\gamma_{\text{break}} = 4.0 \cdot 10^4$  (mit dem spektralen Bruch der Größe “1”), welche sich selbstkonsistent aus dem Modell ergeben. Die SED von Tavecchio ergibt sich für die (willkürlichen) Parameter:  $\gamma_{\text{min}} = 1$ ,  $\gamma_{\text{cut}} = 6.0 \cdot 10^5$  und  $\gamma_{\text{break}} = 4.0 \cdot 10^4$  (sowie:  $\delta = 25$ ,  $R = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}$  und  $B = 0.19$ , siehe Reinthal et al. (2011)) mit dem spektralen Bruch der Größe “2.1”. Dieses Modell beschreibt zwar den ersten Peak mit den “Swift XRT (low)”-Daten sehr gut, während das hier vorgestellte selbstkonsistente Modell nicht in der Lage ist den so schmalen Peak im Röntgenbereich zu erklären und nur die “Swift XRT (high)”-Daten trifft. Allerdings ist das Modell aus Tavecchio et al. (2001) auf eine willkürliche Position des spektralen Bruchs, welche eigentlich aus  $t_{\text{cool}} = t_{\text{esc}}$  hervorgeht, sowie dessen Größe von “2.1” an-

gewiesen. Letztere ist durch die Energieabhängigkeit der kontinuierlichen Verluste der Elektronen bestimmt. Es existiert jedoch keine Energieabhängigkeit  $\partial_t \gamma_e \propto \gamma^{3.1}$ . Man beschreibt also eine SED eines Blazars mit einem SSC-Modell, obwohl dieses (selbstkonsistent betrachtet) nicht in der Lage ist eine solche (Röntgen)peakform zu erzeugen.

Auf diese Weise versteckt man bei anderen Blazaren “nur” problematische Parameter, wie sehr hohe Magnetfelder, in diesem willkürlich gewählten spektralen Bruch und dessen Form (siehe z.B. Abschnitt 4.6 Markarian 180). Im Fall von 1 ES 1011+496 jedoch ist ein SSC-Ansatz überhaupt nicht in der Lage den Röntgenpeak zu beschreiben, was man an der selbstkonsistenten Beschreibung sieht, Abbildung 4.26. Es wird somit die Emission eines Blazars, wie hier die von 1 ES 1011+496, als SSC-dominiert bezeichnet. In diesem Fall trifft dies aber nicht zu, es ist entweder eine externe Komponente oder eine andere Komposition des relativistischen Jets nötig, siehe nächster Abschnitt. Außerdem überschätzt das Modell von Tavecchio et al. (2001) die über ein Jahr gemittelten Fermi LAT Daten, obwohl das gemessene MAGIC-Spektrum einen sehr niedrigen Fluss im Vergleich zu Albert et al. (2007a) aufweist, man würde also eher ein Spektrum am unteren Bereich des grau schattierten Fläche (Abbildung 4.26) erwarten. Es ist also sinnvoll einen anderen Ansatz zu wählen um die spektrale Emission von 1 ES 1011+496 zu beschreiben.

### 4.8.3 Modellierung der Detektion 2008

Die Tatsache, dass mit einem selbstkonsistenten leptonischen Modell die spektrale Emission von 1 ES 1011+496 nicht vollständig beschrieben werden kann, spricht für einen anderen Ansatz. Gerade der sehr scharf begrenzte Röntgenbereich, wie er durch KVA und Swift XRT eingegrenzt wird, spricht für relativ hohe Magnetfelder innerhalb des strahlenden Gebiets von 1 ES 1011+496. Diese hohen Magnetfelder erlauben es auch Protonen innerhalb des Blobs auf Kreisbahnen zu zwingen, so dass sie effektiv strahlen können. Das Plasma wird mehr und mehr hadronisch dominiert. Die starken Magnetfelder prägen Schocks aus, welche in der Lage sind durch diffuse Schockprozesse auch Protonen auf sehr hohe Energien zu beschleunigen. Diese Protonen tragen, neben den primären Elektronen, hauptsächlich durch Synchrotronemission zur Emission im Modell bei (siehe Abschnitt 3.5 “hadronische Prozesse”). Die Protonsynchrotronstrahlung findet sich dabei im Gammastrahlungsbereich wieder, während die Elektronensynchrotronstrahlung wie

in rein leptonischen Modellen hauptsächlich im optischen und Röntgenspektralbereich beiträgt. Anders als Elektronen kühlen die Protonen nur über den Synchrotronkanal. Die relativ große Protonsynchrotronkühlzeitskala  $t_{\text{cool}} \propto (\beta_{s,p}\gamma)^{-1} \propto m_p^3$  würde dann direkt erklären, warum im Hochenergiebereich von 1 ES 1011+496 nur eine sehr geringe Variabilität gemessen wird, während der Röntgenenergiebereich eine spektrale Variabilität zeigt (Reinthal et al. 2011; Böttcher et al. 2010).

Auch diese Tatsache spricht für eine nicht-verschwindende hadronische Komponente im Jet von 1 ES 1011+496, und nicht für eine Erklärung der spektralen Emission durch externe Comptonmodelle (Böttcher u. Dermer 1998; Böttcher et al. 1997). Ein erster Hinweis auf die Notwendigkeit einer zweiten Komponente neben der rein leptonischen zur Beschreibung der SED eines Blazars kann die injizierte Leuchtkraft im SSC-Fall sein. Diese ist hier, ebenso wie bei PKS 0521-365, erhöht gegenüber den HBLs. Letztere lassen sich inklusive der Variabilität sehr gut mit rein leptonischen Modellen beschreiben. In Abbildung 4.27 ist das modellierte Spektrum von 1 ES 1011+496 unter der Verwendung der Parameter aus Tabelle 4.13 dargestellt.

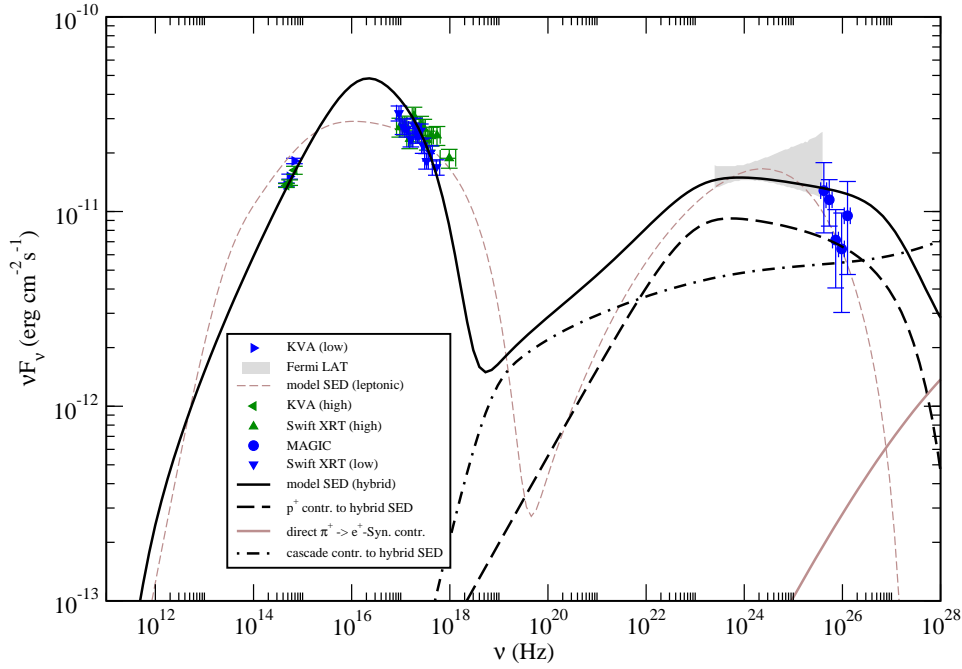
Wie man anhand von Abbildung 4.27 erkennen kann, wird die Emission des HBLs bzw. IBLs 1 ES 1011+496 nun, im Gegensatz zum rein leptonischen Ansatz, Tabelle 4.12, über den gesamten Spektralbereich richtig beschrieben. Die der Modell-SED zu Grunde

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
$1.55 \cdot 10^8$	600	$3.78 \cdot 10^7$	3400	8.0
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$2.20 \cdot 10^{12}$	$1.75 \cdot 10^{15}$	1.30	20	36

Tabelle 4.13: Die gewählten Parameter für die Modell SED von 1 ES 1011+496 gemessen in Reinthal et al. (2011). Das zugehörige Spektrum findet sich in Abbildung 4.27.

liegende stationäre Elektronen, Positronen und Protonenverteilung findet sich in Abbildung 4.28 wieder. Die Parameter aus Tabelle 4.13 lassen sich im stationären Zustand teilweise direkt aus der Protonen- und Elektronenverteilung ablesen.

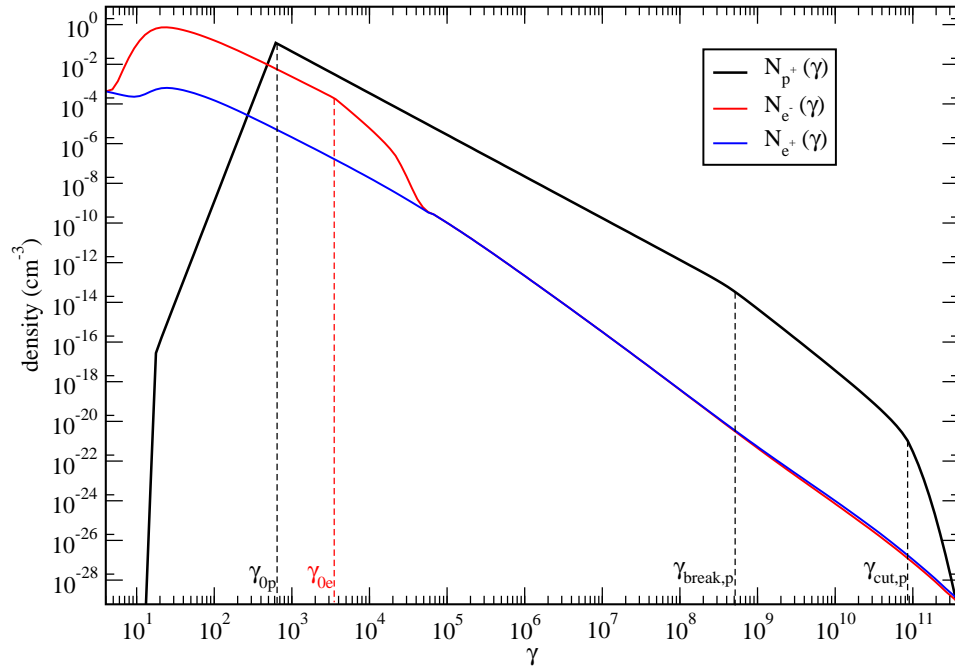
Erwartungsgemäß befindet sich der spektrale Bruch in der Protonenverteilung, der sich selbstkonsistent aus der Synchrotronkühlung dieser ergibt, bei  $\gamma_{\text{br}} = 1/(t_{\text{esc,rad,p}}\beta_{s,p}) \approx 6 \cdot 10^8$ , auch die Cutoffposition in der Protonendichte der Strahlungszone ist bei den erwarteten  $\gamma_{\text{cut,p}} = 1/(\beta_{s,p}t_{\text{acc,p}}) \approx 8 \cdot 10^{10}$ . Entsprechend ist die Cutoffposition der primär



**Abbildung 4.27:** Modellspektrum (hadronisch, durchgezogene Linie) von 1 ES 1011+496 mit den Parametern aus Tabelle 4.13 incl. der zugehörigen Komponenten. Protonsynchrotronstrahlung: gestrichelte Linie, Kaskadenstrahlung: gestrich-punktete Linie, direkter Synchrotronbeitrag aus  $\pi^+ \rightarrow e^+$ : braune Linie, alle anderen Beiträge sind vernachlässigbar. Zum Vergleich: rein leptonische Modell-SED (gestrichelte Linie, braun) mit den Parametern aus Tabelle 4.12. Messdaten aus Reinthal et al. (2011), MAGIC-Spektrum EBL korrigiert.

in die Beschleunigungszone mit  $Q_{0e}$  injizierten Elektronen bei  $\gamma_{\text{cut},e} = 1/(\beta_{s,e} t_{\text{acc},p}) \approx 2.4 \cdot 10^4 = \gamma_{\text{cut},p}/(m_p/m_e)^2$ , was der theoretischen Erwartung entspricht, vgl. Abschnitt 3.6. Mit  $a = 20$  ist der Beitrag von Fermi-II Prozessen zu berücksichtigen, dies kann man in Abbildung 4.28 an den exponentialartigen Abknicken für  $\gamma > \gamma_{\text{cut},i}$  erkennen. Oberhalb von  $\gamma \approx 10^5$  ist die Elektronendichte der Strahlungszone durch Sekundärteilchen gegeben, primäre (injizierte) Elektronen können nicht zu solch hohen Energien beschleunigt werden. Dabei dominiert bis zu einem Lorentzfaktor von  $\gamma \approx 10^9$  der Kaskadenbeitrag aus den  $\gamma\gamma$ -Paarerzeugungsprozessen im optisch dicken Photonenfeld des Blobs bei  $\nu > 10^{28}$  Hz in der Ersten (d.h. von Photonen aus dem neutralen  $\pi$ -Zerfall direkt), zweiten (Synchrotronstrahlung von sehr hochenergetischen Elektronen), dritten, ... Generation. Dies kann man erkennen, da in Abbildung 4.28 hier der Positron- und Elektronbeitrag genau gleich ist. Oberhalb von  $\gamma \approx 10^9$  ist die Positronendichte im Ver-





**Abbildung 4.28:** Protonen- (schwarz), Elektronen- (rot) und Positronendichte (blau) in der Strahlungszone im stationären Zustand von 1 ES 1011+496 im hadronischen Modell. Oberhalb von  $\gamma \approx 5 \cdot 10^4$  ist die Elektronendichte durch den Sekundärbeitrag, hauptsächlich aus  $\gamma\gamma \rightarrow e^\pm$ , bestimmt. Für  $\gamma_{cut,p}/\gamma_{cut,e}$  gilt  $(m_p/m_e)^2$ .

gleich zur Elektronendichte leicht erhöht. Hier dominieren die Elektronen und Positronen aus den geladenen  $\pi$ -Zerfällen, welche mehr Positronen als Elektronen produzieren. Insgesamt gesehen ist dieser Beitrag aber vernachlässigbar gering, wie man den einzelnen Komponenten des Spektrums, Abbildung 4.27, entnimmt. Die Hauptbeiträge zum Hochenergiepeak von 1 ES 1011+496 sind somit v.a. die Synchrotronstrahlung der primären, in die Beschleunigungszone injizierten Protonen, und die Synchrotronstrahlung von Elektronen aus Paarkaskaden welche sich aus den  $\pi^0$ -Photonen sowie den “primären” Synchrotronphotonen von Positronen und Elektronen des  $\pi^\pm$ -Zerfalls. Dieser findet ebenso wie der  $\pi^0$ -Zerfall hauptsächlich im optisch dicken Regime ( $> 10^{28}$  Hz) für  $\gamma\gamma \rightarrow e^\pm$ -Paarprozesse statt. Dies liegt an den hochrelativistischen primären Protonen, welche den Boostfaktor des Schwerpunktssystems für die Zerfallsprozesse fast ausschließlich alleine bestimmen, da die Zielphotonen für die photohadronischen Prozesse (hauptsächlich primäre Elektronensynchrotronstrahlung) eine vernachlässigbare Energie besitzen. Aus diesem Grund sind die typischen  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  Zerfallspeaks sowie die “primäre” Synchro-

tronstrahlung von  $e^\pm$  aus  $\pi^\pm$  Zerfällen, wie man sie z.B. direkt bei hadronischen Modellen für Supernovaüberreste sehen kann (Völk et al.), zu sehr hohen Frequenzen verschoben (nicht dargestellt in Abbildung 4.27).

Sie tragen also nicht direkt (bis auf einen sehr geringen Beitrag der  $\pi^+$  Zerfälle im Fall von 1 ES 10119+496) zum beobachtbaren Spektrum bei, sondern “nur” über die reprozesierte Kaskadenstrahlung. Diese besitzt keinen scharfen Peak, wie man sehr gut in Abbildung 4.27 erkennen kann. Der erste Peak des Spektrums ist durch die Synchrotronstrahlung der primären Elektronen (welche auch als Zielphotonen für die photo-hadronischen Prozesse dienen) bedingt. Abbildung 4.27 zeigt das typische intrinsische Spektrum eines Blazars in einem Hybridmodell. Die Strahlungsbeiträge oberhalb von  $10^{27}$  Hz werden tatsächlich stark durch die EBL-Absorption unterdrückt und sind nicht mehr detektierbar. Dabei hat die Zusammensetzung des zweiten Peaks des Modellspektrums großen Einfluss auf die erwartete Variabilität von einer Quelle, siehe auch nächster Abschnitt. Vor allen Dingen diese kann benutzt werden um das hier vorgestellte hadronische Szenario von einem Externen Compton Szenario oder dem zuvor beschriebenen SSC-Fall abzugrenzen. Wie man Abbildung 4.27 entnimmt, dominiert zwar die Protonensynchrotronstrahlung mit ihrer relativ langen Kühlzeitskala den zweiten Peak, der Beitrag der Kaskaden ist aber nicht zu vernachlässigen. Dies ist konsistent mit der relativ geringen Variabilität, welche hier beobachtet wird. Der Protonenbeitrag liefert eine stabile Flussbasis im Hochenergiebereich, kleine und kurzzeitskalige Fluktuationen sind aber dennoch durch die Kaskaden möglich.

#### 4.8.4 Flareszenarien für 1 ES 1011+496 im hadronischen Fall

Neben den bereits erwähnten Evidenzen für eine relativistische hadronische Komponente im Jet von 1 ES 1011+496 sind die wichtigsten Informationsträger der Jetkomposition die stark unterschiedlichen Zeitskalen von Leptonen und Hadronen. Diese können in einem Flare direkt beobachtet werden und können ein Szenario ausschließen oder bestätigen. Man erkennt also einmal mehr, wie wichtig systematische Multiwellenlängenbeobachtungen von einzelnen Blazaren sind, um die Mikrophysik des Jets besser zu verstehen. Zwar gibt es im Fall von 1 ES 1011+496 noch keine Daten eines Ausbruchs, dennoch soll hier ein Flare mit dem Modell beschrieben werden, da davon ausgegangen wird, dass es sich um einen hybriden Jet handelt (siehe Abschnitt 4.8.3). Dieses Szenario zeigt

welches Variabilitätsverhalten man von 1 ES 1011+496 erwarten kann. Natürlich wäre es sinnvoller einen Flare zu beobachten und mit Hilfe dessen die Parameter aus Tabelle 4.13 weiter einzuschränken.

Im folgenden wird ein Ausbruch von 1 ES 1011+496 modelliert, wie er aufgrund von Dichtefluktuationen in den Teilchen entlang der Jetachse auftreten würde. Wie bereits bei den HBLs mit diesem Flare-Verhalten wird für eine Zeitdauer  $\Delta t = 3.86$  h die stationäre Injektion durch eine zeitabhängige ersetzt, in diesem Fall natürlich die der Elektronen und der Protonen. Der Ausbruch wird modelliert, indem die Injektion in die Beschleunigungszone (bei  $\gamma_{0e}$  bzw.  $\gamma_{0p}$ ) aus Tabelle 4.13 durch

$$Q_{0e}(t) = Q_{0e} \cdot \begin{cases} 2.5 & , t_{\text{begin}} < t < t_{\text{begin}} + \Delta t \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

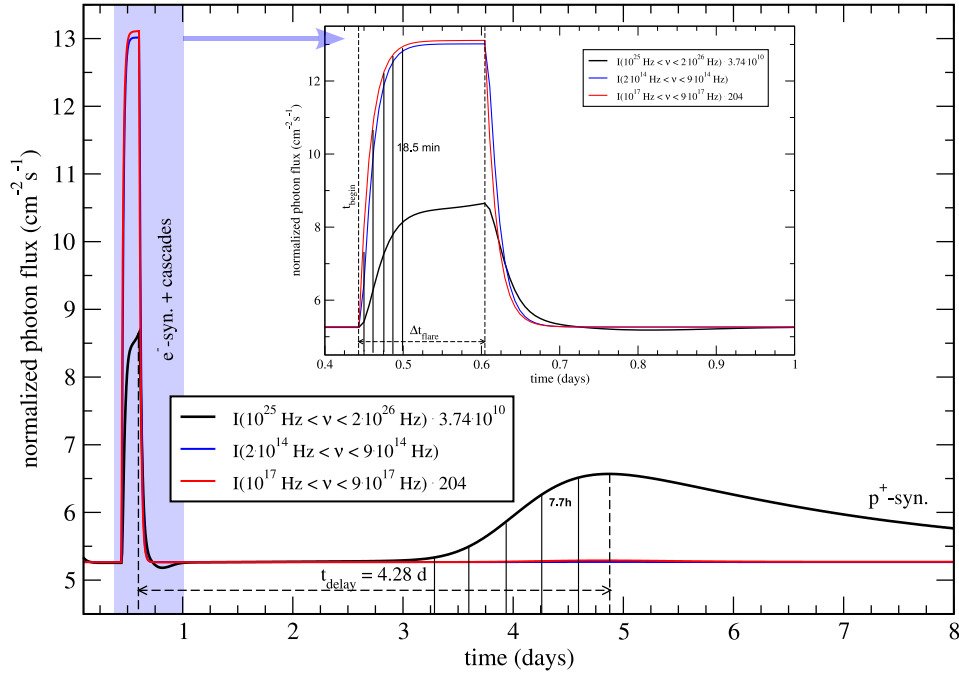
und

$$Q_{0p}(t) = Q_{0p} \cdot \begin{cases} 8.5 & , t_{\text{begin}} < t < t_{\text{begin}} + \Delta t \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

ersetzt wird. Aufgrund der reprozedierten Kaskadenstrahlung kann bereits eine so einfache Variation zu stark nichtlinearem Verhalten führen, zudem werden die Zeitabhängigkeiten zwischen den Lichtkurven verschiedener Energiebänder komplexer. Hier spielen vor allen Dingen die für Protonen und Elektronen unterschiedlichen Beschleunigungs- und Kühlzeitskalen eine Rolle. Es entsteht eine Korrelation zwischen den Lichtkurven, die in einem hadronischen Modell stark von den gewählten Parametern (v.a. dem Magnetfeld und der Verlustzeitskala, also der Blobgröße) abhängt. Dieses eindeutige Muster kann dazu verwendet werden die Parameter zur Modellierung sehr genau einzugrenzen und auch das hadronische Szenario gegen externe Comptonmodelle abzugrenzen. Die Lichtkurven in Abbildung 4.29 zeigen den Photonenfluss im optischen (zwischen  $10^{14}$  Hz und  $9 \cdot 10^{14}$  Hz), im Röntgen- (zwischen  $2 \cdot 10^{17}$  Hz und  $9 \cdot 10^{17}$  Hz) sowie im Gammastrahlungsbereich (zwischen  $10^{25}$  Hz und  $2 \cdot 10^{26}$  Hz) während des modellierten Ausbruchs von 1 ES 1011+496, normiert auf den optischen Spektralbereich.

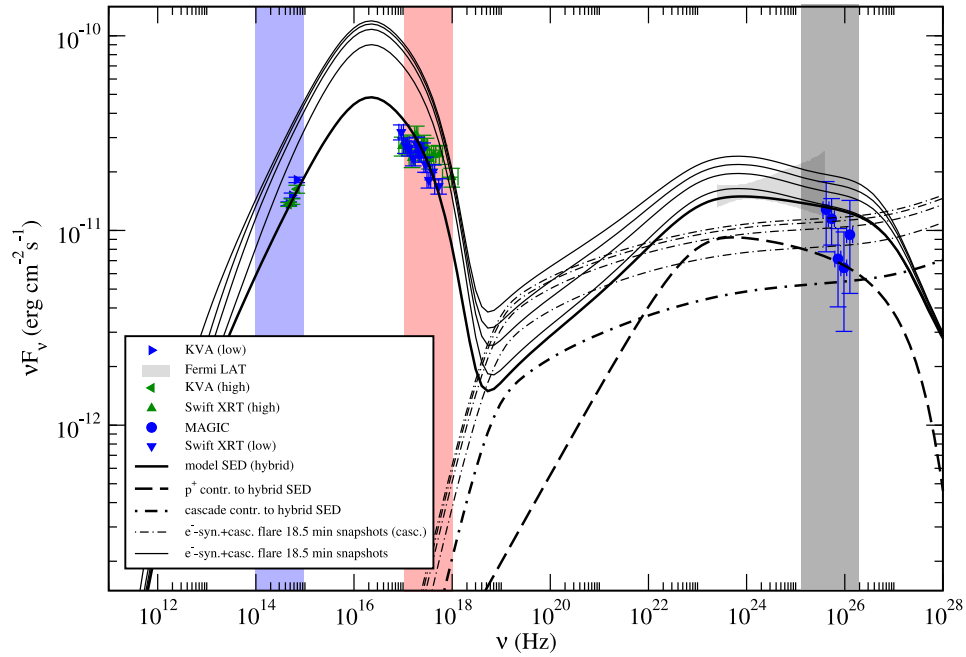
Obwohl die erhöhte Injektion in den  $e^-$  und  $p^+$  zum selben Zeitpunkt stattfindet, wie man es von Dichtefluktuationen entlang der Jetachse erwartet, kommt es im Modell zu zwei zeitlich gut getrennten Einzelausbrüchen von 1 ES 1011+496, siehe Abbildung 4.29. Der erste Ausbruch findet in allen drei Energiebändern quasisimultan statt, wobei der Hochenergiebereich sich signifikant anders verhält als die anderen beiden Bänder. Die

#### 4 Modellierung individueller Blazare



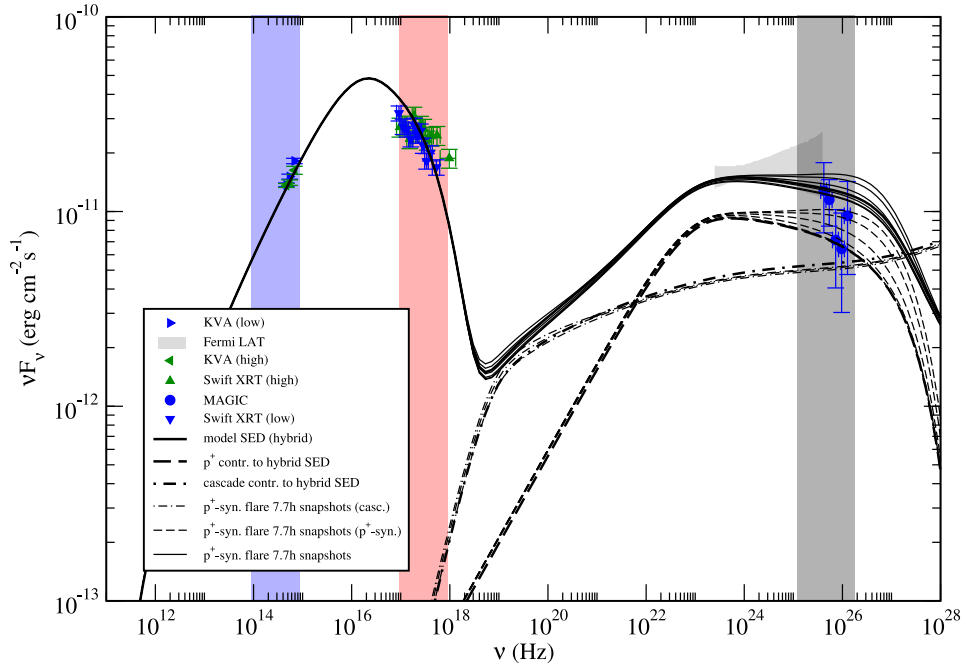
**Abbildung 4.29:** *Photonenfluss im optischen, Röntgen- und Gammastrahlungsbereich des modellierten Ausbruchs. Der erste Flare ist auf die schnell reagierenden primären  $e^-$  sowie auftretende Kaskaden, der zweite Flare auf Protonensynchrotronstrahlung zurückzuführen, siehe auch Abbildung 4.30 und Abbildung 4.31.*

zeitliche Evolution des “ersten” Flares als Spektrum ist in Abbildung 4.30 dargestellt. Wie man erwartet, erhöht sich zunächst der Fluss des ersten Peaks, welcher durch die Synchrotronstrahlung primärer Elektronen und deren Dichte während des Flares verursacht wird. Damit steht eine größere Anzahl Zielphotonen für die photohadronischen Prozesse mit den bereits vorhandenen (im Gleichgewicht befindlichen) nicht-thermischen Protonen zur Verfügung. Es finden also nahezu instantan mehr Prozesse dieser Art statt. Über die Paarkaskadierung erreicht dieser Beitrag den Gammastrahlungsbereich, der somit auch einen Ausbruch zeigt. Die Variabilitätszeitskala ist hier durch die Beschleunigungs- (Anstieg) und Synchrotronverlustzeitskala (Abfall) der Elektronen bestimmt. Der zweite Flare tritt  $\approx 4.3$  d nach dem ersten Ausbruch von 1 ES 1011+496 nur im Gammastrahlungsbereich als sogenannter “orphan Flare” auf (siehe Abbildung 4.29), und das obwohl die Injektionfunktion bereits lange wieder den Wert aus Tabelle 4.13 angenommen hat. Es handelt sich hierbei um die Synchrotronstrahlung der erhöhten Protonendichte. Diese muss zunächst auf sehr hohe Lorentzfaktoren beschleu-



**Abbildung 4.30:** SED-Momentaufnahmen mit  $\approx 18.5$  min während des ersten Flares innerhalb des modellierten Szenarios aus dem hybriden Grundzustand (Tabelle 4.13), vgl. Inset von Abbildung 4.29. Schattiert: die in den Lichtkurven betrachteten Energiebänder.

nigt werden, um in diesem Bereich effektiv zu emittieren. Die Zeit  $t_{\text{delay}}$  entspricht also der Beschleunigungszeit für Protonen von  $\gamma_{0p}$  in den relevanten Energiebereich, d.h.  $\gamma > \gamma_{\text{break,p}} \approx 6 \cdot 10^8$ . Die erhöhte Protonsynchrotronstrahlung wird erst ab  $\gamma_{\text{break,p}}$  relevant, da für  $\gamma \ll \gamma_{\text{break,p}}$  die Synchrotronverlustzeitskala sehr viel größer ist als die Zeit, welche benötigt wird um das erhöht injizierte “Protonenpaket” zu beschleunigen. Man kann also keinen signifikanten Anstieg in niedrigeren Energiebereichen, z.B. dem unteren Fermi-LAT Band, des Flusses durch die beschleunigenden Protonen erwarten (vgl. Abbildung 4.31). Der Kaskadenbeitrag wird durch die größere Anzahl hochrelativistischer Protonen, welche zur Erhöhung der photohadronischen Prozesse beitragen, im Fall von 1 ES 1011+496 in keinem beobachtbaren Spektralbereich beeinflusst. Man kann in Abbildung 4.31 aufgrund dessen aber eine Korrelation zwischen dem Gammastrahlungsbereich und dem Energieband zwischen  $\approx 5 \cdot 10^{18}$  Hz und  $\approx 1 \cdot 10^{20}$  Hz erkennen. In welcher Form diese Korrelationen auftreten und v.a. in welchen Energiebereichen, ist sehr stark von den gewählten Parametern des Grundzustandes abhängig, vgl. Abschnitt “3C 279”. Die Ausbruchszeit für den zweiten, orphan Flare mit  $\approx 7$  h ist primär durch



**Abbildung 4.31:** SED-Momentaufnahmen mit  $\approx 7.7$  h während des orphan Flares aus dem hybriden Grundzustand. Es treten keine erhöhten Kaskadenbeiträge auf. Schattiert: die in den Lichtkurven betrachteten Energiebänder.

die Beschleunigungszeitskala der Protonen bestimmt. Die Abklingzeit ergibt sich durch den Synchrotronverlustprozess der Protonen im Hochenergiebereich. Ist ein Flare durch einen Kaskadenbeitrag bestimmt, sind Zeitskalen  $t_{\text{var}} \ll 1$  d typisch, reine Protonensynchrotronflares erlauben eine Variabilitätszeitskala von  $t_{\text{var}} \approx 1$  d. Dies hängt natürlich stark von den gewählten Parametern des Grundzustandes ab. Zudem ergibt sich bereits für eine leicht veränderte Injektionsfunktion während des modellierten Ausbruchs überhaupt kein reiner Protonensynchrotronausbruch mehr, siehe auch 3C 279. In den Abbildungen 4.30 und 4.31 sind jeweils nur die Momentaufnahmen des Flussanstieges, nicht die der Kühlung dargestellt. In den betrachteten Energiebändern sind diese Aufnahmen analog zu behandeln, mit den für die Kühlung relevanten Zeitskalen, vgl. Abbildung 4.29.

Sind die Protonen während eines Ausbruchs sehr viel stärker erhöht als im Fall von 1 ES 1011+496, gilt es aber einen weiteren Effekt zu berücksichtigen. Der Hochenergieausbruch aufgrund der Protonensynchrotronstrahlung und dadurch ausgelösten Kaskaden

kühlen mit der Zeitskala der Protonsynchrotronverluste  $t_{\text{cool,p}} = 1/(\beta_{s,p}\gamma)$ , sind also je nach  $B$ -Feld erst innerhalb von wenigen Tagen wieder in den Grundzustand gekühlt. Ist die Quelle aber im optischen Bereich sehr variabel, so gilt es zur Berechnung des Kaskadenbeitrags stets den aktuellen Zustand der hochenergetischen Protonen zu berücksichtigen, der (noch) nicht in den Grundzustand kühlen konnte. Es ist somit durchaus möglich, dass man in hybriden Quellen nur sehr schwer den tatsächlichen Grundzustand ausmachen kann, da die Emission in einem großen Spektralbereich durch eine Vielzahl von beschleunigten Protonengenerationen bedingt ist. Dieser Effekt ist umso dramatischer, je prominenter der Protonsynchrotronanteil im zweiten Peak der spektralen Emission einer Quelle ist, siehe z.B. PKS 0521-365, und je geringer die Energie des betrachteten Bereichs ist. Hier ist die Synchrotronverlustzeitskala der Protonen nochmals länger, bis zu einer Zeitskala von Monaten bei  $\gamma_p \approx 10^7$ . Im Vergleich zu rein leptonischen Quellen, also in der Regel HBLs, muss man bei hadronisch dominierten Blazaren nicht nur die Integrationsdauer der Messung berücksichtigen, sondern auch das Ausbruchverhalten vergangener Messungen.

Das aktuell emittierte Spektrum wird u.U. durch eine Protonenverteilung verursacht, welche wegen vieler vergangener Ausbrüche und deren Kühlung mit den relativ hohen Zeitskalen stark von einem Potenzgesetz abweicht. Eine zeitabhängige Behandlung ist hier zwingend erforderlich um die Emission korrekt zu verstehen. Im Fall von 1 ES 1011+496 liegen solche Daten noch nicht vor, dennoch kann mit dem Modell eine Vorhersage über die Variabilität getroffen werden, s.o.

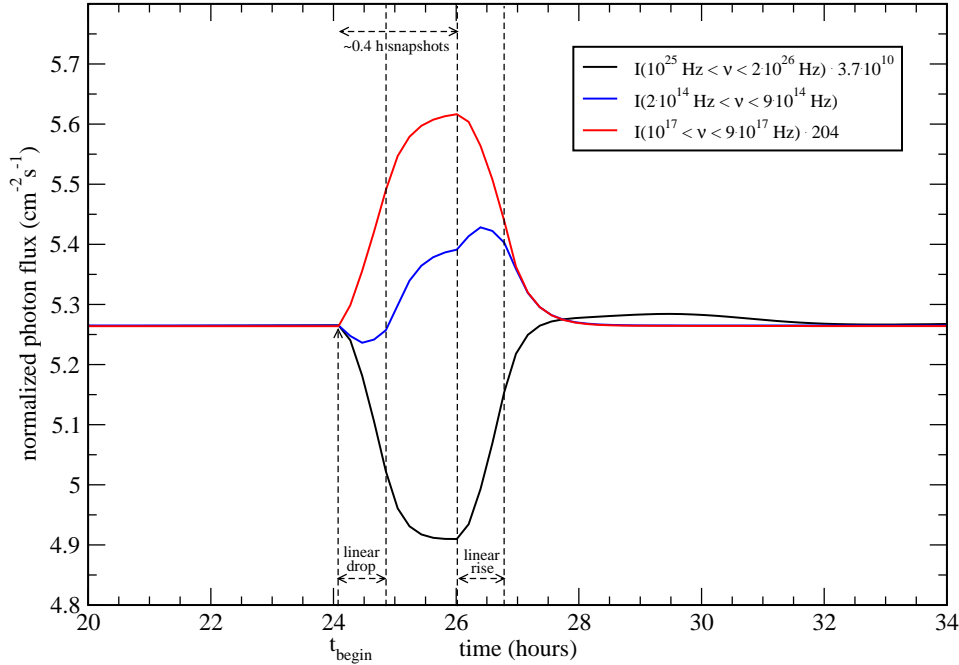
Ein weiteres mögliches Flareszenario für 1 ES 1011+496 aus dem (hybriden) Grundzustand mit den Parametern aus Tabelle 4.13, siehe Abbildung 4.27, sind Magnetfeldfluktuationen innerhalb des Jets. Beobachtungen der Polarisation im Röntgenbereich deuten diese an (Böttcher et al. 2010). Fluktuationen im Magnetfeld werden in diesem Szenario über das Ersetzen des statischen Magnetfelds  $B$  aus Tabelle 4.13 durch

$$B(t) = B \cdot \begin{cases} 1 - 6.25 \cdot 10^{-2} \left( \frac{t-t_{\text{begin}}}{t_{\text{drop}}} \right) & , t_{\text{begin}} < t < t_{\text{begin}} + t_{\text{drop}} \\ 93.75 \cdot 10^{-2} & , t_{\text{begin}} + t_{\text{drop}} < t < t_{\text{begin}} + 2.5 \cdot t_{\text{drop}} = t_{\text{end}} \\ (93.75 + 6.25 \cdot \frac{t-t_{\text{end}}}{t_{\text{rise}}}) \cdot 10^{-2} & , t_{\text{end}} < t < t_{\text{end}} + t_{\text{rise}} \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

simuliert. Es handelt sich hier also um eine sehr geringe Störung im Hintergrundmagnetfeld des Blobs von 1 ES 1011+496. Die Fluktuation wird als linear angenommen.

#### 4 Modellierung individueller Blazare

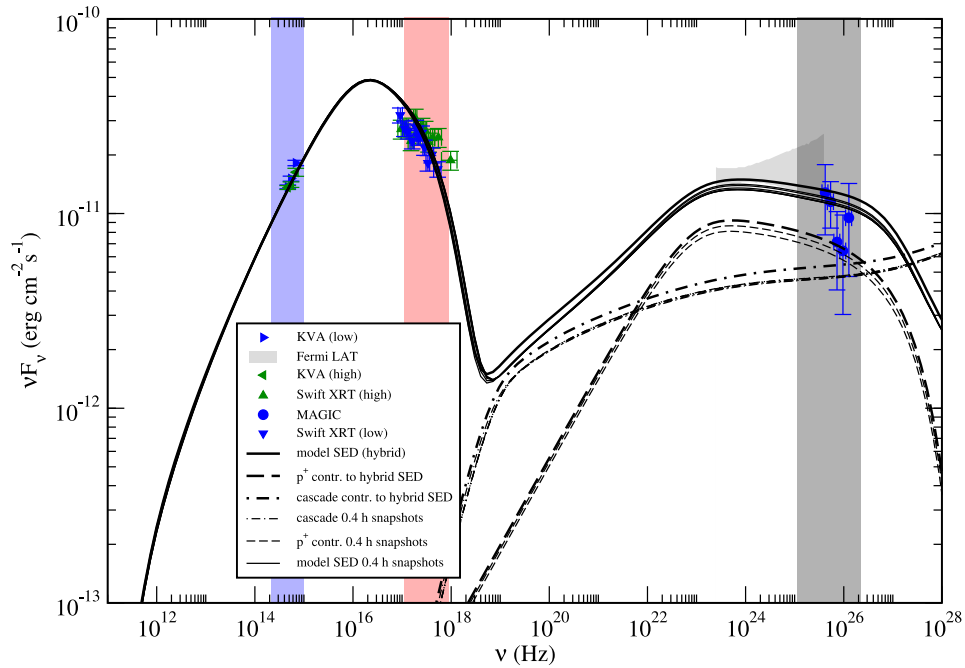
$t_{\text{begin}} = 24$  h ist willkürlich gewählt (siehe Abbildung 4.32), ferner ist  $t_{\text{drop}} = t_{\text{rise}} = 0.77$  h, die Zeiten sind im Beobachtersystem gemessen. Die Lichtkurven in drei unterschiedlichen Energiebändern sind in Abbildung 4.32 dargestellt, die Reaktion des kompletten Spektrums auf diese magnetische Störung findet sich in Abbildung 4.33.



**Abbildung 4.32:** Normierter erwarteter Photonfluss in drei Energiebändern während des Flareszenarios einer magnetischen Fluktuation innerhalb des Jets von 1 ES 1011+496, Energiebänder: siehe Abbildung 4.33.

Wegen der nur sehr geringen Variation des  $B$ -Felds wird der Ausbruch im optischen und Röntgenbereich mit Instrumenten der heutigen Sensitivität zwar als Änderung der Polarisation wahrgenommen, nicht aber der sich ändernde Fluss, siehe Abbildung 4.33. Durch das linear fallende Magnetfeld können Elektronen zu höheren Energien beschleunigt werden, daher steigt der Fluss im Röntgenbereich, der optische Spektralbereich zeigt zunächst wegen der verringerten Synchrotronemission einen leichten Abfall, bevor es auch hier zu einem Anstieg kommt. Dies sind Beobachtungen, wie man sie (auf längeren Zeitskalen) auch in rein leptonischen Modellen erwarten würde. Interessanter ist der Gammastrahlungsbereich. Hier kommt es während des gesamten Ausbruchs zu einem Abfall des gemessenen Photonflusses, der erst nach dem Ausbruch wieder sei-





**Abbildung 4.33:** Modellspektrum zu verschiedenen Zeiten während des modellierten Ausbruchs ( $B$ -Feld Fluktuationen), zugehörige Lichtkurven: Abbildung 4.32, Parameter des Grundzustands: Tabelle 4.13.

nen ursprünglichen Wert annimmt, siehe Abbildung 4.32. Anhand von Abbildung 4.33 kann man erkennen, wodurch dies hervorgerufen wird. Wegen der längeren Beschleunigungszeitskala der Protonen im Vergleich zu den Elektronen werden diese während des kurzen Ausbruchs nicht signifikant zu höheren Energien beschleunigt, wegen des geringeren Magnetfelds sinkt die Protonensynchrotronemission leicht. Das fluktuierende Magnetfeld beeinflusst zudem (v.a. auch im MeV-Bereich) den Beitrag der Paarkaskaden direkt, die Elektronen- und Positronensynchrotronemission wird verringert. Dies führt zu einem geringeren Fluss im gesamten Hochenergiebereich. Aus diesem Grund ist die erwartete Variabilitätszeitskala in jedem Energieband nahezu gleich. Zudem gibt es keinen zweiten verzögerten Ausbruch im Gammastrahlungsbereich, wie er bei einer Dichtefluktuation entlang der Jetachse auftritt. Ist die Störung im Magnetfeld größer, so kann diese auch als Flussänderung im Röntgenbereich detektiert werden. Längere Zeitskalen der Magnetfeldfluktuation führen zu weiteren (verzögerten) Effekten der Protonensynchrotronstrahlung. Insbesondere können im MeV-Bereich dadurch kumulierte Effekte auftreten, wie sie typisch für hadronische Szenarien sind, vgl. 3C 454.3. Diese haben natürlich

Auswirkungen auf die Modellierung von Quellen bei der Gewinnung der Parameter, da man die Spektren nicht mehr als statisch ansehen kann. Zudem ergeben sich dadurch Grenzen für den Grad der Variabilität einer Quelle, siehe Zusammenfassung.

Mit Hilfe einer simultanen Messung eines Ausbruchs von 1 ES 1011+496 kann man also zum einen die im Jet vorherrschende Fluktuation bestimmen, d.h. die beiden vorgeschlagenen Szenarien abgrenzen, und auch die Zeitskalen entsprechend genau bestimmen.

### 4.8.5 Weitere Berechnungen

Ferner kann ebenso wie bei den bisher behandelten HBLs die in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft bestimmt werden, diesmal für jede Teilchenspezies getrennt. Die minimal in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft ist für die Elektronen dann

$$L_{\text{inj,e}} = 4.15 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1} .$$

für die Protonen berechnet man analog

$$L_{\text{inj,p}} = \frac{4}{3} \pi R_{\text{acc}}^3 \left( \frac{\delta}{2} \right)^2 m_p c^2 \int_1^\infty d\gamma \gamma \frac{Q_{0p}}{t_{\text{esc,p}}} = 3.00 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1} .$$

Damit ist die Gesamtleuchtkraft, welche minimal in die Beschleunigungszone injiziert wird,  $L_{\text{inj}} = 7.15 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ . Sie ist im Fall von 1 ES 1011+496 also geringer als die Eddingtongrenze  $L_{\text{edd}} = 4.3 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$  (für ein zentrales Schwarzes Loch von  $M_{\text{BH}} = 3.4 \cdot 10^8 M_\odot$  von 1 ES 1011+496 (Fan et al. 2007)). Diese Grenze ist aber vor allen Dingen für hadronisch dominierte Jets nicht entscheidend. Hier spielt die Akkretionsleuchtkraft eine viel größere Rolle (Protheroe u. Mücke 2001). Diese ist im allgemeinen sehr viel höher als die Eddingtonleuchtkraft, und stellt die Obergrenze für die Jetluminosität im hadronischen Fall dar. Ein Modell ist nur sinnvoll, wenn es diese Grenze nicht überschreitet, was hier der Fall ist. Ein Vergleich mit der Eddingtoneffizienz aus Treves et al. (2002) verbietet sich im Fall eines hadronischen Jets. Eine Berechnung des Bulk-Lorentzfaktors sowie des Beobachtungswinkel des Blobs kann somit im Hybridfall nicht erfolgen. Desweiteren ist der Gyrationradius der Protonen mit der typischen Energie von  $\gamma \approx 10^9$

$$r_{\text{gyr}} = \frac{\gamma m_p c}{eB} = 3.9 \cdot 10^{14} \text{ cm}$$

kleiner als die Ausdehnung der Strahlungszone  $R_{\text{rad}} = 1.25 \cdot 10^{15} \text{ cm}$ , siehe Tabelle 4.13. Damit halten sich die hochrelativistischen Protonen lange genug in der Strahlungszone auf, um effektiv durch Synchrotronprozesse zu emittieren. Allerdings befindet sich

der Gyrationradius am oberen Limit. Auch der Dopplerfaktor ist einer Größenordnung, wie man ihn typischerweise für AGN Jets erwartet. Die Parameter zur hadronischen Modellierung von 1 ES 1011+496 sind also sinnvoll gewählt, die SED wird zudem gut beschrieben, auch die Variabilität (siehe Abschnitt 4.8.3) spricht für das gewählte Szenario. Das Kompressionsverhältnis ergibt sich ebenso analog zu den rein leptonischen Fällen zu

$$r = 3.31$$

aus dem erwarteten spektralen Index für die primären Elektronen und Protonen in der Beschleunigungszone für reine Schockbeschleunigung von 2.30. Es entspricht in der nicht-relativistischen Deutung, welche dem Modell zu Grunde liegt, dem eines schwachen Schocks. Der maximale räumliche Diffusionskoeffizient (für Protonen ist)  $K_{\parallel}^{\max,p} = 1/3cR_{\text{acc}} = 2.2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ . Damit ergeben sich die maximalen Geschwindigkeiten für den Schock und die Alfvénwellen, analog zu den bisherigen Betrachtungen.

$$v_s^{\max} = 9.2 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \text{ bzw. } v_A^{\max} = 3.1 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \quad (4.25)$$

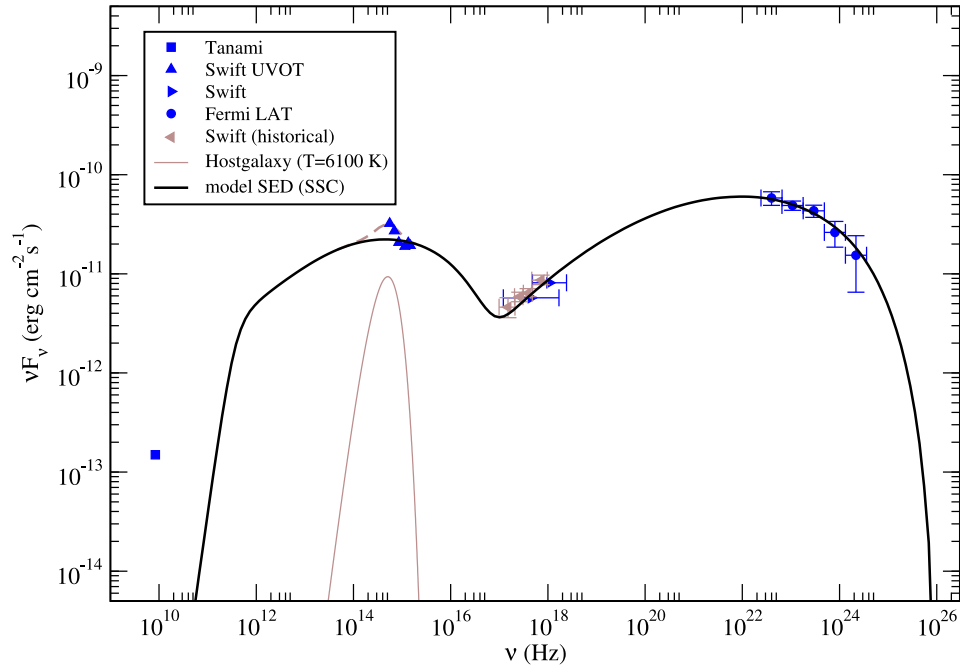
Es ändert sich also u.U. die Form des Schocks, welcher nun auch  $p^+$  beschleunigen kann, nicht aber die typischen Geschwindigkeiten (siehe z.B. Markarian 501). Der maximale räumliche Diffusionskoeffizient ist wegen  $\langle l \rangle \propto m$  entsprechend um den Faktor  $m_p/m_e$  geringer, d.h. es ist  $K_{\parallel}^{\max,e} \approx 10^{18} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ . Damit ist die Beschleunigung für Elektronen effektiver als für Protonen. Der räumliche Diffusionskoeffizient der Elektronen ist in der Größenordnung wie man ihn typischerweise für Jets erwartet und wie er bei den HBLs gewählt wird. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass auch  $K_{\parallel}^{\max,p}$  in der richtigen Größenordnung ist und die maximalen Geschwindigkeiten (4.25) den realen entsprechen. Dies ist sehr hart an der Grenze zu einem relativistischen Schock, wodurch das Beschleunigungsmodell nicht mehr im nicht-relativistischen Grenzfall betrachtet werden kann. Damit ändert sich die Deutung des räumlichen Diffusionskoeffizienten. Eine weitere Betrachtung soll an dieser Stelle nicht erfolgen, die Aussagen des Modells und die Parameter bleiben allerdings weiter richtig. Die bestimmten Geschwindigkeiten verglichen sich mit der relativistischen Erwartung aus Abbildung 4.1.

## 4.9 IBL/LBL: PKS 0521-365

### 4.9.1 Eigenschaften und Grundzustand

Der Blazar PKS 0521-365 mit einer Rotverschiebung von  $z = 0.055$  (Danziger et al. 1979) soll in diesem Abschnitt als Beispiel für ein IBL bzw. LBL-Objekt dienen. Leider existiert für dieses Objekt nur eine einzige Messung, die man als simultan bezeichnen kann, es handelt sich dabei um die Beobachtung innerhalb des TANAMI-Projekts (Kadler et al. 2011). Neben den Radiodaten sind hier simultane Daten im ultravioletten Spektralbereich durch Swift UVOT und im Röntgenbereich durch Swift XRT vorhanden. Zusammen mit dem Fermi-LAT Spektrum aus dem First Year Catalogue (Abdo et al. 2010a) ergibt sich ein Quasi-Multiwellenlängenspektrum von PKS 0521-365. Zudem wurde dieser Blazar im Röntgenbereich mit Experimenten der aktuellen Generation bereits im Mai 2005 durch Swift XRT beobachtet (Massaro et al. 2008), der hier gemessene Fluss entspricht dem aus dem TANAMI-Projekt. Auf dieser Basis wird von einem statischen Zustand zur Modellierung ausgegangen. Besonders im Swift XRT-Spektrum wird deutlich, dass die  $\nu F_\nu$ -Peaks von PKS 0521-365 sehr viel niedriger sind als bei den bisher behandelten BL Lac Objekten. Messungen im Röntgenbereich früherer Experimente, z.B. Worrall u. Wilkes (1990), zeigen einen niedrigeren Flusszustand von PKS 0521-365, die Zeitskala dieser Änderungen ist allerdings nicht bekannt, deutet aber eine Variabilität der Quelle bzw. verschiedene Flusszustände wie z.B. bei 1 ES 2344+514 an. Die Maxima liegen bei  $\approx 10^{14}$  Hz und bei  $\approx 10^{22}$  Hz. Dies bestätigt die phänomenologische Klassifikation als IBL (Sambruna et al. 1996b). Der Fluss im Hochenergiebereich ist gegenüber dem Fluss im optischen sehr viel größer, als man das von HBLs/IBLs erwarten würde. Die Gammaemission von PKS 0521-365 konnte daher bereits sehr bald durch EGRET detektiert werden (Lin et al. 1996), ein Spektrum existiert hier allerdings nicht. Die fehlende bzw. nur sehr schwache Linienemission (Danziger et al. 1979; Bolton et al. 1965) von PKS 0521-365 spricht allerdings gegen einen FSRQ. Im folgenden wird also nur die stationäre SED dieser Quelle modelliert. Es fehlen bessere spektrale Daten und Informationen über die Variabilität von PKS 0521-365. Hier erkennt man einmal mehr wie bedeutend simultane und systematische Beobachtungen von Blazaren aller Typen sind, wie sie mit dem TANAMI-Projekt erfolgen, um globale Aussagen auch über die verschiedenen Blazar-Klassen hinweg treffen zu können.

In Abbildung 4.34 ist die modellierte spektrale Energieverteilung von PKS 0521-365 (schwarze Linie) zusammen mit den quasisimultanen Messdaten (blau) dargestellt. Im ultravioletten kann man einen geringen Beitrag der Host-Galaxie erkennen (braun). Die verwendeten Parameter zur Modellierung der SED von PKS 0521-365 sind in Tabelle 4.14 zusammengefasst.



**Abbildung 4.34:** Modellspektrum von PKS 0521-365 zusammen mit den quasisimultanen Messdaten aus Kadler et al. (2011), historische Swift-Daten aus Massaro et al. (2008). Im optischen ist die Host-Galaxie sichtbar (braun, gestrichelt). Die stationäre SED wird sehr gut durch die Emission eines rein leptonischen Plasmas beschrieben

Wie man an Tabelle 4.14 erkennen kann, ist die Modell-SED für PKS 0521-365 ohne die Injektion von primären Protonen in die Beschleunigungszone des Blobs erzeugt worden. Das stationäre Spektrum wird durch diese Parameter sehr gut wiedergegeben (siehe Abbildung 4.34), bereits im Rahmen des TANAMI Verlängerungsantrags veröffentlicht. Die Parameter sind in einer Größenordnung wie man sie typischerweise in leptonischen Modellen erwartet, entsprechen also ungefähr denen welche man bei der Modellierung von HBLs gewinnt. Auffällig ist lediglich die relativ große Beschleunigungszone im Vergleich zur Strahlungszone. Das Magnetfeld ist aber dennoch hoch genug um  $r_{\text{gyr}} < R_{\text{rad}}$

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
0	–	$1.25 \cdot 10^6$	20	0.30
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$5.0 \cdot 10^{14}$	$3.0 \cdot 10^{15}$	1.25	$10^{10}$	19

Tabelle 4.14: Die gewählten Parameter für die modellierte stationäre SED von PKS 0521-365 unter Verwendung der Daten aus Kadler et al. (2011), siehe Abbildung 4.34, Details im Text.

zu garantieren. Wie man bereits an der Größe und Höhe des zweiten Peaks des Modellspektrums von PKS 0521-365 erkennen kann, ist die kinetische Energie in den Elektronen ungewöhnlich groß, folglich ist der Äquipartitionsparameter mit  $h = 3 \cdot 10^{-3}$  sehr gering. Dies kann darauf hindeuten, dass PKS 0521-365 nicht mit einem rein leptonischem Modell beschrieben werden kann. Anders als bei 1 ES 1011+496 lässt die Datenlage und die fehlende Information über die Variabilität von PKS 0521-365 aber keinen zwingenden Schluss zu. Die spektrale Emission des IBL/LBL PKS 0521-365 kann abgesehen vom Radiobereich, welcher sich in SSC Modellen im SSA-Regime befindet, gut durch ein leptonisches Modell beschrieben werden.

Weitere Messungen v.a. im Gammastrahlungsbereich könnten dieses Szenario aber sehr schnell widerlegen. Für die Parameter in Tabelle 4.14 ergibt sich für die minimal in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft

$$L_{\text{inj}} = \frac{4}{3} \pi R_{\text{acc}}^3 m_e c^2 \left( \frac{\delta}{2} \right) \int d\gamma \gamma \frac{Q_{0e}}{t_{\text{esc},e}} = 5.80 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1} .$$

Für ein zentrales schwarzes Loch der Masse  $M_{\text{BH}} \approx 4.7 \cdot 10^8 M_{\odot}$ , wie man es typischerweise in AGNs erwartet (siehe z.B. Fan et al. (2007)), ergibt sich eine Eddingtonleuchtkraft von  $L_{\text{edd}} = 5 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ . Legt man wieder die Eddingtoneffizienz von  $10^{-4}$  aus Treves et al. (2002) für poyntingflussdominierte Jets zu Grunde, befindet sich PKS 0521-365 am oberen Ende dieser. Kann man nun die Masse des schwarzen Lochs weit unterhalb der angenommenen  $5 \cdot 10^8 M_{\odot}$  bestimmen, ist dies ein Hinweis darauf, dass das rein leptonische Szenario nicht zutrifft. Man kann also festhalten, dass man PKS 0521-365 mit den zur Verfügung stehenden Daten beschreiben kann, der Beobachtungswinkel liegt dann bei  $\approx 0^\circ$  und der Bulk-Lorentzfaktor entspricht gerade dem Minimalen. Das Kompressi-

onsverhältnis des beschleunigenden Schocks ist mit

$$r = 3.4$$

das eines schwachen nicht-relativistischen Schocks oder durch relativistische Effekte bestimmt. Auch im Fall von PKS 0521-365 muss die Diffusionsnäherung ihre Gültigkeit behalten, für  $K_{\parallel}^{\max}$  ergibt sich für die maximale Schockgeschwindigkeit bzw. Alfvéngeschwindigkeit

$$v_s^{\max} = 9.8 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \text{ bzw. } v_A^{\max} = 1.5 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{s}} . \quad (4.26)$$

Für Plasma-typische Werte  $K_{\parallel} \approx 10^{20} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  (Parizot et al. 2006) ist der Schock im nicht-relativistischen Regime, das Beschleunigungsmodell also anwendbar. Gerade für IBLs und LBLs sind weitere Beobachtungen nötig, um für eine signifikante Anzahl von Quellen zu klären welche Zusammensetzung das der Emission zugrunde liegende Jetplasma besitzt. Im Fall von PKS 0521-365 können v.a. Variabilitätsmessungen das leptonische Modell verifizieren, eine Detektion im Gammastrahlungsbereich würde hingegen für eine hadronische Komponente im Jetplasma dieser Quelle sprechen. Mit Hilfe von Fermi-LAT konnten jüngst Ausbrüche im Januar 2010 und Juni 2010 von PKS 0521-365 detektiert werden, bei denen der Fluss im Hochenergiebereich um eine Größenordnung im Vergleich zum Fluss des First Year Catalogues steigt (Iafrate et al. 2010). Eine folgende Swift-Beobachtung als “Target of opportunity” im Juni 2010 (D’Ammando et al. 2010) zeigt ebenso Aktivität im Röntgenbereich, welche auf einen der Ausbrüche im Fermi-Energiebereich zurückzuführen sind. Die Datenanalyse hierfür ist leider noch nicht abgeschlossen. Die sich andeutenden Zeitskalen von entweder wenigen Tagen oder sechs Monaten zwischen der Aktivität im Gammastrahlungsbereich und im Röntgenbereich sind sowohl mit einem leptonischen (wenige Tage, bedingt durch Lichtlaufzeit und inverser Comptonstreuung), als auch mit einem hadronischen Ansatz, bei dem der zweite Peak durch Proton-Synchrotronstrahlung bestimmt ist (siehe hierzu auch 1 ES 1011+496 und nächster Abschnitt), verträglich. Weitere (genauere und systematische) Beobachtungen dieser Quelle sind also durchaus vielversprechend um die Komposition des Jetplasmas von PKS 0521-365 zu klären. Im nächsten Abschnitt wird ein möglicher Grundzustand von PKS 0521-365 mit einer hadronischen Komponente im Jet diskutiert. Es wird auch auf das Ausbruchsverhalten bezüglich dieser Zeitskalen und Messungen eingegangen.

### 4.9.2 Grundzustand und Ausbruchsszenario im hybriden Fall

Geht man von einem sehr starken Magnetfeld im Jet von PKS 0521-365 aus, der damit in der Lage ist auch Protonen zu beschleunigen und hinreichend lange in der Strahlungszone des Blobs zu binden, kann man einen anderen Parametersatz finden, welcher die spektrale Emission dieses LBLs beschreibt. Die gewählten Parameter im Rahmen dieser Annahme sind in Tabelle 4.15 zusammengefasst, in Abbildung 4.35 wird die zugehörige (stationäre) modellierte SED mit der aus Abbildung 4.34 verglichen.

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
$3.7 \cdot 10^{10}$	10	$6.5 \cdot 10^7$	100	17
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$1.15 \cdot 10^{13}$	$6.8 \cdot 10^{15}$	1.48	50	38

Tabelle 4.15: Die gewählten Parameter für die modellierte stationäre SED von PKS 0521-365 unter Verwendung der Daten aus Kadler et al. (2011) mit Injektion primärer Protonen. SED siehe Abbildung 4.35.

Die Parameter aus Tabelle 4.15 ergeben die minimal in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft von

$$L_{\text{inj},e} = 6.4 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$$

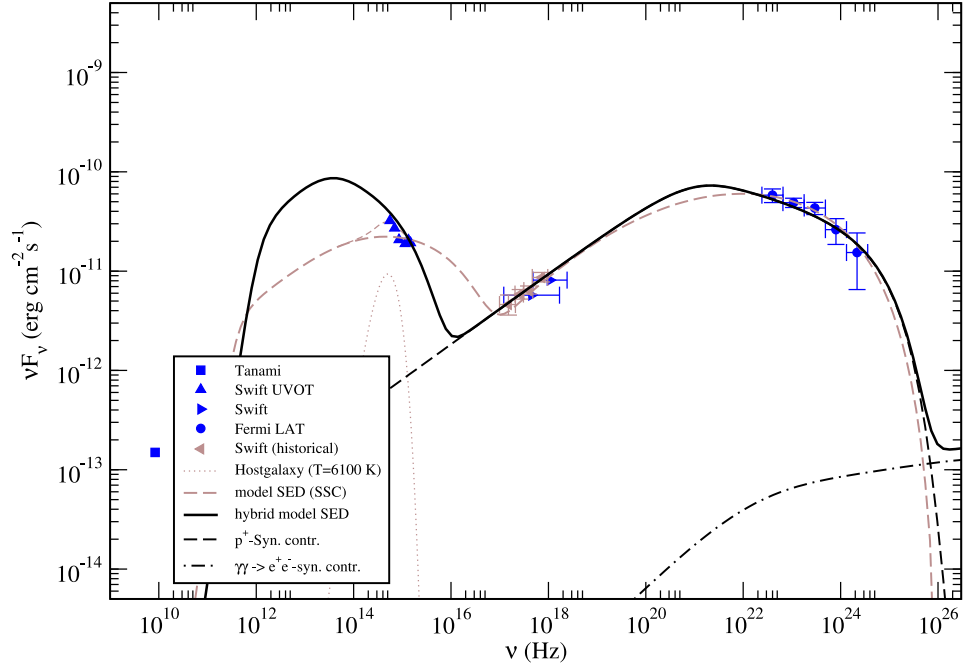
für die primären Elektronen und

$$L_{\text{inj},p} = 1.8 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$$

für die primären Protonen. Die gesamte injizierte Leuchtkraft ist somit durch die Protonen bestimmt. Die minimal injizierte Leuchtkraft ist unterhalb der Eddingtongrenze, nimmt man den Wert aus Fan et al. (2007) für das schwarze Loch von PKS 0521-365 mit  $M_{\text{BH}} = 4.7 \cdot 10^8 M_{\odot}$  an, übersteigt aber die Eddingtoneffizienz für HBLs Treves et al. (2002). Dies spricht gegen eine poyntingflussdominierte Quelle. Die Leuchtkräfte sind allerdings um Größenordnungen geringer als bei FSRQs und anderen Modellen für deren Emission (Böttcher et al. 2009). Das Magnetfeld zwingt die höchstenergetischen Protonen ( $\gamma_{\text{cut}} \approx 10^9$ ) auf Kreisbahnen mit

$$r_{\text{gyr}} = 1.8 \cdot 10^{15} \text{ cm} \ll R_{\text{rad}} .$$





**Abbildung 4.35:** *Modelliertes Spektrum von PKS 0521-365 unter Verwendung der Parameter aus Tabelle 4.15 (hadronisch dominierter Jet, durchgezogene Linie), zum Vergleich: Messdaten aus Kadler et al. (2011) und rein leptonisches Szenario (braun, Parameter: Tabelle 4.14). Im Gegensatz zu 1 ES 1011+496 ist der VHE Peak von PKS 0521-365 alleine durch  $p^+$ -Synchrotronstrahlung bestimmt.*

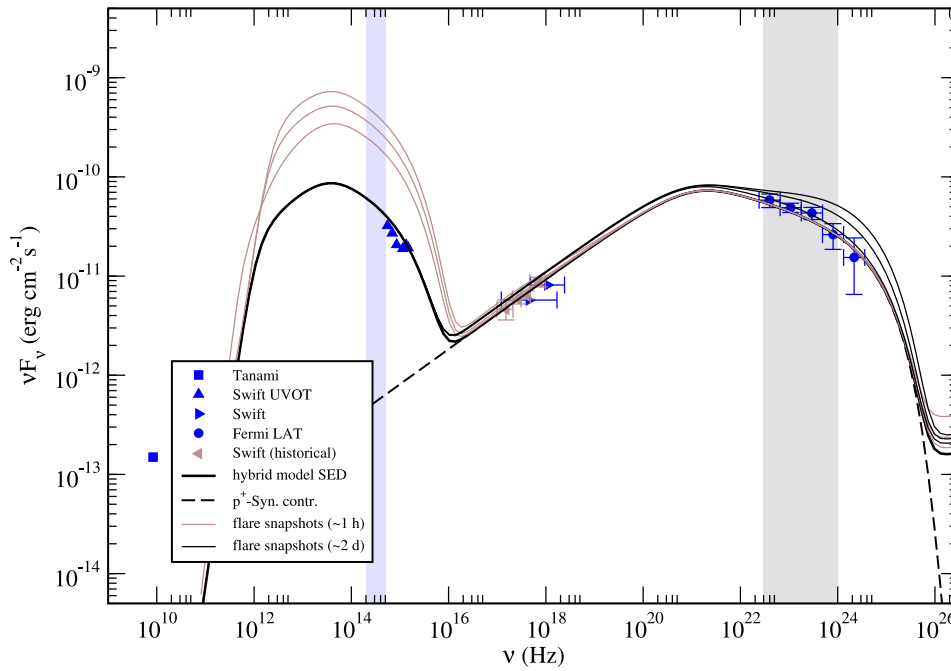
Der Äquipartitionsparameter ist  $h = 0.01$  und somit in der selben Größenordnung wie bei rein leptonischen Quellen. Alleine durch stationäre Betrachtung kann somit nicht entschieden werden, welches Szenario für PKS 0521-365 zutrifft. Die Dominanz der Protonensynchrotronstrahlung im Gammastrahlungsbereich führt allerdings zu relativ langen Zeitskalen, die Verlustzeitskala im Röntgenbereich ist  $t_{\text{cool,syn,p}} \approx 165$  d und im Fermi-LAT Bereich  $t_{\text{cool,syn,p}} \approx 2.5$  d. Diese können benutzt werden um das Szenario zu falsifizieren, auch die möglichen charakteristischen Muster in den Interbandlichtkurven sind wegen des fehlenden Kaskadenbeitrags weniger vielfältig als bei anderen hybriden Quellen. Dies kann man sehr gut in den Abbildungen 4.36 und 4.37 erkennen. Diese zeigen das spektrale Verhalten von PKS 0521-365 während eines hypothetischen Ausbruchs, welcher aus dem Grundzustand, Tabelle 4.15, modelliert wird. Es werden erneut Dichtefluktuationen entlang der Jetachse angenommen, die statischen Injektionsfunktio-

nen des Grundzustands werden durch die Zeitabhängigen

$$Q_{0e}(t) = Q_{0e} \cdot \begin{cases} 8.5 & , t_{\text{begin}} < t < t_{\text{begin}} + \Delta t \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

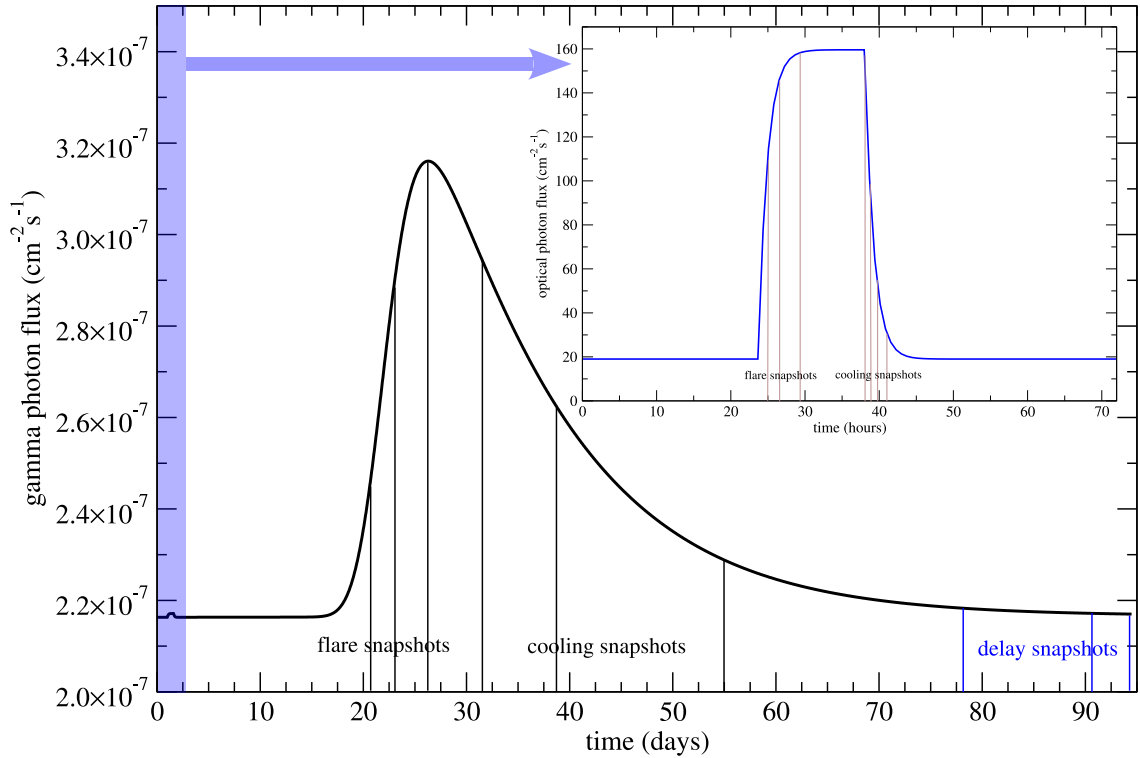
$$Q_{0p}(t) = Q_{0p} \cdot \begin{cases} 16 & , t_{\text{begin}} < t < t_{\text{begin}} + \Delta t \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

für die primären Elektronen bzw. Protonen ersetzt. Dabei ist  $t_{\text{begin}} = 1$  d willkürlich gewählt, so dass der statische Zustand aus Tabelle 4.15 erreicht ist. Die Injektionszeitskala beträgt  $\Delta t = 14.3$  h. Alle Zeitskalen sind im Beobachtersystem angegeben.



**Abbildung 4.36:** Momentaufnahmen der modellierten SED während des Ausbruchs aus dem Grundzustand (Parameter: Tabelle 4.15, SED: Abbildung 4.35), die zugehörige Lichtkurve mit Definition der Schnappschüsse findet sich in Abbildung 4.37.

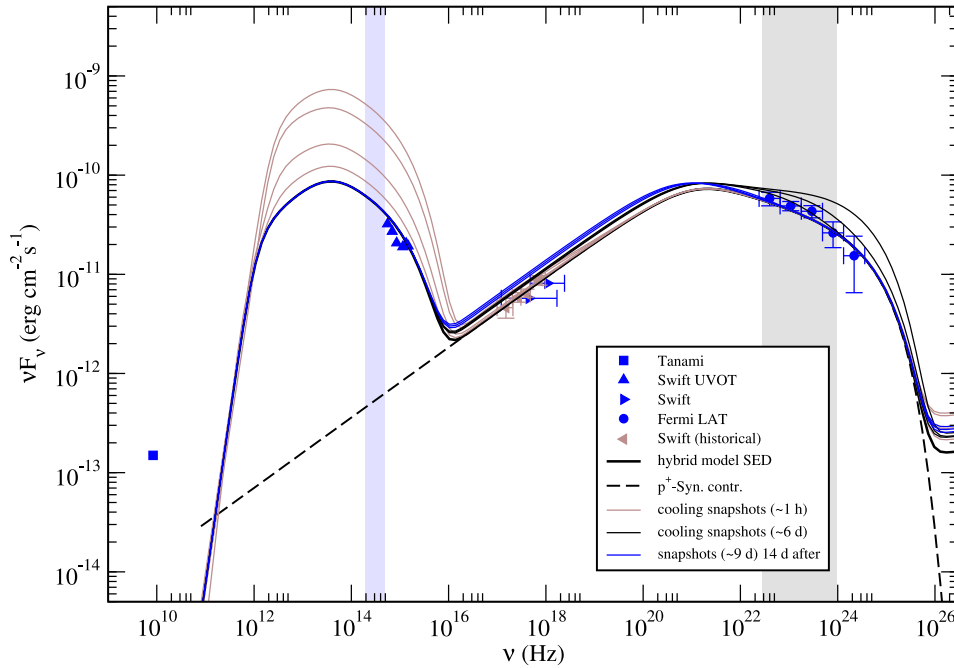
Aufgrund der unterdrückten Kaskaden und der sehr großen Synchrotronverlustzeitskala kann man im Röntgenbereich keinen Ausbruch wahrnehmen, wohl aber im optischen und mit einer Verzögerung von  $\approx 18$  d im Gammastrahlungsbereich, vgl. auch Abbildung 4.37. Wegen der im Vergleich zur erhöhten Elektroneninjektion relativ wenig vergrößerten Protoneninjektion ist der Gammastrahlungsausbruch entsprechend gering.



**Abbildung 4.37:** Lichtkurven im optischen und Gammabereich von PKS 0521-365 während des modellierten Ausbruchs aus dem hybriden Grundzustand (Tabelle 4.15) mit Definition der Momentaufnahmen. Beachte: unterschiedliche Zeitskalen.

Abbildung 4.38 zeigt das spektrale Verhalten von PKS 0521-365 während des Herunterkühlens aus dem Flarezustand (Abbildung 4.37), die Momentaufnahmen sind dabei wiederum in den Lichtkurven definiert. Man erkennt hier wieder sehr gut die unterschiedlichen Zeitskalen im optischen und Gammabereich, welche durch die unterschiedlichen Teilchenspezies bedingt sind. Zu beachten ist auch der relativ große Zeitversatz zwischen den beiden Ausbrüchen, welcher benutzt werden kann um die Beschleunigungszeitskala und das Magnetfeld einzugrenzen.

Wie bereits angedeutet, ist die Interbandvariabilität bei PKS 0521-365 weit weniger komplex als in Blazaren mit einem signifikanten Beitrag aus den Paarkaskaden der photohadroneischen Prozesse. Der Röntgenbereich ist damit alleine durch Protonsynchrotronstrahlung bedingt. Mit Hilfe der Messung von Variabilitätszeitskalen  $< t_{\text{cool,syn,p}}$  in diesem Spektralbereich kann dieses Szenario leicht falsifiziert werden. Weitere Messungen müssen dann zeigen, ob es sich um eine rein leptonische Quelle handelt, oder ob



**Abbildung 4.38:** Momentaufnahmen (vgl. Abbildung 4.37) während des Kühlens von PKS 0521-365 zurück in den Grundzustand aus Tabelle 4.15. Man kann sehr gut das “Nachleuchten” im Röntgenbereich erkennen.

nicht-thermische Protonen im Jet von PKS 0521-365 doch eine Rolle spielen, dann aber muss die Strahlungszone in der Ausdehnung sehr viel kleiner sein um eine für die photohadronischen Prozesse ausreichend hohe Photonendichte zu erzielen.

Wie es sich bereits bei 1 ES 1011+496 andeutet, kann man bei PKS 0521-365 im hybriden Fall ein sehr deutliches “Nachleuchten” im Röntgenspektralbereich erkennen. Ausgelöst wird dieses durch die während des Ausbruchs beschleunigten und nun wieder kühlenden Protonen und deren Synchrotronstrahlung. Die Zeitskala hier ist mit dem Protonensynchrotronverlust sehr hoch. Dies könnte sehr lange Zeitverzögerungen zwischen dem Gammastrahlungs- und Röntgenbereich erklären, wie er evtl. von Swift XRT (Juni) nach der Messung von Fermi-LAT im Januar 2010 gemessen wurde (Iafrate et al. 2010; D’Ammando et al. 2010). Hier sind also dringend Analysen notwendig um dieses Szenario gegen das rein leptonische (s.o.) abzugrenzen. Desweiteren wird klar, dass man hadronische Quellen nicht mehr statisch behandeln kann, da durch mehrere Flares im Röntgenspektralbereich ein kumulierter Beitrag entstehen wird.

## 4.10 FSRQ: 3C 279

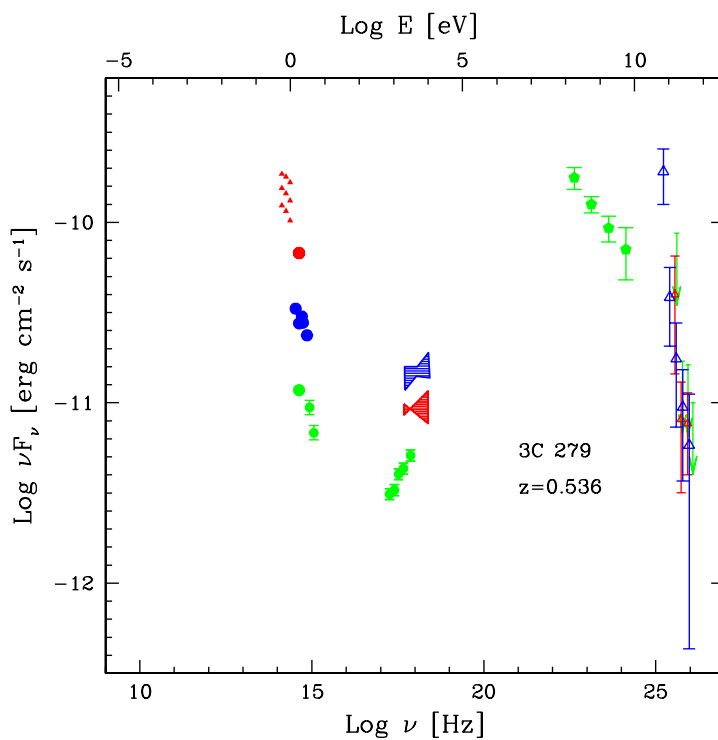
### 4.10.1 Eigenschaften

Der Blazar 3C 279 mit einer Rotverschiebung von  $z = 0.536$  und einer sehr prominenten Linienemission zählt zu den Prototypen der FSRQs (de Pater u. Perley 1983). Auch die spektrale Energieverteilung ist typisch für einen FSRQ mit relativ niedrigen  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen von  $\approx 10^{14}$  Hz im optischen Spektralbereich und  $\approx 10^{22}$  Hz für den zweiten Peak. Die Gesamtleuchtkraft ist sehr viel höher als bei den bisher behandelten BL Lac Objekten, zudem ist der zweite  $\nu F_\nu$ -Peak gegenüber dem optischen sehr viel stärker ausgeprägt. Aus diesen Gründen ist 3C 279 sehr intensiv mit verschiedenen Experimenten beobachtet.

Im Gammastrahlungsbereich gelang die erste Detektion durch das EGRET-Experiment (Hartman et al. 1992), kurz darauf fand man hier auch eine Variabilität der Quelle mit einer Zeitskala von  $\approx 1$  d (Kniffen et al. 1993), welche sich schon in früheren Beobachtungen im optischen Spektralbereich andeutete. In dieser Epoche konnte 3C 279 auch mehrfach durch COMPTEL im Röntgenbereich detektiert werden (Hermsen et al. 1993). Eine Analyse der Interbandvariabilität auf Basis dieser Daten konnte keine signifikante Korrelation feststellen (Hartman et al. 2001b). Dies ist bereits ein erster Hinweis, dass ein rein leptolisches Szenario zur Modellierung des Spektrums von 3C 279 ungeeignet ist. EGRET konnte aufgrund der relativ niedrigen Sensitivität 3C 279 nur in sehr hohen Flusszuständen beobachten, bis heute stellt der 1991 gemessene Ausbruch den höchsten bekannten Flusszustand von 3C 279 dar. Die spektralen EGRET Ergebnisse sind in Hartman et al. (2001a) zusammengefasst und diskutiert. Der gemessene Fluss von 3C 279 schwankt um bis zu zwei Größenordnungen.

Die erste Detektion durch ein Air-Cherenkov Teleskop der aktuellen Generation im sehr hohen Gammastrahlungsbereich gelang MAGIC 2006 (Albert et al. 2008), 3C 279 löste somit 1 ES 1011+496 als den im Hochenergiebereich am weitesten entfernten detektierten Blazar ab. Dies ist vor allen Dingen im Zusammenhang mit dem EBL und dessen Modellierung sehr interessant, da so sehr starke obere Grenzen für dessen Dichte abgeleitet werden können. Die Berücksichtigung dieser Daten hat natürlich auch Einfluss auf die Modellierung von Blazar-Spektren, mit Hilfe dieser können verschiedene Szenarien falsifiziert werden und viele bisher angenommene Paradigmen verworfen werden,

siehe z.B. Ballo et al. (2002); Ghisellini et al. (1996). Zur MAGIC Detektion im Februar 2006 existieren simultane Daten im optischen spektralbereich (B,V,R und I-Band) und durch RXTE im Röntgenbereich im Rahmen einer WEBT (*engl.* Whole Earth Blazar Telescope) Kampagne (Böttcher et al. 2007; Collmar et al. 2010; Larionov et al. 2008). Diese werden im folgenden Abschnitt verwendet um den Ausbruch von 3C 279 als hohen Flusszustand mit dem selbstkonsistenten Hybridmodell zu simulieren und hierfür ein Ausbruchsszenario von 3C 279 vorzustellen. Zusätzlich werden die beiden anderen Multiwellenlängenkampagnen aus Abbildung 4.39 modelliert. Alle zuvor gemessenen niedrigen Flusszustände werden aufgrund fehlender Hochenergiedaten im Spektrum nicht modelliert.



**Abbildung 4.39:** *Spektrale Daten der drei Multiwellenlängenkampagnen mit dem MAGIC-Teleskop zusammen mit KVA und Swift von 2006 (Erstdetektion, hoher Flusszustand, blau) bis 2009 (niedriger Flusszustand, grün). Bild aus Aleksić et al. (2011b).*

3C 279 konnte ein zweites mal durch MAGIC im Januar 2007 (rot) im Rahmen einer Multiwellenlängenbeobachtung zusammen mit KVA im optischen und RXTE im Röntgenspektralbereich (sowie REM im Radiobereich) detektiert werden (Aleksić et al.

2011b). Das Spektrum im Hochenergiebereich ist dabei unverändert, im Vergleich zur ersten Detektion im Februar 2006 (blau), während der Fluss im Röntgenspektralbereich 2007 höher ist als 2006. Das optische Band verhält sich dabei genau umgekehrt wie der Röntgenbereich (siehe Abbildung 4.39). Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, dass die Emission von 3C 279 nicht durch eine rein leptonische Komponente hervorgerufen wird. Hier würde man, auch mit externen Komponenten, nicht das Verhalten von optischen und Röntgenenergiebereich im Vergleich zum Gammastrahlungsbereich erwarten. Die Tatsache, dass kurz nach der Detektion 2006 keine weitere im Hochenergiebereich gelang, bestätigt die sich durch EGRET andeutende relativ kurze Variabilitätszeitskala von  $\approx 1$  d. Abbildung 4.39 zeigt zudem eine dritte Multiwellenlängenbeobachtung von 2009 (grün), diesmal erstmals zusammen mit Fermi-LAT. Leider existieren hierfür nur Obergrenzen für den MAGIC-Energiebereich. Der niedrige Fluss im optischen und Röntgenbereich ist jedoch konsistent mit diesem Verhalten. Eine gemeinsame Detektion mit Fermi-LAT ist also nur eine Frage der Zeit, diese kann dann sehr gut verwendet werden um die verschiedenen Szenarien zu testen und die Parameter jedes einzelnen Modells weiter einzuschränken. Der nächste Abschnitt bezieht sich hauptsächlich auf die erste MAGIC Detektion von 3C 279. Die simultane Kampagne von 2009 zeigt im optischen Spektralbereich einen leicht erhöhten Fluss im Vergleich zu Collmar et al. (2004) im Röntgenbereich übersteigt der Fluss nicht den dort niedrigsten jemals gemessenen. Dies deutet i) einen möglichen Grundzustand von 3C 279 an, aus dem die Ausbrüche erfolgen und ii) eine hadronische Komponente im Jet von 3C 279 an, denn im rein leptonischen Grenzfall würde der Röntgenbereich mit dem optischen skalieren.

#### 4.10.2 Modellierung der Detektionen von MAGIC und Fermi-LAT

Das im Vergleich zur optischen Emission sehr luminose Hochenergiespektrum erlaubt es nicht 3C 279 mit einem reinen SSC Modell und physikalisch sinnvollen Parametern zu beschreiben (z.B. Böttcher et al. 1997), siehe hierzu auch 3C 454.3. Die simultanen Messungen aus Aleksić et al. (2011b) deuten auf eine hadronische Komponente im Jet hin (siehe Abschnitt 4.10.1). Hier werden die drei Multiwellenlängendetektionen von 3C 279 (2006 bis 2009) folglich unter Injektion primärer Protonen in die Beschleunigungszone des Modells beschrieben. Im nächsten Abschnitt wird ein Flareszenario aus der MAGIC-Detektion 2006 (Albert et al. 2008) vorgestellt um das prinzipielle zeitabhängige Verhalten von 3C 279 zu untersuchen, welches verwendet werden kann um das hybride Sze-

nario gegen externe Comptonmodelle (Böttcher u. Dermer 1998) abzugrenzen. Die drei Multiwellenlängendetektionen von 3C 279 (Abbildung 4.39) werden wegen der langen Beobachtungspausen als drei unterschiedliche Flusszustände modelliert. Die gefundenen Parameter sind dabei in den Tabellen 4.16 bis 4.18 zu finden. Die Parameter für den

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
$2.80 \cdot 10^6$	$4.25 \cdot 10^6$	$3.3 \cdot 10^{10}$	155	30.3
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$4.50 \cdot 10^{12}$	$4.00 \cdot 10^{16}$	1.15	50	24

Tabelle 4.16: Die gewählten Parameter für die modellierte stationäre SED von 3C 279 im niedrigsten Flusszustand aus Aleksić et al. (2011b) mit Injektion primärer Protonen. SED siehe Abbildung 4.40.

niedrigen Flusszustand (Tabelle 4.16) sind in einer Größenordnung, wie man sie für einen FSRQ in einem hadronischen Modell erwartet, vgl. Parameter von 3C 454.3 (Tabelle 4.19). Das Magnetfeld zwingt Protonen der maximalen Energie  $\gamma_{\text{cut}} = 1.5 \cdot 10^9$  auf Kreisbahnen mit

$$r_{\text{gyr}} = 1.55 \cdot 10^{14} \text{ cm} \ll R_{\text{rad}} .$$

Es ist somit in der Lage die Protonen effektiv innerhalb des Blobs zu halten, der Äquipartitionsparameter ist  $h \approx 1.9$ . Der Dopplerfaktor ist, anders als bei rein leptonischen Ansätzen, in der erwarteten Größenordnung für Quasare (Kellermann et al. 2007). Problematisch hingegen ist die Interpretation der sehr hochenergetischen Injektion der primären Protonen. Auch hier (Tabelle 4.17) gilt für das gefundene Magnetfeld

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
$2.85 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^6$	$5.0 \cdot 10^{10}$	165	32.5
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$4.50 \cdot 10^{12}$	$4.00 \cdot 10^{16}$	0.50	$5 \cdot 10^5$	20

Tabelle 4.17: Die gewählten Parameter für die modellierte stationäre SED von 3C 279 im Flusszustand der zweiten MAGIC Detektion 2007 aus Aleksić et al. (2011b) mit Injektion primärer Protonen. SED siehe Abbildung 4.40.



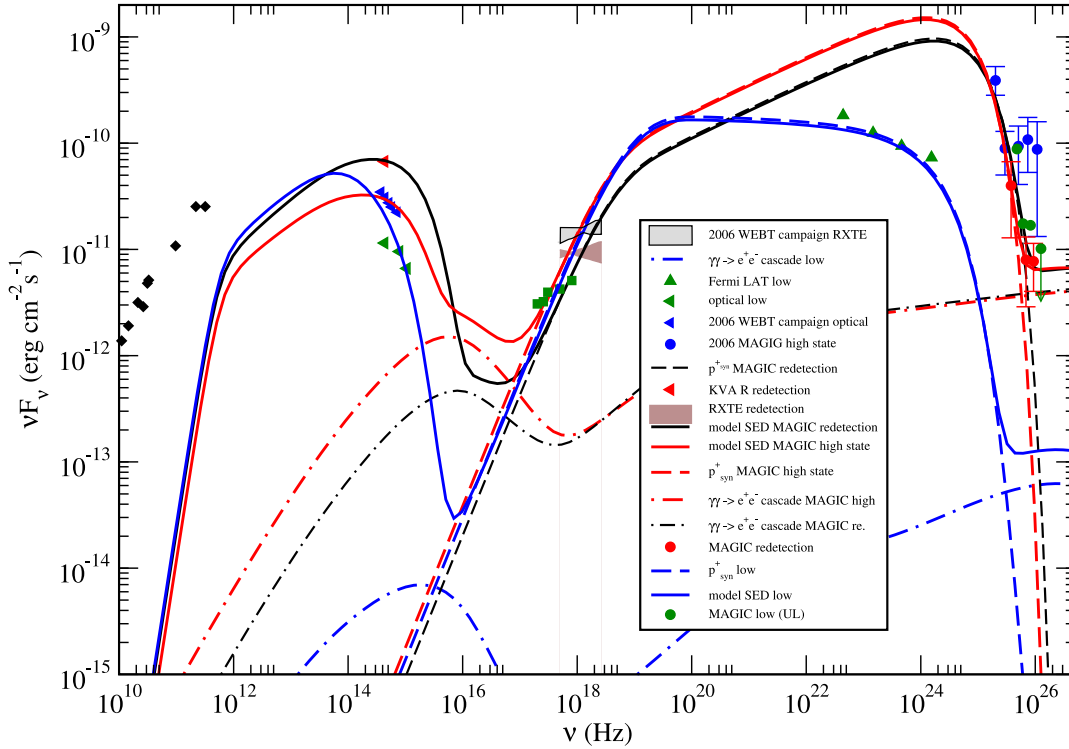
$r_{\text{gyr}} \approx 3.2 \cdot 10^{14} \text{cm} \ll R_{\text{rad}}$  und  $h = 1.8$ , die höchstenergetischen Protonen haben Lorentzfaktoren von  $\gamma_{\text{cut}} = 3.3 \cdot 10^9$ . Die Protonen sind also auch in diesem Flusszustand wohl confined. Der Äquipartitionsparameter für den hohen Flusszustand, Tabelle 4.18,

$Q_{\text{p}} (\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0\text{p}}$	$Q_{\text{e}^-} (\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0\text{e}^-}$	$B(\text{G})$
$4.0 \cdot 10^6$	$2.4 \cdot 10^6$	$2.0 \cdot 10^{10}$	125	33.8
$R_{\text{acc}} (\text{cm})$	$R_{\text{rad}} (\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$5.00 \cdot 10^{12}$	$3.00 \cdot 10^{16}$	0.50	$5 \cdot 10^5$	20

Tabelle 4.18: Die gewählten Parameter für die modellierte stationäre SED von 3C 279 im hohen Flusszustand (MAGIC-Entdeckung von 3C 279) aus Aleksić et al. (2011b) mit Injektion primärer Protonen. SED siehe Abbildung 4.40.

ist  $h = 0.51$ , das Magnetfeld zwingt die Protonen nahe der Cutoffenergie im Spektrum ( $\gamma_{\text{cut}} = 2.9 \cdot 10^9$ ) auf Kreisbahnen mit Radien  $r_{\text{gyr}} = 2.7 \cdot 10^{14} \text{cm}$ , welche sehr viel kleiner sind als die Ausdehnung des Strahlungsgebiets.  $h$  nimmt sehr stark vom niedrigen zum hohen Flusszustand von 3C 279 ab, ist aber insgesamt sehr groß, im Vergleich mit 3C 454.3 und 1 ES 1011+496, es ist also eine sehr große Energie im Magnetfeld des Blobs von 3C 279 gespeichert. Die gewonnenen Parameter sind in einer ähnlichen Größenordnung wie bei dem statischen (semianalytischen) Hybridmodell aus Böttcher et al. (2009). Die zu den Parametern aus Tabellen 4.16, 4.17 und 4.18 gehörenden modellierten spektralen Energieverteilungen sind zusammen mit den Messdaten aus Aleksić et al. (2011b) in Abbildung 4.40 dargestellt. Hier finden sich auch die Einzelkomponenten der Gesamt-SEDs. Das Verhältnis der Beschleunigungszeitskala zur Verlustzeitskala  $t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}} = 0.50$  führt im statischen Grenzfall zu einer Protonen- (und Elektronen-)Verteilung mit einem Spektralindex von  $-1.50$  aus Fermi-I Beschleunigung, was härter ist als die theoretische Grenze (siehe Abschnitt 2.7). Da diese Flusszustände aber nur jeweils über einen sehr kurzen Zeitraum gemessen werden konnten und der niedrige Flusszustand mit  $t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}} = 1.15$  einen realistischen Protonenindex generiert, können diese durch Turbulenz und quasistatische Spektren gedeutet werden.

Dies spricht aber auch für ein Flareverhalten von 3C 279, bei dem die hohen Flusszustände aus Tabelle 4.17 bzw. 4.18 aus einem Grundzustand (z.B. Tabelle 4.16) durch magnetische und Dichtefluktuationen entlang der Jetachse von 3C 279 ausgelöst werden. Hierfür ist eine genauere Modellierung notwendig, die prinzipiellen Aussagen dieses Abschnitts bleiben gültig. Eine permanentere Detektion im Gammastrahlungsbereich durch



**Abbildung 4.40:** Modellierte spektrale Energieverteilungen der drei Flusszustände von 3C 279 aus Aleksić et al. (2011b) mit den Einzelbeiträgen, die Hochenergiedaten sind EBL korrigiert, blau: Quasigrundzustand (Parameter: Tabelle 4.16), schwarz: Redetektion 2007 (Parameter: Tabelle 4.17), rot: hoher Flusszustand (Erstdetektion 2006, Parameter: Tabelle 4.18).

Air-Cherenkov Teleskope würde dieses Szenario falsifizieren, dann ist u.U. keine Interpretation der sehr harten Teilchenspektren in den hohen Flusszuständen mehr möglich. Ob ein externes Strahlungsfeld zusätzlich beiträgt, kann nur die Modellierung unter Berücksichtigung von Myonsynchrotronstrahlung (vgl. Abschnitt 3.3) zeigen, in jedem Fall sind weitere Messungen notwendig um eine ausreichende Datenbasis zu schaffen.

### 4.10.3 Flareszenario der MAGIC-Erstdetektion

Um das prinzipielle Ausbruchverhalten von 3C 279 über den gesamten Spektralbereich zu untersuchen wird ein Szenario simuliert, welches Dichtefluktuationen entlang der Jetachse entspricht. Es wird die simultane Detektion von 2006 (Albert et al. 2008) als Ausgangspunkt für einen hypothetischen Flare verwendet. In weiteren Simulationen

wird es nötig sein, diesen sowie den zweiten hohen Flusszustand von 3C 279 als Ausbruch aus einem Grundzustand zu simulieren. Mit der Verwendung des höchsten Zustands als Ausgangspunkt für ein Ausbruchsszenario kann man zudem über das Quenching von Photonen Erkenntnisse über die maximal mögliche Variabilität von 3C 279 gewinnen. Im Laufe der Simulation werden die statischen Injektionsfunktionen der primären Elektronen und Protonen aus Tabelle 4.18 durch zeitabhängige der Form

$$Q_{0e}(t) = Q_{0e} \cdot \begin{cases} 1.5 & , t_{\text{begin}} < t < t_{\text{begin}} + \Delta t \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

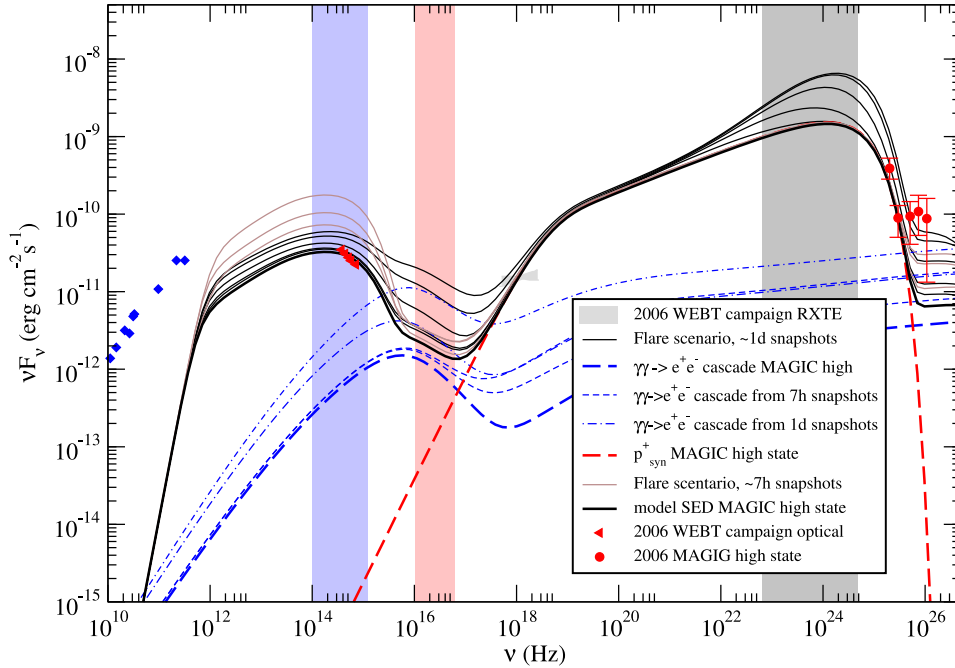
und

$$Q_{0p}(t) = Q_{0p} \cdot \begin{cases} 4.0 & , t_{\text{begin}} < t < t_{\text{begin}} + \Delta t \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

ersetzt. Die Dauer des Ausbruchs ist  $\Delta t = 1.4$  d (gemessen im Beobachtersystem), der Beginn ist mit  $t_{\text{begin}} \approx 2$  d (willkürlich) so gewählt, dass das statische Spektrum aus Abbildung 4.40 erreicht wird. In Abbildung 4.41 ist das spektrale Verhalten während des Flussanstieges durch das Ausbruchsszenario zusammen mit den Einzelkomponenten dargestellt. Die Momentaufnahmen sind jeweils am Beginn des optischen Ausbruchs und des Gammastrahlungsausbruchs genommen, siehe Lichtkurven des modellierten Flares, Abbildung 4.42. Die MAGIC-Spektren sind EBL korrigiert<sup>4</sup>, vgl. Albert et al. (2008).

Wie man anhand der Lichtkurven erkennen kann, tritt zunächst ein ‐orphan Flare‐ im optischen Spektralbereich auf, der leichte Anstieg im Röntgenbereich nach  $\approx 5$  h ist auf einen leicht erhöhten Paarkaskadenbeitrag über die Pionzerfälle aufgrund der vermehrt vorhandenen Zielphotonen zurückzuführen. Dieser liegt allerdings unterhalb der Sensitivität der Experimente. Mit einer Verzögerung von  $\approx 7$  d kommt es zu einem Anstieg im Gammastrahlungsbereich (vgl. auch Abbildung 4.41). Dies ist genau die Zeit, welche die primär injizierten Protonen benötigen um auf Energien beschleunigt zu werden, damit die Protonsynchrotronstrahlung hier erhöht ist. Das analoge Verhalten wird auch bei 1 ES 1011+496 und sehr prominent bei PKS 0521-365 (im hadronischen Fall) beobachtet und ist charakteristisch für einen hybriden Ansatz, wobei die Zeitskalen sehr stark vom Magnetfeld und der Ausdehnung der Beschleunigungszone abhängen.

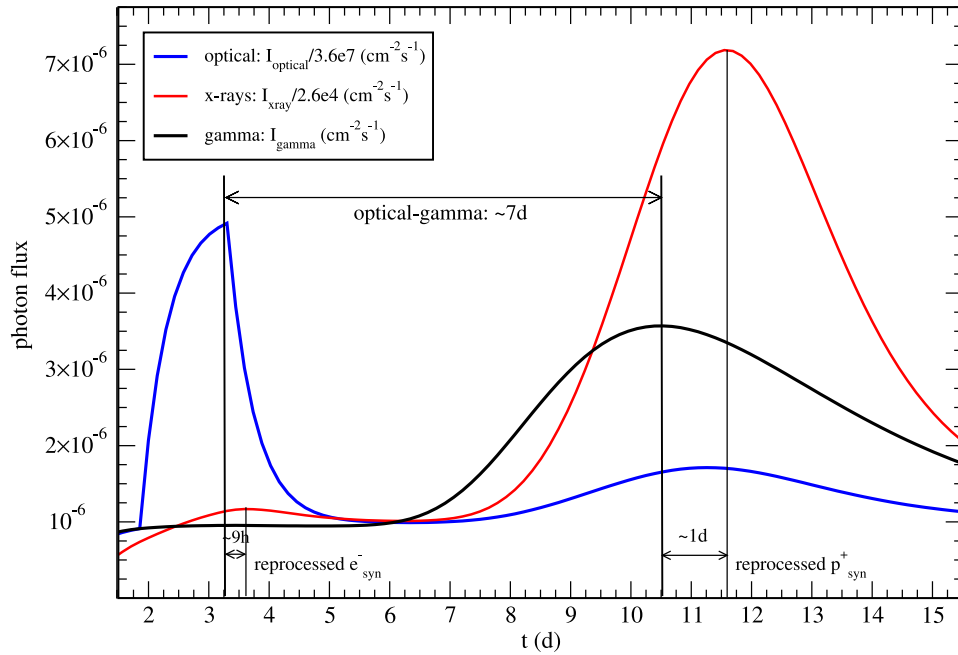
<sup>4</sup>Anmerkung: Bei einer Modellierung eines gesamten Ausbruchs einer Quelle, d.h. inkl. der Lichtkurven, ist es sinnvoller die EBL-Absorption bei der Modell-SED zu berücksichtigen, also die direkten Messdaten zu verwenden.



**Abbildung 4.41:** *Spektrales Verhalten von 3C 279 während des Flussanstiegs im simulierten Ausbruch (vgl. Abbildung 4.41) zusammen mit den Einzelbeiträgen zur gesamten SED zu unterschiedlichen Zeitpunkten. Messdaten aus Böttcher et al. (2009), MAGIC EBL korrigiert. Hinweis: Bereits in ähnlicher Form veröffentlicht in Spanier u. Weidinger (2011).*

Die bei 3C 279 in Tabelle 4.18 gewählten Parameter führen zudem dazu, dass durch die erhöhte Protonen- und somit Zielphotonendichte (über die selbstgenerierten Kaskaden) während sehr viel mehr photohadronische Prozesse stattfinden können. Aus diesem Grund ist der Röntgenspektralbereich mit einer Zeitverzögerung von  $\approx 1$  d im Vergleich zum Gammastrahlungspeak um den Faktor  $\approx 7$  erhöht. Nicht dargestellt ist jeweils das Kühlungsverhalten der Quelle. Festzuhalten ist, dass im Fall von 3C 279 (Tabelle 4.18) der optische Bereich sowohl durch primäre Elektronensynchrotron als auch teilweise durch Kaskadenstrahlung bestimmt ist, und somit beide typische Zeitskalen (die der Elektronen und die der Protonen) aufweisen kann. Der Gammastrahlungsbereich ist wie der Röntgenbereich stark durch die Protonenkühlzeitskala bestimmt.

Wegen der starken nichtlinearen Abhängigkeit von der Protoneninjektion im Röntgenbereich kommt es bei 3C 279 sehr schnell zum sog. Quenching von Photonen, da die Kaskadenbeiträge im Röntgenspektralbereich wieder als Zielphotonen für die photoha-



**Abbildung 4.42:** Lichtkurven des simulierten Ausbruchs von 3C 279 in drei unterschiedlichen Energiebändern, siehe Abbildung 4.41, bereits in ähnlicher Form veröffentlicht in Spanier u. Weidinger (2011).

dronischen Prozesse dienen usw., siehe auch Kirk u. Mastichiadis (1992); Stawarz u. Kirk (2007). Auf sehr kurzen Zeitskalen kommt es somit zu Ausbrüchen von 3C 279 um mehrere Größenordnungen, welche so offensichtlich nicht beobachtet werden. Der Self-Quenched-Bereich wird also nicht erreicht. Diese Tatsache kann als Grenze für den maximalen Grad der Variabilität von 3C 279 herangezogen werden. Man findet, dass  $Q_{0p}(t) < 8Q_{0p}$  gelten muss. Misst man einen höheren Ausbruch (in einem anderen Spektralbereich) z.B. mit MAGIC, können die Parameter aus Tabelle 4.18 so nicht stimmen. Die Tatsache, dass man bisher keinen höheren Fluss von 3C 279 gemessen hat, spricht für die gewählten Parameter und Szenarien. Man erkennt auch, dass nichtlineare Effekte in hybriden Quellen stark von den Parametern abhängen und nicht per se auftreten. Sobald man sich mit den Parametern in der “Runaway”-Photonenproduktion durch photohadronische Prozesse befindet, kann die Protonenverlustleistung durch diese nicht mehr vernachlässigt werden.

#### 4.10.4 Weitere Berechnungen

Für die Parameter der drei unterschiedlichen Flusszustände von 3C 279 der Messungen aus Aleksić et al. (2011b) ergeben sich die folgenden minimal in die Beschleunigungszone injizierten Leuchtkräfte. Die injizierte Elektronenleuchtkraft des Quasigrundzustands, Tabelle 4.16, ist

$$L_{\text{inj,e}}^{2009} = 3.07 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$$

und die der Protonen ist

$$L_{\text{inj,p}}^{2009} = 3.57 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1} .$$

Die Gesamtleuchtkraft ist also  $L_{\text{inj}}^{2009} = 6.64 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ . Sie liegt unterhalb der Eddingtongrenze von  $L_{\text{edd}} = 1.0 \cdot 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$  für ein zentrales schwarzes Loch von 3C 279 der Masse  $M = 8.12 \cdot 10^8 M_{\odot}$  (Gu et al. 2001). Der Jet von 3C 279 übersteigt also die Eddingtoneffizienz aus Treves et al. (2002). Er ist somit, wie bei allen anderen hybriden Quellen insbesondere nicht poyntingflussdominiert. Die in Protonen injizierte Leuchtkraft ist geringer als bei dem weiter entfernten FSRQ 3C 454.3, wobei die in den Elektronen gleich hoch ist.

Bei der Wiederdetektion von MAGIC 2007 (Tabelle 4.17) ergibt sich eine minimal injizierte Leuchtkraft

$$L_{\text{inj,e}}^{2007} = 3.44 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$$

für die Elektronen und für die Protonen

$$L_{\text{inj,p}}^{2007} = 1.66 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$$

damit ist die minimal injizierte Gesamtleuchtkraft  $L_{\text{inj}}^{2007} = 5.10 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ . Für den hohen Flusszustand (Tabelle 4.18) gilt

$$L_{\text{inj,e}}^{2006} = 1.29 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$$

für die Elektronen und für die Protonen

$$L_{\text{inj,p}}^{2006} = 2.47 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1} .$$

Die minimal injizierte Gesamtleuchtkraft ist somit  $L_{\text{inj}}^{2006} = 3.76 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ . Dass der niedrigste Flusszustand von 3C 279 die höchste injizierte Leuchtkraft besitzt, mag

zunächst verwundern, ist aber lediglich ein Maß dafür, wie effektiv die Beschleunigung und somit die Extraktion von Plasmaenergie innerhalb der Beschleunigungszone in den hohen Flusszuständen ist. Man muss hier auch das ungewöhnliche Verhältnis der Beschleunigungs- zur Verlustzeitskala berücksichtigen (siehe hierzu Abschnitt 4.10.2).

Aus diesem Grund wird auf die Bestimmung der Beschleunigungsparameter in den beiden hohen Flusszuständen verzichtet. Im niedrigen Zustand von 3C 279 erhält man für das Kompressionsverhältnis, wie es aus dem hypothetischen Spektralindex der Protonenverteilung aus reiner Schockbeschleunigung hervorgeht,

$$r = 3.61.$$

Dies entspricht einem starken nicht-relativistischen Schock. Die maximalen Geschwindigkeit bestimmen sich aus  $K_{\parallel}^{\text{max,P}} = 1/3cR_{\text{acc}}$  zu

$$v_s^{\text{max}} = 1.0 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \text{ bzw. } v_A^{\text{max}} = 2.1 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}. \quad (4.27)$$

Es handelt sich also für typische Werte von  $K_{\parallel}^{\text{P}}$  um nicht-relativistische Schocks, was auch durch das Kompressionsverhältnis und dem Vergleich mit Abbildung 4.1 bestätigt wird. Der maximale räumliche Diffusionskoeffizient der Elektronen ist um den Faktor 1836 geringer. Dieser hat im hadronischen Fall jedoch nur eine bedingte Aussagekraft, da die Elektronen nicht an die selben Plasmamoden koppeln als die Protonen (Parizot et al. 2006), siehe auch Weidinger u. Spanier (2011a).

## 4.11 FSRQ: 3C 454.3

### 4.11.1 Zusammenfassung der Beobachtungen und Folgerungen

Aus Gründen der Vollständigkeit sei hier noch der FSRQ 3C 454.3 erwähnt. Mit einer Rotverschiebung von  $z = 0.859$  ist dieser für einen detektierten Blazar sehr weit entfernt. Aus diesem Grund existieren keine Messungen im sehr hohen Gammastrahlungsbereich von Air-Cherenkov Teleskopen. Mit der aktuellen Generation ist aufgrund der sehr starken Absorption am EBL keine Detektion in endlicher Zeit zu erwarten. Auch die nächste Generation, das CTA (*engl.* Cherenkov Telescope Array), wird - wenn überhaupt - nur sehr hohe Flusszustände so weit entfernter Blazare detektieren können

(Ponz et al. 2011). Trotzdem macht es Sinn die Emission solch weit entfernter Quellen zu untersuchen, zumal durch den relativ hohen Fluss von FSRQs im Fermi-LAT Energiebereich eine geringe Integrationsdauer ausreicht um Spektren zu generieren. Nur so kann untersucht werden, warum sich die Spektren von Blazaren verschiedener Entfernung so sehr unterscheiden, obwohl es sich bei allen Blazartypen um AGNs handelt. Im Bezug auf bessere Obergrenzen für das EBL wäre eine Detektion natürlich wünschenswert.

Mit Fermi-LAT stehen zusammen mit optischen und Röntgenbeobachtungen variable Multiwellenlängendaten auch von 3C 454.3 zur Verfügung. Die Detektion im Gammastrahlungsbereich ist für diese Art von Analysen sekundär, da die Krümmung des Fermi-LAT Spektrums bereits den zweiten  $\nu F_\nu$ -Peak auf  $\approx 10^{21}$  Hz einschränkt. Der optische Peak liegt bei 3C 454.3 bei  $\approx 10^{12}$  Hz, also nochmals niedriger als bei 3C 279. Auch wegen der sehr hohen Leuchtkraft, aber v.a. wegen der sehr häufigen und prominenten Ausbrüche ist 3C 454.3 eine sehr oft und ausführlich beobachtete Quelle. Die Gammaemission wurde zunächst von EGRET detektiert (Hartman et al. 1993), einen guten Überblick der Ergebnisse des Comptel-Satelitten im Gammastrahlungs- und Röntgenbereich liefern Zhang et al. (2005a); Aller et al. (1997). Bereits hier deutet sich die Variabilität von 3C 454.3 an. Ein sehr starker Ausbruch wurde im Röntgenbereich 2005 mit Swift detektiert, der optische Fluss von 3C 454.4 blieb hier nahezu unverändert (Giommi et al. 2006), im Radiobereich konnte der Ausbruch mit einer Verzögerung von  $\approx 5$  Monaten detektiert werden (Villata et al. 2007).

In weiteren Multiwellenlängenkampagnen, z.B. Raiteri et al. (2008), wurde von 2007 bis 2008 die Intertagesvariabilität der Ausbrüche von 3C 454 im optischen und Röntgenspektralbereich bestätigt. Dabei scheint der Infrarot- und optische Spektralbereich korreliert, nicht aber der optische und der Röntgenbereich (Bonning et al. 2009), also ähnlich wie bei Beobachtungen von 3C 279. Dies spricht hier ebenso gegen ein rein leptolisches Szenario, welches für die Emission von 3C 454.3 verantwortlich ist. Hier würde man in einem (einzonigen) Modell eine starke Korrelation dieser Energiebänder erwarten. Die erste Multiwellenlängenbeobachtung zusammen mit Fermi-LAT findet sich in Abdo et al. (2009) und zeigt 3C 454.3 in einem niedrigen Flusszustand. Die nachfolgende Modellierung der Emission von 3C 454.3 bezieht sich auf diese Daten, welche als Grundzustand von 3C 454.3 verwendet werden, da dieser Flusszustand von 3C 454.3 bereits öfter im Röntgenbereich gemessen wurde (Raiteri et al. 2011). Im Dezember 2009 kam



es erneut zu einem Ausbruch von 3C 454.3, welcher auch mit mehreren Instrumenten beobachtet werden konnte; es zeigt sich eine Intertagesvariabilität auch im Energiebereich von 100 MeV bis 3 GeV (Pacciani et al. 2010; Striani et al. 2010). Die Spektren im Fermi-LAT Energiebereich sind hier jeweils über drei Tage integriert. Schließlich zeigt der Ausbruch im November 2010 auch im Gammastrahlungsbereich eine Variabilitätszeitskala von  $< 1$  d (Abdo et al. 2011a), innerhalb des optischen Spektralbereichs ist dieser Ausbruch korreliert, nicht aber zwischen optischen und Röntgenbereich (Bachev et al. 2011), ebenso wie man es bereits bei dem Flare im Dezember 2009 beobachtet hat. Die Ausbrüche von 3C 454.3 verlaufen also scheinbar immer nach dem selben Muster (siehe auch Ackermann et al. (2010) und Donnarumma et al. (2009)), was auf eine jeweils gleiche Ursache dieser innerhalb des Jets von 3C 454.3 hindeutet und typisch für diesen Blazar ist. Dieses charakteristische Verhalten ist nicht verwunderlich, da auch die HBLs Markarian 501 oder PKS 2155-304 in ihren Flares ein solches quellspezifisches Muster zeigen, jedoch ist das von 3C 454.3 komplexer in der Korrelation. Auch dies spricht für eine hadronische Komponente innerhalb des Strahlungsgebiets. Die Lags zwischen den einzelnen Energiebändern sind bei den verschiedenen Ausbrüchen von 3C 454.3 unterschiedlich, nicht aber das spektrale Verhalten (Pacciani et al. 2010).

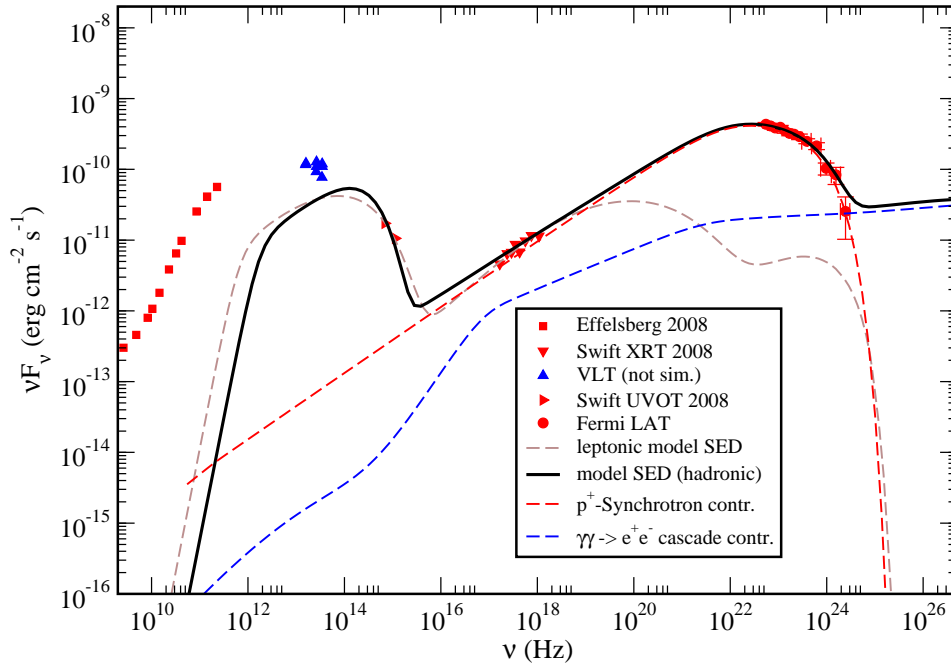
### 4.11.2 Modellierung der Multiwellenlängendaten von 2008

Der sehr dominante Gammastrahlungspeak im Spektrum von 3C 454.3 zusammen mit dem bereits erwähnten Variabilitätsverhalten lässt keine reine leptonische Komposition des Jets von 3C 454.3 als alleinige Grundlage der Emission mehr zu (vgl. Abbildung 4.43) und deutet auf eine signifikante hadronische Komponente hin. Dieser Abschnitt zeigt die hadronische Modellierung der Multiwellenlängendaten, wie sie 2008 zusammen mit Fermi-LAT aufgenommen worden sind. Der Hauptteil des Abschnitts 4.11.2 basiert auf der Arbeit von Michel (2011), hier finden sich auch weitere Einzelheiten zum Modellierungsprozess, Elektronen- und Protonenverteilungen sowie weitere Folgerungen, während die folgenden Abschnitte zur Variabilität exklusiv in der hier vorliegenden Arbeit behandelt werden. Die Parameter, welche zur stationären Modell-SED führen (Abbildung 4.43), sind in Tabelle 4.19 zusammengefasst.

Wie man in Abbildung 4.43 sehen kann, ist eine rein leptonische Modellierung der Emission von 3C 454.3 (unter Verwendung physikalisch sinnvoller Parameter) v.a. wegen des Hochenergiespektrums nicht möglich. Mit der Injektion primärer Protonen in die

$Q_p(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0p}$	$Q_{e^-}(\text{cm}^{-3})$	$\gamma_{0e^-}$	$B(\text{G})$
$4.2 \cdot 10^8$	300	$3.8 \cdot 10^7$	580	10.2
$R_{\text{acc}}(\text{cm})$	$R_{\text{rad}}(\text{cm})$	$t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$	$a$	$\delta$
$5.00 \cdot 10^{13}$	$5.00 \cdot 10^{15}$	1.10	$5 \cdot 10^3$	43

Tabelle 4.19: Die gewählten Parameter für die modellierte stationäre SED von 3C 454.3 unter Verwendung der Daten aus Abdo et al. (2009) mit Injektion primärer Protonen. SED siehe Abbildung 4.43.



**Abbildung 4.43:** Stationäre Modell SED (hadronisch: dicke Linie) aus Weidinger u. Spanier (2011b) nach Michel (2011), Messdaten aus Abdo et al. (2009), rot: Protonsynchrotronanteil, blau: Kaskadenbeitrag zur SED. Ebenso dargestellt (braun): rein leptoni-sche Modellierung der “niederenergetischen” Daten.

Beschleunigungszone kann dieses hingegen sehr gut erklärt werden. Die Parameter in Tabelle 4.19 sind in einem physikalisch sinnvollen Bereich, so wie man sie auch bei anderen hadronisch dominierten Blazaren, z.B. 1 ES 1011+496 findet. Insbesondere ist

$$r_{\text{gyr}} = 4.3 \cdot 10^{14} \text{ cm} \ll R_{\text{rad}}$$

für die höchstenergetischen Protonen mit  $\gamma_{\text{cut}} = 1.4 \cdot 10^9$ . Das Magnetfeld ist also in der Lage auch diese innerhalb des Strahlungsgebiets auf Kreisbahnen zu zwingen. Der Äquipartitionsparameter ist wie bei 3C 279 mit  $h = 10^{-4}$  sehr gering. Dies hat keine Aussagekraft über die Stabilität des Jets, kann aber ein Hinweis auf vorhandene externe Strahlungskomponenten sein. Der spektrale Bruch in der Protonenverteilung aufgrund der Synchrotronverluste findet sich erwartungsgemäß bei  $\gamma_b \approx 10^8$ . Aus den Parametern in Tabelle 4.19 bestimmen sich die minimal injizierten Leuchtkräfte zu

$$L_{\text{inj,e}} = 5.22 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$$

für die der Elektronen und

$$L_{\text{inj,p}} = 1.50 \cdot 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$$

für die der Protonen. Die gesamte in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft ist mit  $L_{\text{inj}} = 2.02 \cdot 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$  bei dem FSRQ 3C 454.3 sehr viel höher, als die der BL Lac Objekte. Dies gilt ebenso für 3C 279, siehe Abschnitt 4.10.2 und Böttcher et al. (2009). Die Masse des zentralen schwarzen Lochs von 3C 454.3 wird zwischen  $5 \cdot 10^8 M_{\odot}$  und  $4 \cdot 10^9 M_{\odot}$  abgeschätzt (Gu et al. 2001). Dies ergibt eine Eddingtonuntergrenze von  $L_{\text{edd}} = 6.3 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ . Die Injektionsleuchtkraft befindet sich also unterhalb der Eddingtongrenze, ein poyntingflussdominierter Jet ist somit nicht auszuschließen, mit einer außerordentlich hohen Eddingtoneffizienz, welche die von BL Lac Objekten weit übersteigt (Treves et al. 2002). Das Kompressionsverhältnis ergibt sich zu

$$r = 3.73$$

aus dem erwarteten spektralen Index für die primären Elektronen und Protonen in der Beschleunigungszone für reine Schockbeschleunigung von 2.10. Es handelt sich also um einen starken Schock, welcher die Teilchen beschleunigt. Der maximale räumliche Diffusionskoeffizient der Protonen ist  $K_{\parallel}^{\text{max,p}} = 1/3cR_{\text{acc}} = 5.0 \cdot 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  und somit:

$$v_s^{\text{max}} = 1.0 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} \text{ bzw. } v_A^{\text{max}} = 2.2 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \quad (4.28)$$

Der maximale räumliche Diffusionskoeffizient der Elektronen ist wegen  $\langle l \rangle \propto m$  entsprechend kleiner, vgl. auch 3C 279 und 1 ES 1011+496

### 4.11.3 Flare im Dezember 2009

Erstmals konnte im Dezember 2009 ein Flare von 3C 454.3 mit Beobachtung durch Fermi-LAT simultan erfasst werden (Pacciani et al. 2010). Diese Daten werden benutzt um ein Ausbruchsszenario für 3C 454.3 aus dem zuvor modellierten Zustand, welcher in diesem Fall als Grundzustand von 3C 454.3 angesehen wird, zu simulieren. Der Flare von 3C 454.3 im Dezember 2009 ist in mehrere einzelne Ausbrüche unterteilt, siehe Pacciani et al. (2010). In diesem Abschnitt wird der erste Ausbruch (Flare-I in Pacciani et al. (2010), siehe Fig. 2 upper) von 3C 454.3 am 02.12.2009 zusammen mit der als “Pre-flare” bezeichneten Periode vom 27.11. bis 01.12.2009 zeitabhängig beschrieben. Zudem wird die “Postflare”-Periode (15.12.-21.12.2009, Pacciani et al. (2010) Fig. 2 lower, grau) verwendet um das Abklingen des Ausbruchs zu modellieren. Der zweite Flare zwischen Flare-I und dem Abklingen wird hier nicht beschrieben, da dieser das selbe Verhalten wie der erste Ausbruch zeigt, hier also kein Informationsgewinn zu erwarten ist. Abbildung 4.44 zeigt das spektrale Verhalten von 3C 454.3 während des Anstiegs des modellierten Ausbruchs zusammen mit den relevanten Messdaten aus Pacciani et al. (2010).

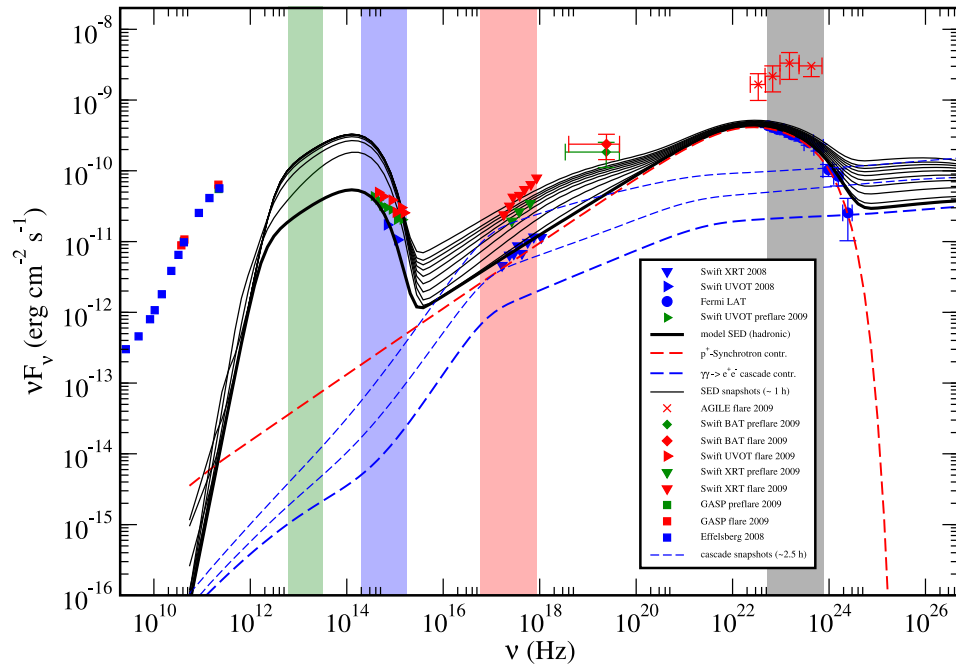
Der Ausbruch von 3C 454.3 wird modelliert, indem man die stationäre Injektionsfunktion der Elektronen- und Protonendichte in die Beschleunigungszone durch eine zeitabhängige der Form

$$Q_{0e}(t) = Q_{0e} \cdot \begin{cases} 6.5 & , t_{\text{begin}} < t < t_{\text{begin}} + \Delta t \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

bzw.

$$Q_{0p}(t) = Q_{0p} \cdot \begin{cases} 12 & , t_{\text{begin}} < t < t_{\text{begin}} + \Delta t \\ 1 & , \text{sonst} \end{cases}$$

mit  $\Delta t = 6.5$  h ersetzt. Man kann in Abbildung 4.44 erkennen, dass solche Dichtefluktuationen entlang der Jetachse den Ausbruch von 3C454.3 im UV- und Röntgenstrahlungsbereich sehr gut beschreiben können, nicht aber im hochenergetischen Fermi-LAT bzw. AGILE Energieband. Bereits die Swift BAT-Messung zeigt hier einen deutlichen Unterschied. Dies kann mehrere Gründe haben. Wie man dem zeitabhängigen Spektrum, aber auch der Lichtkurve (Abbildung 4.45) entnimmt, ist die Variabilität im UV- und Röntgenbereich durch die erhöhte Synchrotronemission der primären Elektronen und der dadurch vermehrt auftretenden photohadronischen Prozesse (und den Paarkaskaden) bedingt. Diese tragen aber im Hochenergiebereich kaum bei, da hier die Protonsynchrotronstrahlung dominiert. Deshalb zeigt die modellierte Lichtkurve (schwarz,



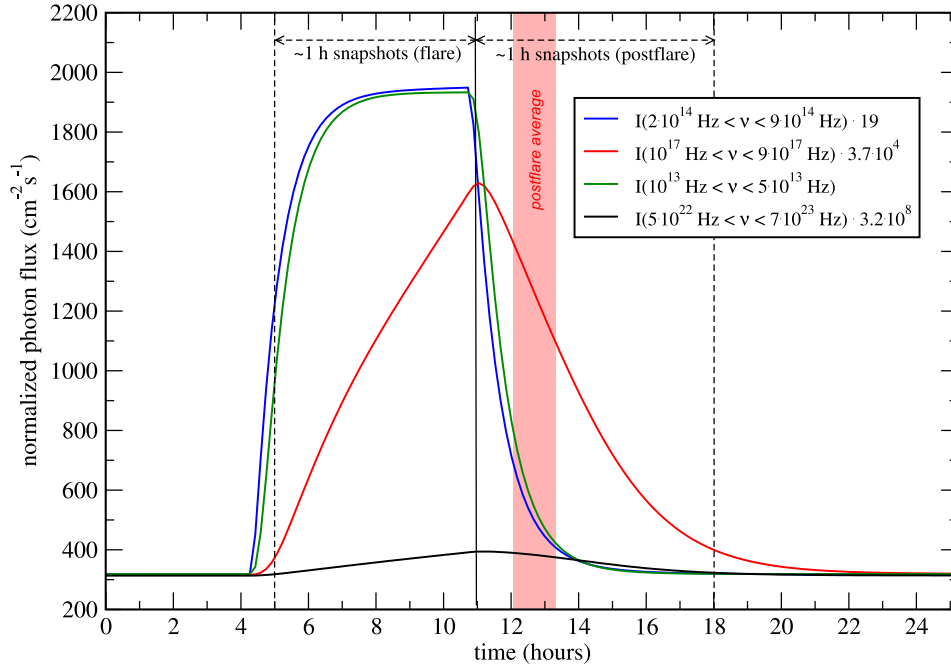
**Abbildung 4.44:** *Spektrum während des modellierten Ausbruchs für die Daten aus Pacciani et al. (2010) aus dem Quasigrundzustand (Parameter: Tabelle 4.19) von 3C 454.3, Details im Text. Die Lichtkurven der einzelnen Energiebänder sind in Abbildung 4.45 dargestellt.*

Abbildung 4.45) in diesem Energiebereich auch keine detektierbare Veränderung. Der Infrarotbereich und das UV-Spektrum sind während des Ausbruchs sehr stark korreliert. Der Messbereich von Swift XRT zeigt eine charakteristische Zeitverzögerung zum optischen Spektralbereich auf, welche verwendet werden kann um die Parameter weiter einzuschränken. Man erwartet also eine starke Korrelation zwischen diesen beiden Bändern, was in der Tat bei den verschiedenen Ausbrüchen von 3C 454.3 festgestellt wurde, siehe Abschnitt 4.11.1.

Wie man den Lichtkurven, Abbildung 4.45, entnimmt, ist in Abbildung 4.44 nur der erste Tag nach der erhöhten Injektion in die Beschleunigungszone dargestellt. Bis diese Protonen zu hohen Energien beschleunigt worden sind und dann ein Ausbruch im Gammastrahlungsbereich sichtbar wird, dauert es bei den gewählten Parametern des Quasigrundzustands von 3C 454.3 (Tabelle 4.19)  $\approx 100$  d, vgl. Zeitverzögerung der Protonsynchrotronkomponente bei 3C 279 oder 1 ES 1011+496. Bei diesem Ausbruch

#### 4 Modellierung individueller Blazare

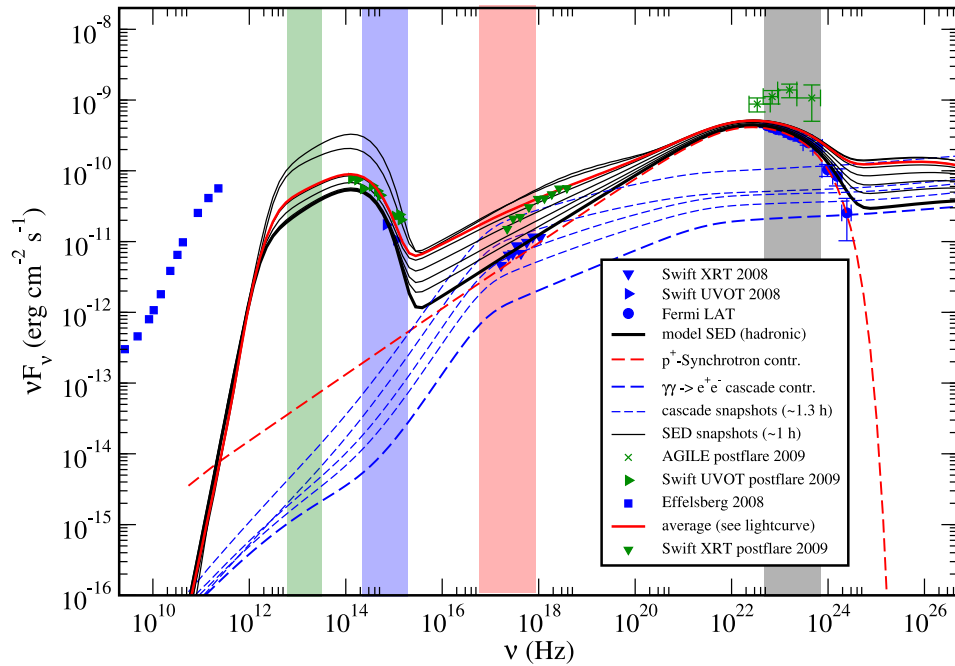
wird es sich dann um einen “orphan Flare” im Gammastrahlungsbereich handeln, der harte Röntgenbereich wird über die Paarkaskaden, durch die erhöhte Anzahl hochenergetischer Protonen und somit photohadronischer Prozesse, ebenso ein Flareverhalten zeigen, nicht aber der UV- und IR-Spektralbereich. Es wird sich zudem eine charakte-



**Abbildung 4.45:** Normierte Lichtkurven in vier unterschiedlichen Energiebändern (siehe Abbildung 4.44 und 4.46) während des modellierten Ausbruchs von 3C 454.3.

ristische Verzögerung des Röntgenenergiebereichs im Vergleich zum Protonsynchrotronbereich ergeben. Gerade bei sehr variablen Quellen wie 3C 454.3 finden aber während der Zeitverzögerung von  $\approx 100$  d weitere Ausbrüche im optischen statt. Im Gammastrahlungsbereich erwartet man also eine mittlere Variabilität aufgrund vieler vergangener Fluktuationen entlang der Jetachse, insbesondere ist es wahrscheinlich, dass man zwei sog. “orphan Flares” (also einen wie hier dargestellt im optischen und Röntgenbereich, und einen im Gammastrahlungsbereich) als gemeinsamen Ausbruch wahrnimmt. Auch ist es möglich fälschlicherweise eine inverse Zeitverzögerung zu detektieren, sofern der Flaremechanismus stets der gleiche ist, d.h. Fluktuationen entlang der Jetachse. In Abbildung 4.46 ist der “Zerfall” des modellierten Flarezustands dargestellt.

Man kann sehr gut sehen, wie durch Kühlungsprozesse die Messdaten sehr gut wiedergegeben werden, der Postflare-Zustand aus Pacciani et al. (2010) ist eine Mittelung über



**Abbildung 4.46:** *Kühlung des Spektrums von 3C 454.3 nach der modellierten erhöhten Injektion zurück in den Quasigrundzustand aus Tabelle 4.19 zusammen mit den Messdaten aus Pacciani et al. (2010).*

die Zerfallszeit (siehe Abbildung 4.45). Auch hier ist die Variabilität selbstverständlich durch die primären Elektronen und die abklingenden photohadronischen Prozesse bedingt. Das prinzipielle Ausbruchverhalten von 3C 454.3 im “niederenergetischen” Bereich kann durch die einfache Annahme, wie bereits bei vielen HBLs zuvor, von Dichtefluktuationen entlang der Jetachse sehr gut wiedergegeben werden. Wie bereits erwähnt tritt der Hochenergieflare sehr verzögert auf, so dass er hier nicht dargestellt ist. Dies alleine ist aber trotzdem konsistent mit den Messdaten (siehe oben). Problematisch ist allerdings, dass man auch im Fermi-LAT Energiebereich eine Variabilität von  $< 1$  d gemessen hat (siehe Abschnitt 4.11.1), die Synchrotronverlustzeitskala der Protonen hier allerdings, selbst bei  $\delta = 43$

$$t_{\text{cool,syn,p}} = 23.6 \text{ h}$$

ist. Es ist in diesem Modell bei den gewählten Parametern somit nur gerade so möglich das spektrale Kühlungsverhalten (welches auf einer Zeitskala von  $< 1$  d stattfindet) im Hochenergiebereich zu motivieren. Hiefür gibt es zwei alternative Erklärungsmöglichkeiten, wie sie bereits sehr oft im Zusammenhang mit FSRQs und 3C 454.3 im speziellen

vorgeschlagen wurden. Es ist möglich, dass die SED von 3C 454.3 eine Überlagerung aus mehreren Emissionsregionen darstellt (vgl. Pacciani et al. (2010)). Da FSRQs eine sehr ausgeprägte Linienemission aufweisen und somit das Strahlungsfeld, welches den Jet umgibt, sehr dicht ist, ist es wahrscheinlich, dass eine externe Strahlungskomponente innerhalb des Blobs relevant wird. Diese wird ähnlich wie bei externen Comptonmodellen (Böttcher u. Dermer 1998) zur beobachteten SED (im Hochenergiebereich) beitragen, im hadronisch dominierten Fall über erhöhte photohadronische Prozesse und Paarkaskaden. Die Relevanz der externen Komponente hängt natürlich von der Position des Strahlungsgebiets innerhalb des Jets ab, siehe Kapitel 2. Es ist also durchaus wichtig auch die externe Strahlungskomponente, im Zusammenhang mit einer eventuellen  $\mu$ -Synchrotronemission (siehe Abschnitt 3.4), in Zukunft zu berücksichtigen. Der FSRQ 3C 454.3 eignet sich dabei hervorragend diese Szenarien gegeneinander abzugrenzen, da er äußerst variabel ist und sehr intensiv beobachtet wird.



# 5 Allgemeine Aussagen und Folgerungen

Nur durch eine globale Sichtweise ist es möglich die vielen im Kapitel 2 angesprochenen offenen Fragen zu diskutieren. Vor allen Dingen der physikalische Grund für die Blazar-Sequenz bzw. den Unterschied zwischen den sehr leuchtkräftigen FSRQs und den HBLs und der Zusammenhang mit den FR-I und FR-II Radiogalaxien spielt hier eine entscheidende Rolle. Desweiteren werden die Ergebnisse im Kontext der kosmischen Strahlung diskutiert. Es ist offensichtlich, dass Blazare, welche auch Protonen beschleunigen, als mögliche Quellen der UHECRs in Frage kommen. Dies hat Auswirkungen auf die Auswahl und Verteilung der UHECR-Quellkandidaten, was natürlich auch Folgen für die Neutrinodetektion hat. War bei der Modellierung individueller Quellen die Variabilität und deren selbstkonsistente Simulation von entscheidender Bedeutung um die Parameter einzuschränken und auch die Komposition (rein leptonisch oder hybrid) des relativistischen Ausflusses eines Blazars zu bestimmen, wird sie im folgenden Kapitel zweitrangig sein. Sie fließt hier über die bestimmten Parameter der einzelnen Quellen mit ein, allgemeine Aussagen sind aber über den (statischen) Grundzustand eines Blazars möglich.

## 5.1 Zusammenfassende Betrachtung der Quellen

In Tabelle 5.1 sind zunächst die wichtigsten gefundenen Parameter der in Abschnitt 4.2 bis 4.11 modellierten Blazare übersichtlich dargestellt. Es handelt sich dabei jeweils um die Parameter des Grund- bzw. Quasigrundzustands. Letztere treten immer dann auf, wenn bedingt durch Langzeitvariabilität verschiedene Flusszustände einer Quelle gemessen werden konnten, z.B. wie bei 1 ES 2344+514, aus denen auch Ausbrüche hervorgehen. Neben den Modellparametern ( $B$ ,  $R_{\text{acc}}$ ,  $\delta$ ) und der berechneten Injektionsleuchtraft

## 5 Allgemeine Aussagen und Folgerungen

$L_{\text{inj}}$  ist in Tabelle 5.1 auch die jeweilige Rotverschiebung sowie die Abschätzung für die Masse des zentralen schwarzen Lochs der Blazare zusammengetragen. An dieser Stelle sei noch einmal erwähnt, dass sich alle gefundenen Parameter im Rahmen der physikalischen Grenzen und der Erwartung, z.B. aus dem Vergleich individueller Quellen mit anderen Modellen, befinden. Wie man Tabelle 5.1 entnimmt, wurden zehn individuelle

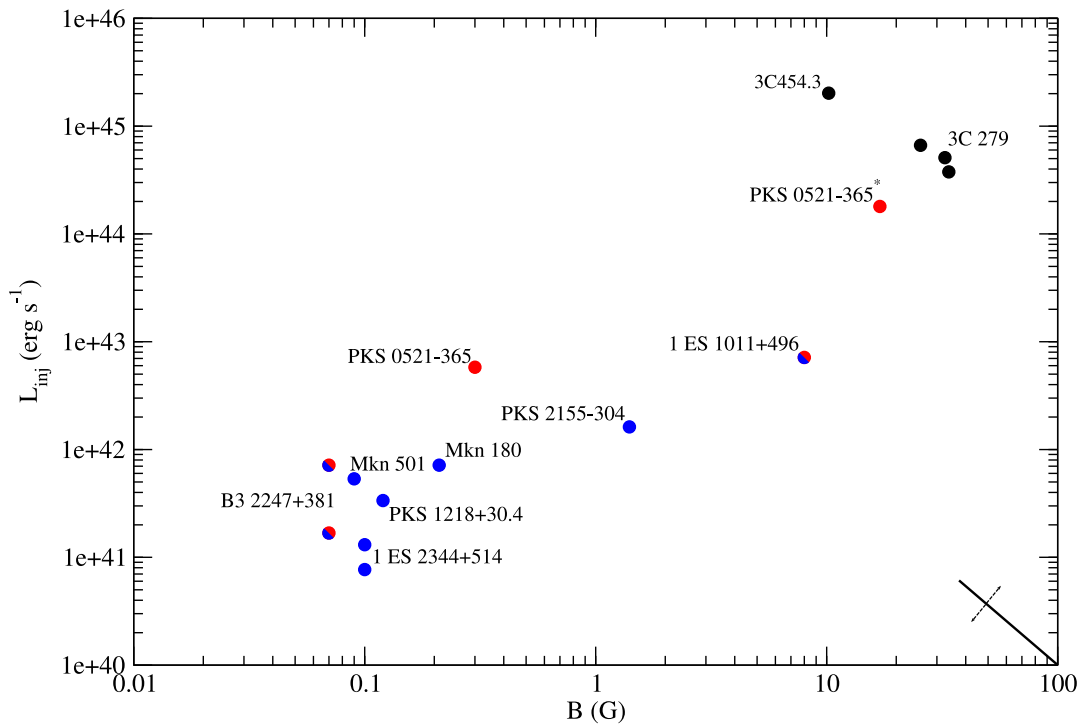
Blazar	Typ	h/l'	$z$	$B(\text{G})$	$R_{\text{acc}}^*$	$L_{\text{inj}}^{**}$	$\delta$	$M_{\text{BH}}^{***}$
Mkn 501	HBL	l	0.034	0.09	22	5.35	34	1.0...22 <sup>1,3</sup>
1 ES 2344+514	HBL	l	0.044	0.10	18.0	0.77	18	4.36...9.12 <sup>1</sup>
				0.10	12.5	1.31	23	
Mkn 180	HBL	l	0.045	0.21	3.5	7.16	35	1.23...3.16 <sup>1,2</sup>
PKS 0521-365	I/LBL	l	0.055	0.30	50.0	58.0	19	2.8...7.1 <sup>1,3</sup>
				17	1.15	1800	38	
PKS 2155-304	HBL	l	0.116	1.4	1.0	16.2	49	1.45 <sup>5</sup>
B3 2247+381	H/IBL	l	0.119	0.07	92.5	1.68	21	
				0.07	92.5	7.16	35	
PKS 1218+30.4	HBL	l	0.182	0.12	60.0	3.36	44	0.15...0.23 <sup>3</sup>
1 ES 1011+496	H/IBL	l	0.212	0.18	10.5	35.7	44	2.2...3.4 <sup>3</sup>
				8.00	0.22	71.5	36	
3C 279	FSRQ	h	0.536	25.5	0.35	6640	20	8.12 <sup>4</sup>
				32.5	0.45	5100	20	
				33.8	0.50	3760	20	
3C 454.3	FSRQ	h	0.859	10.2	5.00	20200	43	44.1 <sup>4</sup>

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Modellparameter für die einzelnen Blazare aus Kapitel 4. *l*: rein leptonisch, *h*: hybrid (hadronisch), \*in  $10^{13}$  cm, \*\*in  $10^{41}$  ergs $^{-1}$  und \*\*\*in  $10^8 M_{\odot}$ . Referenzen: (1) Barth et al. (2003), (2) Falomo et al. (2002), (3) Fan et al. (2007), (4) Gu et al. (2001), (5) Zhang et al. (2005b). Liste sortiert nach Rotverschiebung  $z$ .

Blazare betrachtet, davon drei in je zwei bzw. drei verschiedenen Flusszuständen und für PKS 0521-365 mit zwei verschiedenen Ansätzen. Bei 1 ES 1011+496 wurde dies ebenso durchgeführt, dient aber lediglich dem Vergleich, diese Quelle ist hadronisch dominiert. Somit entsteht eine Stichprobe aus insgesamt 15 Spektren mit 6(10) HBLs, 4(2) IBLs, 2(0) LBLs und 4 FSRQs, die Zahl in Klammern gibt das Verhältnis bei jeweils der ersten

Klassifikation (siehe Tabelle 5.1) an.

Anhand von Tabelle 5.1 kann man unmittelbar erkennen, dass die Masse des zentralen schwarzen Lochs durch die unterschiedlichen Messmethoden, und bei vielen Quellen auch nur Abschätzungen, zu sehr schwankt um hier signifikante Aussagen treffen zu können. Dafür sind entweder bessere Messungen der Masse oder eine noch größere Stichprobe von unterschiedlichen Blazaren nötig.

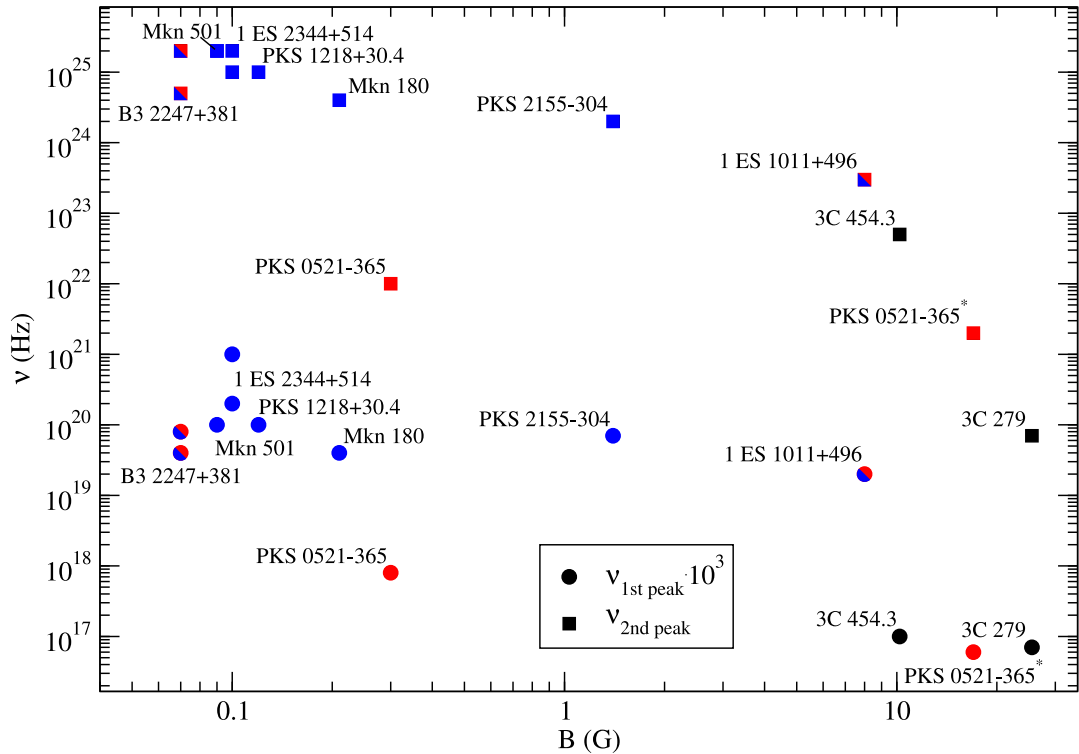


**Abbildung 5.1:** Minimal in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft des Grundzustands der einzelnen Blazare über dem magnetischen Feld für die gefundenen Modellparameter (unter Berücksichtigung der Variabilität). Blau: HBL, rot/blau: H/IBL (unklare Klassifikation), rot: I/LBL, schwarz: FSRQ, unterschiedliche Quasigrundzustände sind mehrfach aufgeführt. \*hadronischer Fall.

Trägt man die minimal in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft gegen das Magnetfeld auf (Abbildung 5.1), ergibt sich ein eindeutiger Trend: Je höher das magnetische Feld innerhalb des Blobs desto größer ist die in die Beschleunigungszone injizierte Leuchtkraft. Bemerkenswert ist, dass dieser Zusammenhang auch gilt, wenn man alle Quellen mit einem hybriden Ansatz modelliert und bei hohen Magnetfeldern konsistente Protonenbeschleunigung berücksichtigt. Links unten, bei niedrigen Magnetfeldern

und geringen Leuchtkräften befinden sich die rein leptonischen Quellen, welche durch HBLs mit vergleichsweise geringer Rotverschiebung (vgl. Tabelle 5.1) dominiert sind. Rechts oben in Abbildung 5.1 sind die leuchtkräftigsten FSRQs und weitere Quellen mit nicht-thermischen Protonen innerhalb ihrer Jets zu finden. Es ergibt sich in der hybriden Betrachtung eine Dichotomie in Abbildung 5.1, welche leptonisch und hadronisch dominierte Quellen auf einer fallenden Geraden trennt: Das Erhöhen des Magnetfelds innerhalb des Blobs führt dazu, dass schließlich Protonen beschleunigt werden können und die Leuchtkraft dadurch rapide ansteigt. In einer selbstkonsistenten Betrachtung können rein leptonische Quellen bei Magnetfeldern  $\mathcal{O}(10 \text{ G})$  nicht existieren. Die Dichotomie, wie sie für radiolaute AGN zwischen dem Auftreten des ersten Peaks in der SED und dessen Leuchtkraft existiert (Meyer et al. 2011), äußert sich hier durch eine Separation von leptonischen und hadronischen Quellen. Damit kann diese zunächst phänomenologisch gewonnene Erkenntnis physikalisch gedeutet werden. Bei der Auftragung unterschiedlicher Beobachtungsparameter wie in Meyer et al. (2011) kann man nun direkt hadronisch dominierte Quellen identifizieren. Diese sind zwar meist FSRQs, aber in manchen Fällen auch LBLs oder sogar IBLs. Es macht also viel mehr Sinn den physikalischen Unterschied der einzelnen Quellen (d.h. Luminosität und Jetkomposition) als Unterscheidungskriterium zu verwenden, als die historische Klassifikation über die Liniemission bzw. das Flussverhältnis in verschiedenen Energiebändern. Dies wird zudem Auswirkungen auf die Interpretation der Blazar-Sequenz haben, wie man im nächsten Abschnitt sehen wird. Deutlich wird dies, trägt man die Peakfrequenzen der einzelnen Quellen gegen das Magnetfeld auf, Abbildung 5.2.

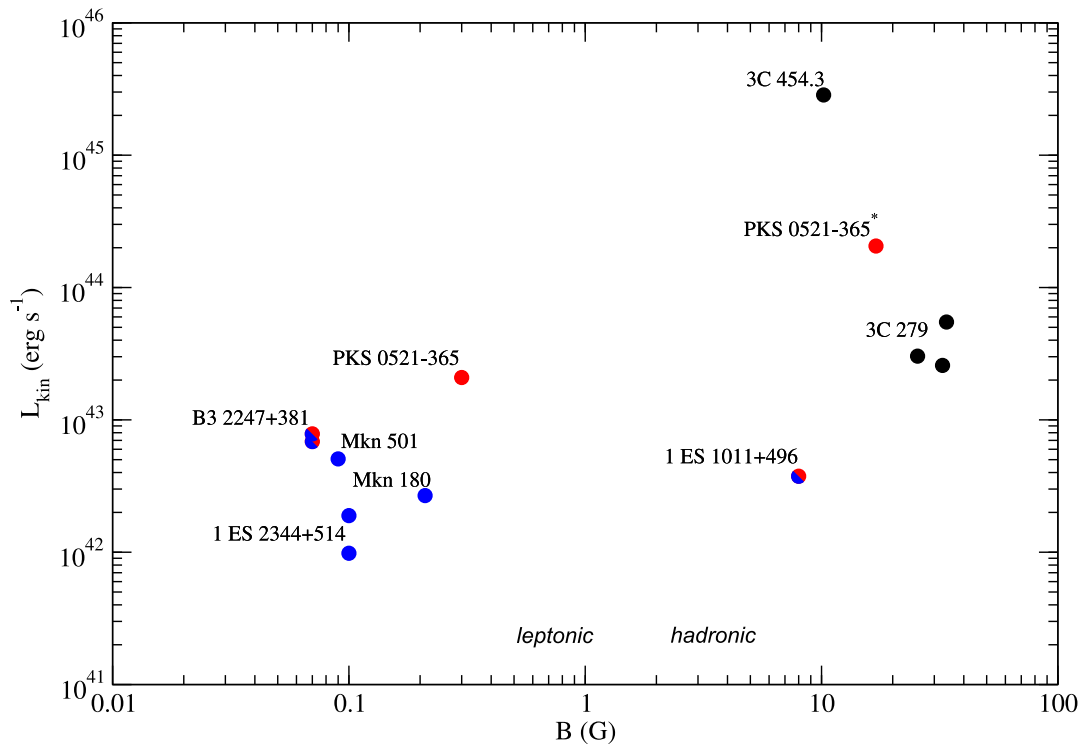
Es ist ebenso ein Trend zu erkennen: mit steigendem Magnetfeld sinkt die Peakfrequenz. Dieser ist nicht so eindeutig wie die Abhängigkeit der minimal injizierten Leuchtkraft vom Magnetfeld, aber dennoch sichtbar. Grund hierfür ist, dass die Peakfrequenz im Modell sehr stark vom jeweiligen spektralen Bruch in der Elektronen- bzw. Protonendichte abhängt, welcher wiederum über die Verlustzeitskala von der Ausdehnung der Strahlungszone bestimmt ist. Für quantitative Aussagen ist eine weitere Betrachtung inklusive der  $R_{\text{rad}}$ -Abhängigkeit nötig. Auch in der Auftragung in Abbildung 5.2 sind die hadronisch dominierten Quellen von den rein leptonischen BL Lac Objekten getrennt. Bei hohen Peakfrequenzen und niedrigen Magnetfeldern befinden sich HBLs und IBLs, unten rechts LBLs und FSRQs. Die rein leptonischen Blazare sind wiederum durch HBLs dominiert. Sehr auffällig ist die sehr niedrige Peakfrequenz von PKS 0521-365 im leptonischen Fall, auch in Abbildung 5.1 erkennt man eine injizierte Leuchtkraft, welche



**Abbildung 5.2:** *Synchrotron- (Kreise) und Gammastrahlungspeakfrequenz (Rechtecke) in Abhängigkeit des Magnetfelds innerhalb des Blobs wie sie in Kapitel 4 bei der Modellierung gewonnen wurden. Blau: HBL, rot/blau: H/IBL (unklare Klassifikation), rot: I/LBL, schwarz: FSRQ, unterschiedliche Quasigrundzustände sind mehrfach aufgeführt. \*hadronischer Fall.*

vom Trend abweicht. Die hybride Modellierung von PKS 0521-365 (siehe \* in beiden Abbildungen) folgt jeweils der Erwartung. Neben der in Abschnitt 4.9.2 erwähnten und modellierten Variabilität kann dies ein weiterer Hinweis auf eine nicht-thermische hadronische Komponente im Jet sein. Es hängt also sowohl die injizierte Leuchtkraft als auch die Peakfrequenzen vom Magnetfeld innerhalb des Strahlungsgebiets ab. Damit ist das Magnetfeld der wichtigste Parameter um die Blazar-Sequenz zu beschreiben, siehe nächster Abschnitt.

In Abbildung 5.3 ist die minimale kinetische Leuchtkraft in der Strahlungszone gegen das Magnetfeld aufgetragen. Man kann zwar eine eindeutige Trennung zwischen den hadronischen (bei hohen Magnetfeldern) und den leptonischen (bei geringen Magnetfeldern) Fällen erkennen, aber sonst keinen weiteren Zusammenhang. Dies ist alleine auf



**Abbildung 5.3:** Kinetische Leuchtkraft der Teilchen in der Strahlungszone für die einzelnen modellierten Grund- und Quasigrundzustände in Abhängigkeit des Magnetfelds. Blau: HBL, rot/blau: H/IBL (unklare Klassifikation), rot: I/LBL, schwarz: FSRQ, unterschiedliche Quasigrundzustände sind mehrfach aufgeführt. \*hadronischer Fall.

die steigenden Teilchendichten zurückzuführen. Die kinetische Leuchtkraft hängt aber außerdem viel stärker von der Effizienz der Energieextraktion aus dem Jetplasma und des abgestrahlten Anteils ab. Insbesondere bei ersterer sind Beschleunigungsparameter sehr viel bedeutender.

## 5.2 Blazar-Sequenz als ein Maß für die Hadronendichte im AGN Jet

Wie es sich bereits im vorangegangenen Abschnitt andeutet, kann die Blazar-Sequenz als Evolutionszenario gedeutet werden. Das Magnetfeld innerhalb des Strahlungsgebiets spielt hier eine entscheidende Rolle, es ist der einzige Parameter, welcher variiert werden muss, um die Abhängigkeit der Peakfrequenz von der Gesamtleuchtkraft, wie sie in der

phänomenologischen Blazar-Sequenz beschrieben wird, selbstkonsistent zu erklären. Da das Magnetfeld die Protonen (und Elektronen) innerhalb der Strahlungszone hält, wird sich mit Variation dessen auch die Teilchendichte ändern. Anders gesagt, das Magnetfeld wird über Äquipartition durch die Teilchen selbst “generiert”. Um die Blazar-Sequenz an einem Beispiel zu beschreiben, wird die injizierte Protonendichte analog mit dem Magnetfeld so skaliert, dass der injizierte Äquipartitionsparameter stets  $h_i = 0.02$  ist.  $h_i$  beschreibt das Verhältnis von magnetischer Energiedichte zu injizierter kinetischer Energiedichte der Protonen. Der Gyrationradius der hochenergetischen Elektronen ist für große Magnetfelder sehr viel geringer als der der Protonen, damit bleibt die Elektrodendichte innerhalb des Jets zunächst konstant, auch wenn sich das Magnetfeld ändert. Erst wenn das Magnetfeld so gering wird, dass der Äquipartitionsparameter für die Elektronen  $< 1$  ist, wird auch hier eine Abhängigkeit von diesem sichtbar. Das Magnetfeld wird dann durch die Elektronen bedingt, da sich wegen  $r_{\text{gyr},p} \gg R_{\text{rad}}$  keine nicht-relativistischen Protonen mehr im Jet befinden. Man befindet sich dann im rein leptonischen Grenzfall, der Schock im Jet ist nicht mehr in der Lage Protonen zu nicht-thermischen Energien zu beschleunigen. Die Teilchendichte und somit das Magnetfeld hängt alleine von der Akkretionseffizienz ab. Damit ergibt sich das in Abbildung 5.4 skizzierte evolutionäre Szenario.

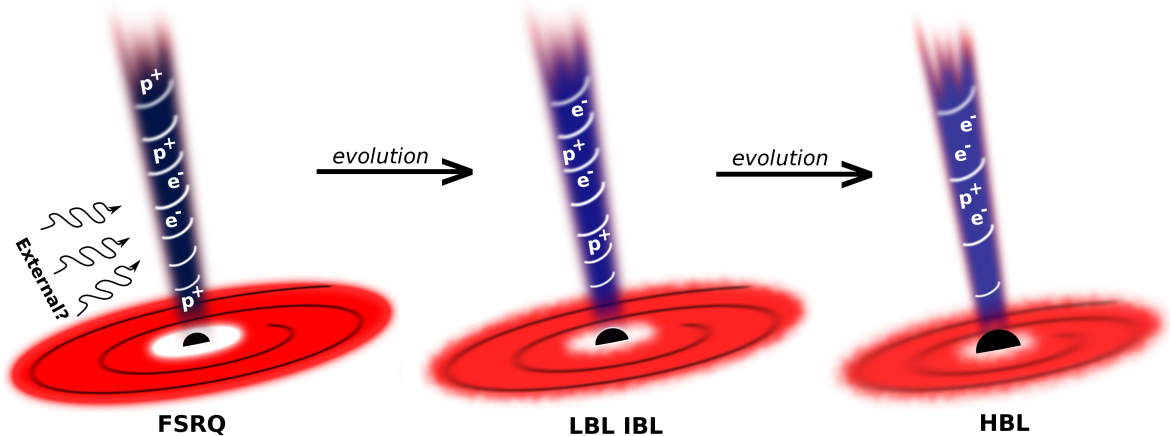


Abbildung 5.4: Die Blazar-Sequenz als Evolutionszenario, Details im Text.

Hier sind FSRQs (und somit FR-II Radiogalaxien sowie Seyfert-II Galaxien) Galaxien hoher Materiedichte. Das zentrale schwarze Loch kann sehr effektiv sehr viel Staub, etc. akkretierten, infolge dessen bildet sich ein Jet mit einem sehr hohen Magnetfeld und

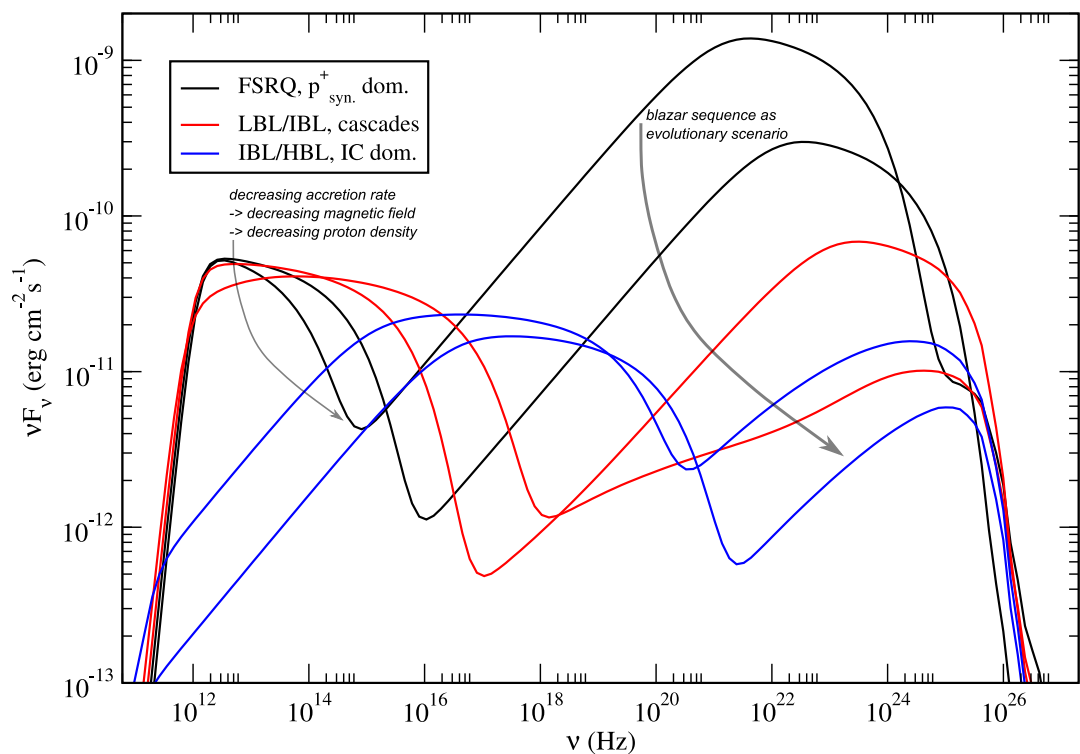
auch Teilchendichte aus. Wegen der vielen den AGN umgebenden Materie spielen hier eventuell auch externe Strahlungskomponenten aus der Broadline-Region im Jet eine Rolle. Nimmt die Akkretionseffizienz ab, so sinkt auch das Mass-Loading im Jet und damit das Magnetfeld, davon ist natürlich zunächst die hadronische Komponente betroffen. Der Jet wird mehr und mehr leptonisch dominiert. In den Hostgalaxien von LBLs und IBLs befindet sich weniger Gas, daher spielen hier externe Strahlungskomponenten keine Rolle, was auch durch das nicht oder nur sehr schwache Vorhandensein von Linienemission aus solchen Objekten bestätigt wird. In sehr gasarmen Mergergalaxien bilden sich HBLs (und FR-I bzw. Seyfert-I Galaxien) aus, da die Akkretionsrate wegen des wenigen vorhandenen Akkretionsmaterials gering ist. Der Jet wird poyntingflussdominiert sein, wegen des geringen Magnetfelds befinden sich praktisch keine nicht-thermischen Protonen in Jets von leuchtschwachen AGNs. Die Blazar-Sequenz kodiert in einem solchen Szenario über die Akkretionsrate die Hadronendichte in den Jets Aktiver Galaxienkerne und somit die Magnetfeldstärke in der Strahlungsregion (siehe auch Abschnitt 5.1). Sehr leuchtstarke Objekte haben eine sehr hohe Hadronendichte mit einem entsprechend hohen Magnetfeld, leuchtschwache Objekte sind rein leptonische Quellen mit einem relativ niedrigen Magnetfeld. Wie man die AGNs in den unterschiedlichen Entwicklungsstadien wahrnimmt, hängt dabei nach dem Unified Model wieder vom Blickwinkel (Radiogalaxien, Blazare) und dem einzelnen Akkretionszustand (radiolaute Quasare also Blazare und radioleise Seyfertgalaxien) ab. Die Blazare formen innerhalb dieser Entwicklung die Blazar-Sequenz. Es gibt in diesem Szenario eine klare Verteilung der unterschiedlichen Blazartypen auf kosmologischen Skalen.

Eine solche Evolution deutet sich bereits bei der Modellierung der individuellen Quellen an, betrachtet man die Abhängigkeit der Leuchtkräfte und der Peakfrequenzen aus dem vorherigen Abschnitt vom magnetischen Feld innerhalb des Blobs. Hier soll nun eine generische Quelle untersucht werden um eine solche Evolution weiter zu bestätigen. Die Modellparameter sind (willkürlich) wie folgt gewählt:

- $Q_{0p} = 2.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma_{0p} = 10$
- $Q_{0e} = 1.3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma_{0p} = 10$
- $R_{\text{acc}} = 3.35 \cdot 10^{13} \text{ cm}$ ,  $R_{\text{rad}} = 10^{16} \text{ cm}$
- $t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}} = 1.30$ ,  $a = 20$ ,  $\delta = 30$



Sie sind also im Rahmen der physikalischen Erwartung für einen Blazar. Im Laufe der Evolution wird das Magnetfeld aufgrund der sinkenden Akkretionsrate kontinuierlich von  $B = 25$  G auf  $B = 0.15$  G reduziert, damit geht ein konsistentes absinken der injizierten primären Protonen, ausgehend von den  $Q_{0p} = 2.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , nach obigen Schema einher. Das Magnetfeld wird soweit reduziert bis sich keine nicht-thermischen Protonen mehr innerhalb der Strahlungsregion aufhalten können. Bei sehr kleinen Magnetfeldern ändert sich schließlich auch die primäre Elektronendichte. Die übrigen Parameter bleiben dabei unverändert. Das Ergebnis dieser Evolution ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Man beginnt somit bei typischen Magnetfeldern hadronisch dominierter FSRQs und endet bei Magnetfeldern, wie man sie in leptonisch dominierten HBLs erwartet.



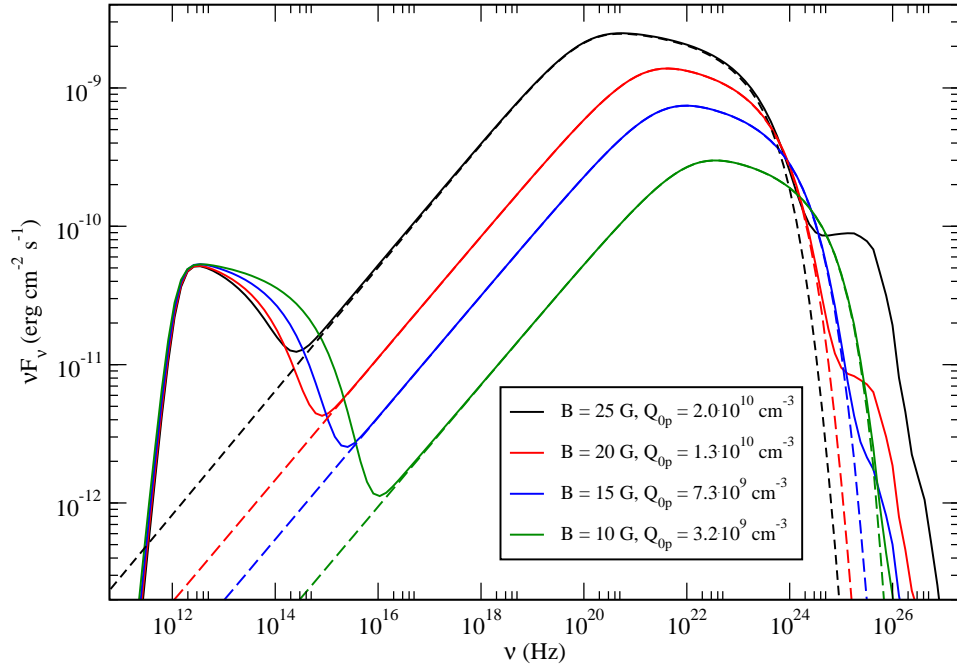
**Abbildung 5.5:** Übersicht der exemplarischen Momentaufnahmen während der Reduktion des Magnetfelds (und einhergehenden Verringerung der Protonendichte), diese befinden sich jeweils im Gleichgewichtszustand. Details im Text und in den Abbildungen 5.6 bis 5.8. Der Hochenergiebereich ist mit dem Modell von Kneiske u. Dole (2008) für eine hypothetische Rotverschiebung  $z = 0.200$  absorbiert. Es werden alle typischen Peakfrequenzen und Leuchtkräfte von FSRQs, LBLs/IBLs sowie HBLs erreicht.

Abbildung 5.5 zeigt das prinzipielle Verhalten von Quellen entlang der Blazar-Sequenz

in dem vorgeschlagenen evolutionären Szenario, bei der Modellierung einzelner Blazare ist natürlich deren Rotverschiebung sowie deren individuelle Parameter zu berücksichtigen. Die Abbildung dient als generisches Beispiel, denn die gewählten Parameter sind typisch für jeden einzelnen Blazartyp. Man kann sehr gut erkennen, wie die Dominanz des Gammastrahlungsbereichs in sehr hadronischen Quellen (schwarze Linien) immer weiter abnimmt. In hybriden Blazaren mit Magnetfeldern der  $\mathcal{O}(5 - 10 \text{ G})$  (rote Linien) tragen Paarkaskaden signifikant zum Spektrum bei, während sich die Peaks aufgrund des reduzierten Magnetfelds zu höheren Energien verschieben. Schließlich endet man bei rein leptonischen Quellen niedriger Akkretionsrate (blaue Linien), welche nur eine sehr geringe Leuchtkraft, dafür aber sehr hohe Peakfrequenzen besitzen. Man kann also die Blazar-Sequenz alleine durch eine Variation des Magnetfelds im Rahmen eines Hybridmodells erklären, die Abnahme des  $B$ -Felds innerhalb des Jets ist unmittelbar mit der Akkretionsrate verknüpft. Die Reduktion des Magnetfelds führt unweigerlich zur starken Abnahme der nicht-thermischen hadronischen Teilchendichte im Jet, bevor die leptonische Teilchendichte betroffen ist. Dies ergibt eine Dichotomie zwischen FSRQs und BL Lac Objekten. Die Blazar-Sequenz ist also ein Maß für die Hadronizität (*engl.* hadronicness) des Jets eines AGN. Die Verknüpfung mit Akkretionsrate und Materiedichte in den Hostgalaxien lassen kosmologische Interpretationen zu (siehe weiter unten).

Abbildung 5.6 zeigt vier typische Ausschnitte mit hohem Magnetfeld während der oben genannten Reduktion dieses. Man erkennt hier Peakfrequenzen und Leuchtkräfte, wie man sie typischerweise für sehr leuchtstarke FSRQs erwartet. Der zweite Peak ist durch Protonensynchrotronemission dominiert, Paarkaskadenbeiträge (vgl. z.B. Abschnitt 4.11) spielen in diesem generischen Fall eine untergeordnete Rolle. Dies muss in Einzelfällen nicht unbedingt so vorliegen.

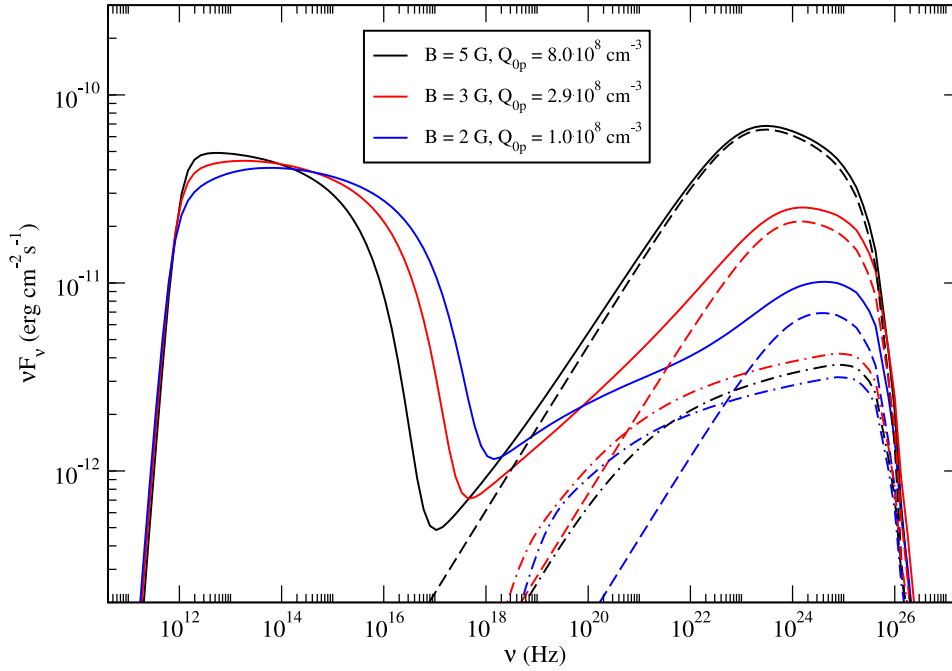
Reduziert sich das Magnetfeld aufgrund sinkender Akkretionsrate (weniger vorhandene Materie in der Hostgalaxie) weiter, Abbildung 5.7, erreichen die generischen SEDs höhere Peakfrequenzen, gleichzeitig sinkt in allen Bereichen die Leuchtkraft. Insbesondere nimmt die Dominanz des Gammastrahlungsbereichs über den optischen bzw. Röntgenspektralbereich ab. Abbildung 5.7 zeigt den zeitlichen Ausschnitt der roten SEDs aus der Übersicht (Abbildung 5.5). In der blauen Kurve kann man im Bereich zwischen  $\nu = 10^{18} \text{ Hz}$  und  $\nu \approx 10^{20} \text{ Hz}$  bereits die ersten inversen Comptonbeiträge wahrnehmen, während das Magnetfeld weiter abnimmt. Dies sind typische Peakfrequenzen und v.a. Leuchtkräfte von LBLs und IBLs. Die weitere Reduktion des Magnetfelds bis auf  $B = 0.15 \text{ G}$  zeigt Abbildung 5.8.



**Abbildung 5.6:** Vier SEDs während der hadronisch dominierten Phase mit hohem Magnetfeld, vgl. schwarze Linien in Abbildung 5.5. Der zweite Peak ist durch Proton-synchrotronstrahlung (gestrichelt) bestimmt. Hochenergiebereich ist mit Kneiske u. Dole (2008) EBL absorbiert

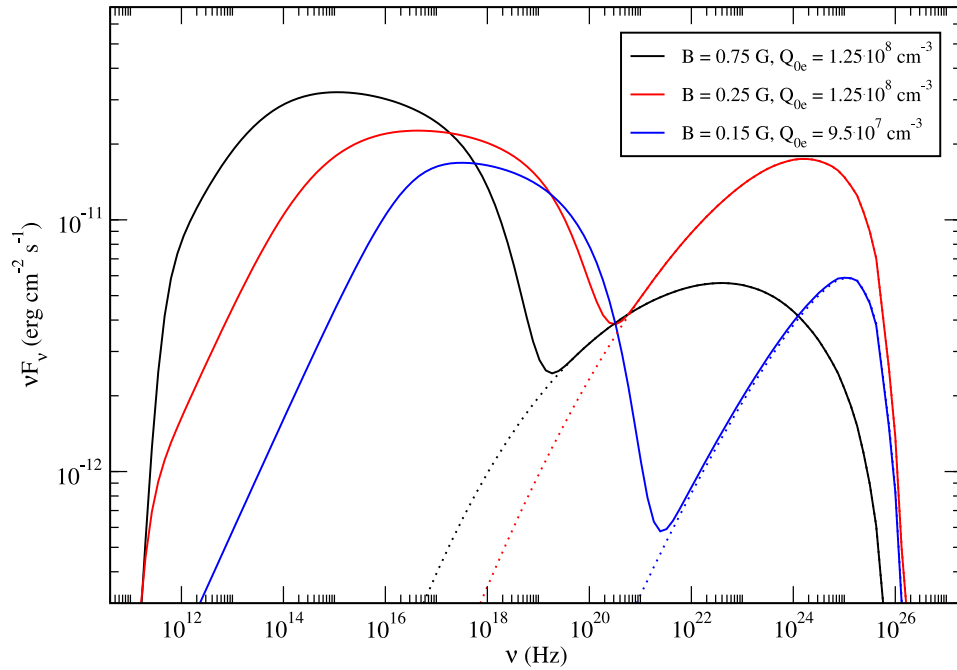
Es handelt sich dabei um Magnetfelder, wie man sie typischerweise für HBLs erwartet (siehe Tabelle 5.1 und Kapitel 4). Diese sind so gering, dass keine nicht-thermischen Protonen innerhalb des Blobs gehalten werden können. Der Jet in Blazaren mit niedriger Akkretionsrate ist rein leptonisch, daher ist der Hochenergiepeak durch inverse Comptonstreuung der primären Synchrotronphotonen durch die relativistische Elektrodendichte innerhalb des Blobs bestimmt. Wegen des sich verringernenden Magnetfelds verringert sich auch die Leuchtkraft und die Peakfrequenz steigt aufgrund der höheren Beschleunigungseffizienz ( $\gamma_{\text{cut}} = 1/\beta_s t_{\text{acc}}$ ). Abbildung 5.8 zeigt typische Leuchtkräfte und Peakfrequenzen von HBLs (vgl. mit den blauen SEDs aus der Übersicht, Abbildung 5.5). Dabei werden entlang der generischen “Modellierung” der Blazar-Sequenz so geringe Magnetfelder erreicht, dass auch die injizierte Elektronendichte über den Äquipartitionsparameter reduziert werden muss um Konsistenz zu erreichen.

Mit einem selbstkonsistenten hybriden Strahlungsmodell, wie in dieser Arbeit vorgestellt



**Abbildung 5.7:** Weitere drei SEDs für niedrigere Magnetfelder (d.h. weniger Akkretion und weniger Protonendichte innerhalb des Jets) mit den generischen Parametern aus dem Text. Hier tragen auch Paarkaskaden aufgrund photohadronischer Prozesse (gestrichelpunktete Linien) zum Hochenergiepeak bei, EBL korrigiert nach Kneiske u. Dole (2008).

und verwendet, ist es möglich die phänomenologische Blazar-Sequenz durch konsistente Änderung *eines* Parameters zu erklären. Alleine durch die Reduktion des Magnetfelds innerhalb des strahlenden Gebiets, welche sich unmittelbar auf die Protonendichte (und auch Elektronendichte) auswirkt, wird erreicht, dass bei sich verringernder Gesamtleuchtkraft die  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen zu höheren Energien verschoben und die modellierten Spektren härter werden, wie es in der Blazar-Sequenz zusammengefasst ist. Durch das verringerte Magnetfeld ändert sich zum einen die Position des spektralen Bruchs in der Teilchenverteilung und zum anderen die maximale Energie, welche Elektronen und Protonen während der Beschleunigung erreichen können, selbstkonsistent. Bei gleichzeitiger Abnahme der Teilchendichten, so dass der injizierte Äquipartitionsparameter  $h_i$  konstant bleibt, ergibt sich die Blazar-Sequenz im Modell. Letztere Annahme verbindet die Parameteränderung mit der Akkretionsrate. Durch eine hohe Akkretion wird der Jet mit hohen Magnetfeldern und damit Teilchendichten gespeist. Im Beschleunigungsmodell führt dies unweigerlich zu effektiver Protonenbeschleunigung und photohadronische



**Abbildung 5.8:** Drei SED Ausschnitte aus der modellierten Blazar-Sequenz für die niedrigsten Magnetfelder, vgl. mit blauen SEDs aus der Übersicht (Abbildung 5.5). Die Magnetfelder sind zu schwach um Protonen zu beschleunigen, der zweite Peak ist durch inverse Comptonstreuung dominiert, EBL korrigiert nach Kneiske u. Dole (2008) für  $z = 0.200$ .

Prozesse müssen berücksichtigt werden. Nimmt die Akkretionsrate ab, so tun dies auch die Magnetfelder und Teilchendichten innerhalb des Jets. Wegen des größeren Gyrationradius und höheren Masse nimmt dabei zunächst die nicht-thermische Protonendichte im Blob massiv ab, sie sind zum einen nicht mehr so gut gebunden (*engl.* confined) und zum anderen sinkt die Beschleunigungsfähigkeit des Schocks für die massiven Hadronen. Bei sehr geringen Akkretionsraten ist das gespeiste Magnetfeld schließlich so gering, dass keine Protonen mehr beschleunigt werden können und der Jet rein durch nicht-thermische Leptonen dominiert ist, welche dann auch mit dem Magnetfeld skalieren. Mit Hilfe des Modells ergibt sich also die Blazar-Sequenz als ein evolutionäres Szenario: FSRQs entstehen in Galaxien mit hoher Materiedichte und Staub, welcher akkretiert werden kann und zu einer sehr hohen Akkretionsrate führt. Wegen der hohen Materiedichte, um das schwarze Loch, könnte auch ein externer Strahlungsbeitrag (siehe Abbildung 5.4) in FSRQs eine Rolle spielen. Dies ist konsistent mit der Beobachtung von ausgeprägter Linienemission bei solchen Objekten. Ist weniger Materie in der Host-

galaxie vorhanden, sinkt die Akkretionsrate und LBLs/IBLs bis hin zu HBLs entstehen. Die Blazar-Sequenz spiegelt somit auch unmittelbar die Hadronendichte eines Jets wieder. In diesem Abschnitt wurde lediglich der prinzipielle Trend durch einen generischen Blazar gezeigt, da dieser aber typische Parameter sowohl für FSRQs als auch für HBLs besitzt, ist dies eine legitime Zusammenfassung. Die Modellierung individueller Blazare aus Kapitel 4 zeigt aber, dass dieses evolutionäre Szenario tatsächlich zutreffen kann (vgl. Abschnitt 5.1, Abbildung 5.1 und Abschnitt 2.3, Abbildung 2.14).

Ein solches Evolutionsszenario wurde bereits von Böttcher u. Dermer (2002) vorgeschlagen. Hier wird in gleicher Weise die Blazar-Sequenz als Evolution der Akkretionsrate behandelt. Allerdings handelt es sich hierbei um einen rein leptonischen Ansatz, externe Comptoneffekte spielen eine entscheidende Rolle. Dabei vernachlässigt man aber die Tatsache, dass hohe Magnetfelder wie in FSRQs höchstwahrscheinlich zu nicht-thermischen Protonen führen. Zudem wird in Böttcher u. Dermer (2002) nur ein generischer Fall im zeitunabhängigen Limit diskutiert und keine einzelnen Quellen betrachtet. Beide evolutionäre Szenarien machen aber die selbe Vorhersage, dass die Akkretionsrate und somit der Typ der Hostgalaxie entscheidend für die unterschiedliche Leuchtkraft und Peakfrequenzen in der Blazar-Sequenz sind. Eine solche Evolution verbindet hochluminöse Infrarotgalaxien über die hohe Akkretionsrate mit den radiolauten Quasaren und BL Lac Objekte mit Galaxien niedriger Materiedichte (Böttcher u. Dermer 2002). Die Folge davon ist, dass die frühen Entwicklungsstufen von Blazaren (also hochluminöse Objekte) das höchste kosmologische Alter aufweisen, ein solcher Trend zeichnet sich ab, vergleicht man die Rotverschiebungen in Tabelle 5.1. Auch Untersuchungen von BL Lac Objekten von Bade et al. (1998) und Stickel et al. (1991b) bestätigen dies. Ferner ergibt sich in diesem Szenario im Durchschnitt eine höhere Masse des zentralen schwarzen Lochs für BL Lac Objekte am Ende der Evolution als für Quasare (Laor 2000), hier sind aber noch weitere systematische Untersuchungen nötig um dies endgültig zu bestätigen. Die statistische Verteilung von FR-I Radiogalaxien und BL Lac Objekten sowie FR-II Radiogalaxien und FSRQs (Hill u. Lilly 1991) ist ein weiterer Hinweis auf eine zeitliche Entwicklung von FSRQs in HBLs, wie sie im kosmologischen Kontext vorgeschlagen wurde (D’Elia u. Cavaliere 2001) und durch eine systematische Modellierung der Emission, wie in der vorliegenden Arbeit dargestellt, bestätigt wird. Alle statistischen Hinweise sind somit konsistent mit dem vorgeschlagenen evolutionären Szenario für die Blazar-Sequenz. Damit ist es möglich zusammen mit dem Unified Model für

AGNs alle Erscheinungsformen dieser, von Radiogalaxien unterschiedlicher Typen über die Seyfertgalaxientypen bis hin zu den unterschiedlichen Blazaren zu verstehen. Abbildung 2.14 zeigt somit die Evolution eines radiolauten Objekts. Nur in einem hybriden evolutionären Szenario kann man -anders als in einem rein leptonischen- die Dichotomie von FR-I und FR-II Radiogalaxien, etc. (letztere sind hadronisch dominiert) auf natürliche verstehen, siehe hierzu auch Abschnitt 5.1. Ob ein AGN radiolaut oder radioleise (Seyfertgalaxie) erscheint, hängt vom individuellen Akkretionszustand ab und ob folglich die Jetentstehung möglich ist oder nicht. Zudem sind durch die vorgeschlagene zeitliche Entwicklung Aussagen über Galaxien, die nicht als radiolauter Quasar wahrgenommen werden, möglich. Dies betrifft den Beginn der Evolution, bei der die Jetentstehung durch dicke Akkretionsscheiben unterdrückt wird (vgl. z.B. Fender et al. 1999), und das “Ende” der Evolution, wenn keine Materie (Gas) mehr akkretiert werden kann, als sog. “Giant-Ellipticals” (Böttcher u. Dermer 2002).

### 5.3 Folgerungen für UHECRs

Die Jets Aktiver Galaxienkerne werden neben den Gammastrahlungsausbrüchen schon sehr lange als mögliche Kandidaten der Quellen der höchstenergetischen Kosmischen Strahlung (*engl.* Ultra High Energetic Cosmic Ray - UHECR) gehandelt (z.B. Dermer et al. 2009). Das Hillas-Kriterium (vgl. Abschnitt 2.6.3, Abbildung 2.24) trifft für Blazar-Jets zu. Das AUGER EAS-Experiment hat sogar eine Korrelation zwischen bekannten Blazaren und UHECRs gemeldet (The Pierre AUGER Collaboration et al. 2008), diese Behauptung musste aber wieder zurückgenommen werden, da es sich um einen Selektionseffekt handelt. Bis dato konnten noch keine Quellen der UHECRs ausgemacht werden.

Trifft das evolutionäre Szenario für Blazare (siehe vorheriger Abschnitt) zu, so hat dies einen starken Effekt auf die möglichen Quellen extragalaktischer kosmischer Strahlung. Voraussetzung hierfür ist, dass ein Blazar überhaupt in der Lage ist Protonen zu sehr hohen Lorentzfaktoren zu beschleunigen. Dies sind aber bei weitem nicht alle, wie man direkt aus der Modellierung der individuellen Quellen (siehe Tabelle 5.1 und Kapitel 4) sehen kann. Zusammen mit dem generischen Evolutionszenario für die Blazar-Sequenz sind sehr generelle Aussagen über Blazare als Kandidaten für die Quellen der UHECRs möglich. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf Protonen als Hauptbestandteil

der extragalaktischen Kosmischen Strahlung, dies muss nicht zwangsläufig erfüllt sein, siehe Abschnitt 2.6.2.

Für Protonen befindet sich der GZK-Cutoff bei  $6 \cdot 10^{19}$  eV, die mittlere freie Weglänge oberhalb dieser Energie ist  $\approx 50 \text{ Mpc}^5$ . Protonen oberhalb dieser Energie werden stark gestreut und verlieren Energie bis sie sich knapp unterhalb dieser Schwelle zur Anregung der  $\Delta^+$ -Resonanz befinden. Alle Blazare sind weit außerhalb dieser Entfernung zu finden, der GZK-Cutoff ist ein "lokaler" Effekt. Für Protonen oberhalb von  $\approx 10^{19}$  eV findet der Transport nahezu ballistisch statt, darunter ist die Ablenkung durch das intergalaktische Magnetfeld dominant. Damit ergibt sich ein sehr kleines "Energiefenster" (von  $\approx 10^{19}$  eV bis  $6 \cdot 10^{19}$  eV), bei dem gemessenen Protonen in Richtung der Quelle zeigen, wobei die Obergrenze sehr stark durch die gestreuten, isotropisierten Protonen oberhalb des GZK-Cutoffs verschmutzt sein kann ("Pile-Up", siehe Abschnitt 2.6). Abbildung 5.9 zeigt die modellierten Blazare, welche Protonen zu nicht-thermischen Energien beschleunigen.

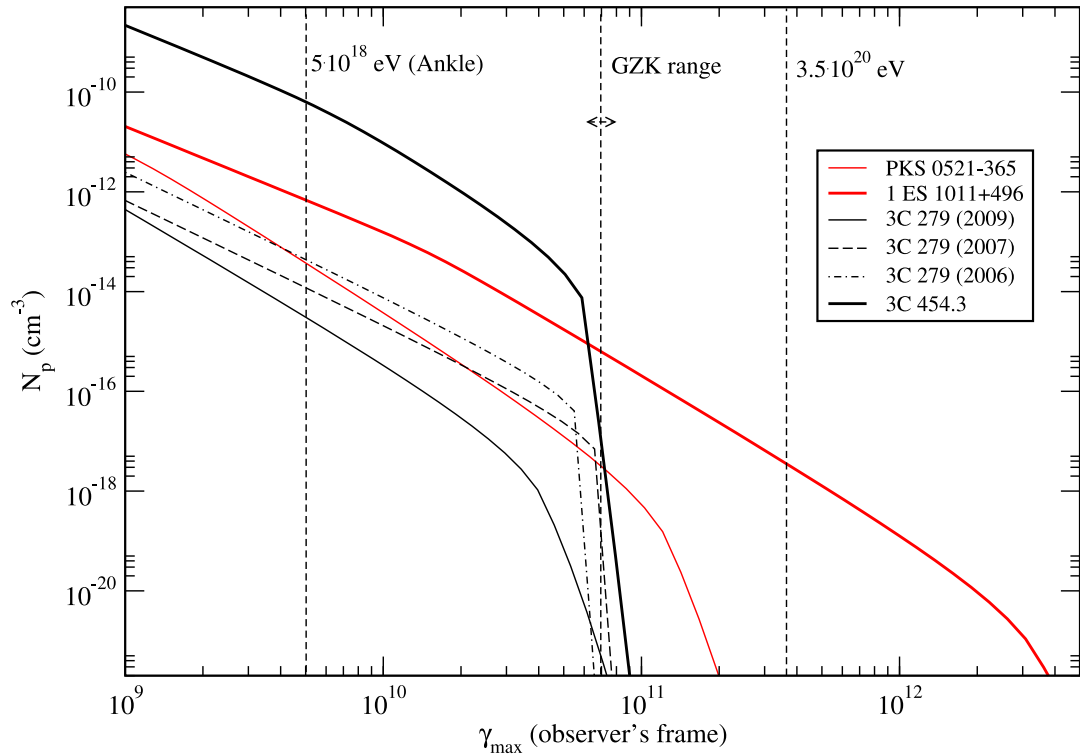
Es ist die theoretisch maximal durch den Bulk-Lorentzfaktor erreichbare Energie der Protonen innerhalb des Blobs, wie sie im Beobachtersystem gemessen wird, dargestellt. Zur Orientierung ist die Energie des GZK-Cutoffs, sowie des Knöchels im kosmischen Strahlungsspektrums (Abbildung 2.22) und der höchstenergetische, jemals gemessene CR-Ereignis dargestellt. Mit Hilfe des Evolutionszenarios der Blazar-Sequenz können die hier abgelesenen Aussagen auf die gesamte Klasse der Objekte übertragen werden. Man kann erkennen, dass alle hybriden Blazare Protonenenergien oberhalb  $\approx 10^{19}$  eV erreichen und somit prinzipiell aus deren Richtung UHECRs detektierbar sind.

Zur tatsächlichen Bestimmung des zu erwartenden quantitativen Flusses muss man die Neutroneneffizienz der photohadronischen Prozesse berücksichtigen (nur diese können den Jet effektiv verlassen). Zudem ist die Kenntnis über den Beobachtungswinkel wichtig, da dieser bestimmt, welche Maximalenergie die Protonen in unsere Richtung erreichen können (und ob sie überhaupt in diese abgestrahlt werden). Für den Beitrag der "diffusen" extragalaktischen kosmischen Strahlungskomponente ist letzterer nicht bedeutend, da die Protonen mit Energien um das Knie und oberhalb des GZK-Cutoffs im intergalaktischen Magnetfeld bzw. durch photohadronische Prozesse isotropisieren. Die

---

<sup>5</sup> $z = 0.03 \Rightarrow d \approx 125 \text{ Mpc}$  für  $H = 72 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$





**Abbildung 5.9:** Maximaler Lorentzfaktor der Protonen im Beobachtersystem für die mit primärer Protoneninjektion modellierten Blazare aus Kapitel 4 ( $\gamma_{max} = \delta\gamma'_{max}$ )

beiden FSRQs (d.h. statistisch gesehen der Großteil dieser) erreichen dabei nur knapp die GZK-Grenze. Für die höchstenergetische kosmische Strahlung müssen also IBLs und LBLs verantwortlich sein, falls es sich bei diesen tatsächlich um Blazare handelt. Die bei sehr geringen Rotverschiebungen detektierbaren HBLs sind nicht in der Lage Protonen effektiv zu beschleunigen, können daher also keinen Beitrag zur kosmischen Strahlung liefern. Alleine aus der Hillas-Bedingung würde man von diesen (wegen der sehr hohen Peakfrequenz) die höchstenergetischen Protonen erwarten. Man kann sich also nicht alleine auf dieses verlassen, sondern nur durch eine konkrete Modellierung weiterkommen.

Tragen nun nur hadronisch dominierte LBLs und IBLs zur kosmischen Strahlung oberhalb des GZK-Cutoffs bei, so ergeben sich zusammen mit dem kosmologischen Evolutionszenario Aussagen bezüglich des Flusses von UHECRs und des möglichen “Pile-Ups” im kosmischen Strahlungsspektrum. Hierfür ist natürlich eine statistische Untersuchung der radiolauten AGNs, welche man mit LBLs und IBLs in Verbindung bringen kann,

nötig. Es bleibt festzuhalten, dass nicht alle Blazare als Quellen der UHECRs in Frage kommen, und dass für eine Beobachtung kosmischer Strahlung zwischen  $\approx 10^{19}$  eV und dem GZK-Cutoff von Blazaren “nahe” FSRQs, sowie IBLs und LBLs die vielversprechendsten Kandidaten sind. Wobei erstere wegen der starken Winkelabhängigkeit von  $\gamma_{\max}$  vorsichtig behandelt werden müssen. Mit hinreichender Beobachtungszeit und einem so selektierten Blazar-Sample sollte ein Nachweis von Blazaren als Quellen der UHECRs gelingen. Statistische Untersuchungen (siehe oben) können ebenso verwendet werden, bei zu geringem erwarteten Fluss kosmischer Strahlung oberhalb des GZK-Cutoffs von LBLs und IBLs können Blazare als Quellen dieser evtl. ausgeschlossen werden. Wegen der schlechten Statistik (siehe Abbildung 2.22) im Hochenergiebereich kann man bei dieser Betrachtung leider keine Variabilitätsinformation während eines Ausbruchs der möglichen Quellen benutzen. Diese ist aber trotzdem wichtig für die Identifikation von hybriden Blazaren.

# 6 Diskussion

## 6.1 Zusammenfassung

Im Rahmen der Dissertation wurde ein vollständig selbstkonsistentes und zeitabhängiges hybrides Strahlungsmodell zur Erklärung der spektralen Emission von Aktiven Galaxienkernen sowie derer Interbandlichtkurven bei Ausbrüchen vorgestellt und auf verschiedene Blazare angewendet. In dem eingeführten Modell werden alle relevanten leptonischen und hadronischen Prozesse, welche in den Ausflüssen Aktiver Galaxienkerne zur charakteristischen spektralen Emission mit ihren zwei Maxima beitragen können, berücksichtigt. Es wird im Modell keine externe Strahlungskomponente eingeführt, alle Ergebnisse werden alleine mit den internen Teilchendichten und Strahlungsfeldern gewonnen. Damit ist man nicht auf eine bestimmte Position des betrachteten Strahlungsgebiets im Jet relativ zum zentralen schwarzen Loch angewiesen, wie es z.B. bei externen Comptonmodellen der Fall ist. Diese haben Probleme, falls sich der Blob sehr weit außerhalb im relativistischen Ausfluss befindet. Das implementierte Strahlungsmodell berücksichtigt aber nicht nur Strahlungsprozesse, d.h. aus Sicht der Teilchen Energieverlustprozesse, selbstkonsistent und zeitabhängig, sondern auch den Energiegewinn durch Beschleunigung an Schocks und Turbulenz im zu Grunde liegenden Jetplasma. Mit der zeitaufgelösten Implementierung von Energiegewinn und Kühlung können mit dem Modell somit erstmals auch die Ausbrüche, sog. Flares, von Aktiven Galaxienkernen hadronisch (und leptonisch) simuliert werden. Damit kann man die darin enthaltene zeitliche Information zur Einschränkung der Modellparameter verwenden. Diese ist zudem wegen der stark unterschiedlichen Zeitskalen für Protonen und Elektronen im Hochenergiebereich des Blazarspektrums das wichtigste Unterscheidungskriterium zwischen leptonisch und hadronisch dominierten Quellen. In endlicher Zeit sind keine Messungen von Neutrinos dedizierter Quellen zu erwarten (z.B. Abbasi et al. 2011; Vissani et al. 2011). Hauptsächlich für hadronisch dominierte Blazare ergeben sich charakteristische Abhängigkeiten in den In-

terbandlichtkurven, welche auch verwendet werden, um das Modell gegen andere, z.B. EC-Modelle, abzugrenzen.

Mit Hilfe des hier vorgestellten Modells ist es zum ersten mal möglich, alle Blazar-Typen, wie sie in der Blazar-Sequenz vorkommen, im Rahmen eines einzigen, selbstkonsistenten Frameworks zu verstehen und zu modellieren. Welche Strahlungskomponente den zweiten  $\nu F_\nu$ -Peak der charakteristischen SED eines Blazars dominiert, hängt dabei nur von den gewählten Parametern ab. Durch Modellierung vieler Quellen entlang der Blazar-Sequenz werden durch die gefundenen Parameter somit erstmals übergreifende Aussagen zu den physikalischen Gemeinsamkeiten und Unterschieden der Blazar-Typen möglich. In Kapitel 4 wurde das vorgestellte Modell auf zehn individuelle Quellen entlang der Blazar-Sequenz angewendet. Es handelt sich dabei nach dem "klassischen" Klassifikationsschema um fünf bzw. sieben HBLs, drei bzw. zwei IBLs und ein (kein) LBL sowie zwei FSRQs teilweise in mehreren Flusszuständen. Im Laufe der Modellierung der insgesamt 16 Flusszustände stellt sich heraus, dass das Klassifikationsschema nicht unbedingt geeignet ist, um die Unterschiede von Quellen entlang der Blazar-Sequenz zu beschreiben (siehe v.a. Abschnitt 5.1). Dabei wurde nach Möglichkeit die Variabilität jeder einzelnen Quelle modelliert oder zumindest die Hinweise ausgenutzt, welche man aus historischen Beobachtungen erhält, um i) die freien Modellparameter weiter einzuschränken und ii) die dominante Teilchenpopulation zu bestimmen.

Wegen der relativ langen Kühlzeitskala von Protonen im Vergleich zu Elektronen stellt sich heraus, dass eine zeitaufgelöste Modellierung von hadronisch dominierten Blazaren -meist handelt es sich dabei um FSRQs- essentiell ist. Hier treten kumulierte Effekte auf: Fluktuationen in der Protonendichte entlang der Jetachse haben eine sehr lange Kühlzeitskala, das Spektrum ist im Röntgenbereich damit nicht als statisch anzusehen, sondern durch die Fluktuationen, d.h. die summierten, vorangegangenen Ausbrüchen bestimmt. Dies kann man sehr gut am Nachleuchten von PKS 0521-365 im hadronischen Fall sehen. Auch hochvariable FSRQs sind davon -in allen Energiebereichen- betroffen, siehe 3C 454.3. Die gemessene, maximale Variabilität eines hadronisch dominierten Blazars kann zudem direkt die Parameter des Grundzustands beeinflussen. Dies ist Folge des sog. Self-Quenchings (auch Runaway Photonproduktion genannt) von Photonen (Kirk u. Mastichiadis 1992; Petropoulou u. Mastichiadis 2011). Besonders relevant ist dieser Effekt bei Blazaren sehr hoher Protonen- und Photonendichte innerhalb des Blobs, ein

gutes Beispiel hierfür ist der hohe Flusszustand der MAGIC-Erstdetektion von 3C 279. Das Self-Quenching tritt immer dann auf, wenn die Synchrotronphotonen der Paar-kaskadenstrahlung wieder Zielphotonen für die Photomesonenproduktion sind. Damit kommt es zu einem selbsterhaltenden und -verstärkenden Prozess. Wegen der im Vergleich dazu großen Kühlzeitskala der Protonen steigt der modellierte Fluss durch diese Runaway Photonproduktion sehr schnell um mehrere Größenordnungen an. Da dieser Effekt nicht beobachtet wird, ergibt sich daraus eine Obergrenze für die Teilchendichten des statischen Flusszustands. Die Notwendigkeit einer zeitaufgelösten Modellierung zeigt sich aber auch schon im leptonischen Grenzfall. Bei variablen Quellen wie 1 ES 2344+514 können nur auf diese Weise unterschiedlich lange Beobachtungszeiten und somit Integrationsdauern der einzelnen Experimente zur Bestimmung des Spektrums miteinander verglichen werden. Die so gewonnenen Parametern sowie das Spektrum unterscheiden sich stark von den im statischen Grenzfall ermittelten, und auch die analytischen Zusammenhänge der Peakfrequenzen in einer SED und der relativistischen Elektronen im statischen SSC-Grenzfall führen zu falschen Schlussfolgerungen.

In Abschnitt 5.1 sind die stationären Ergebnisse der systematischen Modellierung der einzelnen Quellen aus Kapitel 4 entlang der Blazar-Sequenz zusammengefasst, Aussagen über Variabilität etc. ist jeweils direkt bei der jew. Quelle zu finden. Es ergibt sich ein Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld innerhalb der Strahlungszone und der injizierten Leuchtkraft, welcher sich von den leptonisch dominierten Quellen bis hin zu den hadronischen FSRQs erstreckt. Wegen der starken Abhängigkeit der Protonendichte (über das Confinement durch  $r_{\text{gyr}} \ll R_{\text{rad}}$ ) vom Magnetfeld innerhalb des Blobs ergibt sich eine Dichotomie, wie sie auch bei den Radiogalaxien (FR-I und FR-II) vorhanden ist, und in verschiedenen Zusammenhängen für Blazare beobachtet wird (siehe z.B. Meyer et al. 2011): Nur bei sehr starken Magnetfeldern können nicht-thermische Protonen innerhalb des relativistischen Ausflusses eines Blazars existieren, was wiederum sehr hohe Leuchtkräfte zur Folge hat.

Wie es sich bereits in der Zusammenschau der einzelnen Quellen entlang der Blazar-Sequenz zeigt, kann diese als evolutionäres Szenario  $FSRQ \rightarrow LBL/IBL \rightarrow HBL$  interpretiert werden, siehe Abschnitt 5.2. Mit einer generischen Quelle gelingt es alleine durch Änderung des Magnetfelds alle blazartypischen Spektren zu generieren. Die Hadronendichte nimmt dabei sehr stark mit dem Magnetfeld ab. Die Blazar-Sequenz ist also ein Maß für die Protonendichte innerhalb des relativistischen Ausflusses zu verste-

hen, welche wiederum stark an die Akkretionsrate geknüpft ist (siehe z.B. Böttcher u. Dermer 2002; Thorne 1974; Dermer et al. 2002). Alle kosmologischen Hinweise deuten auf ein solches Szenario hin (siehe v.a. Bade et al. 1998; Hill u. Lilly 1991; Laor 2000). Es erklärt auch konsistent den Unterschied zwischen den verschiedenen Radiogalaxien und verknüpft diese, wie in Abbildung 2.14 dargestellt, mit der Blazar-Sequenz. Diese kommt aufgrund abnehmender Gasdichte in der Hostgalaxie und somit abnehmender Akkretionsrate zu Stande, was sich in erster Linie auf die Hadronendichte des Jets auswirkt. Eine weitere Konsequenz daraus ist, dass die ursprüngliche Klassifikation von Blazaren, v.a. was die verschiedenen BL Lac Objekte betrifft, weniger physikalische Relevanz besitzt, da das Entwicklungsstadium des individuellen Blazars im Rahmen des evolutionären Szenarios, d.h. die Hadronendichte innerhalb des Jets, entscheidender ist. Auf diese Weise kommt auch die eben angesprochene Dichotomie zu Stande und erklärt auf natürliche Weise ebenso den Unterschied (die ‐Zweiteilung‐) zwischen FR-I und FR-II Radiogalaxien, was in dem rein leptonischen Evolutionszenario von Böttcher u. Dermer (2002) nicht möglich ist. Nicht zu verwechseln ist diese Dichotomie mit der Zweiteilung von radiolauten und radioleisen Quasaren, welche wahrscheinlich auf eine unterdrückte Jetkomponente zurückzuführen ist (Fender et al. 1999).

Die Hadronizität eines Blazars hat wiederum einen unmittelbaren Einfluss auf die möglichen Quellen der ultrahochenergetischen kosmischen Strahlung unter den diesen. Es sind bei weitem nicht alle Jets hadronisch dominiert (vgl. Tabelle 5.1). Man kann sich somit nicht alleine auf das Hillas-Kriterium verlassen, um mögliche Quellen extragalaktischer kosmischer Strahlung zu identifizieren. So können sehr viele nahe Blazare rein leptonisch beschrieben und verstanden (nahezu alle HBLs). Wie sich bereits in Abbildung 5.9 andeutet, müssen die verbleibenden Quellen unterschieden werden. Ein Maß für die maximal erreichbare Protonenenergie sind dabei die  $\nu F_\nu$ -Peakfrequenzen in der SED. Durch die Modellierung dieser können potentielle Quellen extragalaktischer kosmischer Strahlung identifiziert werden. V.a. BL Lac Objekte mit moderater Peakfrequenz, z.B. 1 ES 1011+496, beschleunigen Protonen über die GZK-Cutoffenergie, während FSRQs diese nicht erreichen. Letztere sind aber trotzdem relevant, da sich die maximalen Protonenenergien in einem Bereich befinden, welcher einen nahezu ablenkungsfreien Transport durch das intergalaktische Medium erlaubt (siehe Abschnitt 5.3). Hier könnte man am ehesten eine Korrelation zwischen Quelle und Detektionsrichtung der UHECRs erwarten.

Ferner erlaubt die systematische Beschreibung unterschiedlicher Quellen entlang der Blazar-Sequenz globale Einblicke in das Variabilitätsverhalten von Blazaren. Dabei ist Langzeitvariabilität von den kurzen Ausbrüchen zu unterscheiden. Die Detektion der selben Kurzzeitvariabilität in unterschiedlichen Flusszuständen sowie die bestimmten Bulk-Lorentzfaktoren und Beobachtungswinkel von z.B. 1 ES 2344+514 deuten darauf hin, dass die Langzeitvariabilität eines Blazars durch die Bewegung des Emissionsgebiets entlang der helikalen Magnetfeldstruktur des relativistischen Ausflusses (Abbildung 2.21) ausgelöst wird (siehe auch Camenzind u. Krockenberger 1992; Marscher et al. 2008; Ogle et al. 2011). Die Zeitskala dieser Variabilität ist somit ein Maß für die Verwicklung des helikalen Magnetfelds mit Längenskalen von  $\approx pc$ . Ausbrüche (Kurzzeitvariabilität) sind durch Fluktuationen im Magnetfeld bzw. in der Teilchendichte am momentanen Ort der Emissionsregion relativ zum schwarzen Loch bedingt. Auffällig ist, dass diese Fluktuation für verschiedene Quellen unterschiedlich sind, jeder Blazar für sich aber stets die selbe Ursache für einen Flare zeigt (vgl. z.B. Markarian 501, PKS 2155-304 und 1 ES 2344+514). Hinweise auf die Existenz eines Grundzustands der Emission einer Quelle liefern Messungen zu sehr unterschiedlichen Zeitpunkten eines Blazars stets mit dem selben Fluss, siehe PKS 2155-304. In wie fern der Akkretionszustand eines AGN hierzu beiträgt, wie z.B. B3 2247+381 und die dort bestimmten Parameter suggerieren, müssen weitere Untersuchungen v.a. der orts aufgelösten Radioemission zeigen.

Man erkennt, wie wichtig die systematische Modellierung von Blazaren im globalen Kontext ist. Nur so kann man weitere Einblicke in die Gemeinsamkeiten und Unterschiede der unterschiedlichen Klassen radiolauter Quasare und auch über das vereinheitlichende Modell von Urry u. Padovani (1995) von AGNs erhalten. Alleine durch die Beschreibung einzelner Quellen mit unterschiedlichen Modellen kann auf Dauer kein weiterer Erkenntnisgewinn erfolgen.

## 6.2 Ausblick

Um das implementierte Modell weiter zu verbessern, ist es zunächst unbedingt nötig auch die Kühlung der in den photohadronischen Prozessen entstehenden Zwischenprodukte zu betrachten. Dies betrifft in erster Linie die Myonen, welche bei den erreichbaren hohen Lorentzfaktoren im System des betrachteten Gebiets eine mit der Synchrotron-

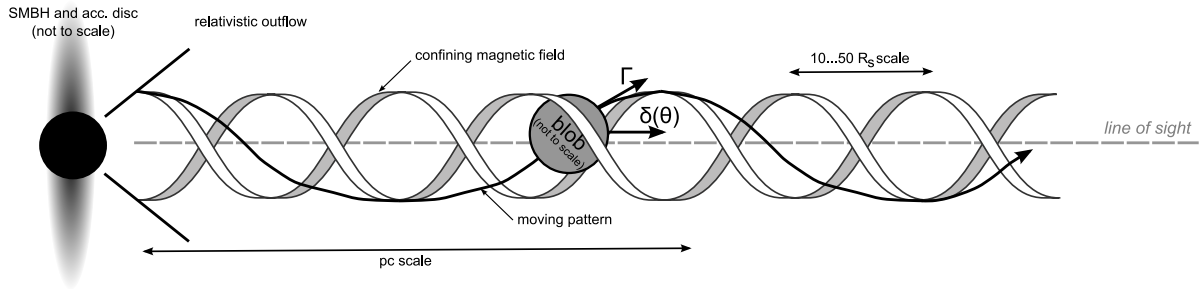
verlustzeitskala vergleichbare Lebensdauer erreichen, wie man Abbildung 3.9 entnimmt. Bei diesen Magnetfeldern kann die Myonsynchrotronstrahlung direkt zum beobachtbaren Spektrum hadronisch dominierter Quellen im Hochenergiebereich der Air-Cherenkov Teleskope beitragen (siehe z.B. Böttcher et al. 2009) und hat natürlich Einfluss auf die Variabilitätszeitskalen im Modell. Eine relevante Kühlung der Zwischenprodukte verändert aber auch den nichtlinearen Kaskadenbeitrag, da die stabilen Endprodukte der photohadronischen Interaktion ( $e^\pm$ ) eine geringere Energie haben werden und sich somit deren Synchrotronbeitrag ändert. Eine Möglichkeit die Zwischenprodukte konsistent zu behandeln, stellt der Ansatz von Hümmer et al. (2010) dar. Erst dann macht es auch Sinn die Bethe-Heitler Paarproduktion als zweiten photohadronischen Prozess, welcher bereits implementiert ist, zu behandeln. Die erwarteten Energiebereiche der direkten Myonsynchrotronstrahlung sowie der Synchrotronstrahlung der Bethe-Heitler Paare sind nahezu identisch. Die Erzeugung von  $e^\pm$ -Paaren im Coulombfeld eines Protons spielen keine Rolle im optisch dicken Bereich für freie Paarerzeugung und somit bei den Paarkaskaden, hier dominieren die  $e^-$  bzw.  $e^+$  aus der Photomesonenproduktion. Relevant ist die Bethe-Heitler Paarproduktion von  $e^-$  und  $e^+$  und die Synchrotronabstrahlung dieser Paare nur im optisch dünnen Bereich, bevor die Photomesonenproduktion einsetzt. Hier dominiert aber meist die Protonensynchrotronstrahlung.

Wie bereits in der Zusammenfassung angedeutet, wäre es unter der Annahme des Modells von Marscher et al. (2008) mit dem vorgestellten Modell durch Verwendung von Langzeitvariabilität möglich die helikale Magnetfeldstruktur des Jets zu “vermessen”, siehe Abbildung 6.1.

Es gilt also möglichst viele Flusszustände der selben Quelle zu modellieren und die Parameter sowie über die Eddingtoneffizienz den Lorentzfaktor und Beobachtungswinkel des Blobs in diesen Zuständen zu bestimmen. Zusammen mit der zeitlichen Variation der Flusszustände ergibt sich die Verwicklung des helikalen Magnetfeldes. Hierzu sind systematische, z.B. wöchentliche, Multiwellenlängenbeobachtungen eines oder mehrerer Blazare notwendig. Es bieten sich der Einfachheit halber leptonisch dominierte HBLs wie 1 ES 2344+514 an.

Im Rahmen weiterer Forschung wäre es zudem interessant, zu sehen, wie sich die Teilchenspektren der unterschiedlichen Spezies mit unterschiedlichen Annahmen über das Turbulenzspektrum relativ zueinander verändern. Hierzu gilt es die “Hard-Sphere”-





**Abbildung 6.1:** Mögliche Bewegung einer zusammenhängenden Emissionsregion (blob) in der helikalen Magnetfeldstruktur des relativistischen Ausflusses eines AGN. Der Beobachtungswinkel des Jets ist hier (willkürlich)  $0^\circ$  gewählt und hat keinen Einfluss auf die Aussage, Längenskalen aus Ogle et al. (2011); Marscher et al. (2008)

Näherung zu verlassen und die Energieabhängigkeit der Beschleunigungszeitskala zu untersuchen. Diese Möglichkeit ist ebenso bereits im numerischen Framework des Modells vorgesehen, eine Untersuchung dieses Umstandes konnte aber aus Zeitgründen nicht erfolgen.

Ferner lassen die stark nicht-linearen Effekte über die Photomesonenproduktion sehr viele Möglichkeiten für das Interbandverhalten von hadronisch dominierten Blazaren zu, wie man bereits in Kapitel 4 sehen konnte. Hier gilt es, eine systematische Untersuchung der möglichen Muster in den Lichtkurven durchzuführen.

Durch die erwartete hohe Materiedichte in den Hostgalaxien bei den Flachspektrum Radioquasaren ergibt sich folglich auch ein sehr dichtes Strahlungsfeld, v.a. ausgelöst durch die Broadline Region und die Akkretionsscheibe (vgl. auch Böttcher u. Dermer 2002). Es ist nicht auszuschließen, dass dieses einen Beitrag zum beobachteten Spektrum eines FSRQs (bzw. auf die Blazar-Sequenz bezogen eines sehr leuchtkräftigen Blazars) durch externe Effekte liefert. Gerade bei diesen Quellen zeigt sich, z.B. bei PKS 1222+21, dass eine reine intrinsische Betrachtung zu sehr fragwürdigen Parametern führen kann. Es ist also u.U. nötig ein externes Strahlungsfeld mit der korrekten Winkelabhängigkeit zu implementieren (siehe z.B. Hutter u. Spanier 2011), um diesen Einfluss auf die Photomesonenproduktion zu bestimmen. Dafür ist eine winkelaufgelöste Behandlung letzterer (via der Wirkungsquerschnitte) notwendig.

Berücksichtigt man auch adiabatische Verluste, so kann man zudem, wie bereits an-

gesprochen, anhand systematischer Beobachtungen der kumulierten Beiträge die hier relevanten Zeitskalen und Raten abschätzen. Zusammenfassend ist es sinnvoll noch weitere Quellen in die systematische Untersuchung mit einzubeziehen um die Aussagen zu bestätigen. In jedem Fall ist es notwendig von der dedizierten Betrachtung einzelner Quellen abzuweichen hin zu einer systematischen globalen Untersuchung verschiedener Blazar-Klassen. Ein Ansatzpunkt hier ist beispielsweise die qualitative Bestimmung der zu erwartenden extragalaktischen kosmischen Strahlung von hadronisch dominierten Blazaren. Hier ist die Neutroneneffizienz der photohadronischen Prozesse sowie der jeweilige Energiebereich und Beobachtungswinkel relevant.

Falls dieses Modell so zutrifft, wäre zudem eine dauerhafte und systematische Beobachtung einer mutmaßlichen hadronischen Quelle wie 3C 454.3 wünschenswert, um die kumulierten Effekte sowie die u.U. sehr großen Zeitskalen auch wahrnehmen zu können.

Im homogenen und isotropen Ansatz ist es durch das hybride, selbstkonsistente Emissionsmodell möglich alle Blazare und deren Phänomene zeitabhängig zu verstehen. Sind die hier genannten technischen Feinheiten implementiert, kann das Modell als komplett betrachtet werden. Der nächste Schritt ist dann, die Annahme der Homogenität und der Isotropie fallen zu lassen. Damit kann man zunächst den Einfluss der Lichtlaufzeiten innerhalb des Jets auf die beobachtbare Variabilität untersuchen, siehe z.B. Richter (2011). Durch Zulassen anisotroper Verteilungen kann überprüft werden inwiefern die Annahmen über die Relevanz der einzelnen Prozesse zutreffen und ob sich dadurch Verschiebungen in der relativen Dominanz ergeben. Nur auf diese Weise ergeben sich zudem bei korrekter Behandlung der helikalen Magnetfeldstruktur konsistente inhomogene Teilchenverteilungen, welche nur durch die Magnetfeldgeometrie vorgegeben sind. Es ist nicht ad-hoc klar, wie sich die Teilchendichten in radialer Richtung verhalten werden und zu welchen anisotropen Effekten dies führt. Damit kann z.B. auch die Frage nach der Jetentstehung (zusammen mit MHD Simulationen) und der Relevanz der Spine-Layer Modelle adressiert werden. Der numerische Aufwand wird dadurch sehr viel größer, da mit steigender Dimensionalität des Problems Mehrfachintegrale auftreten werden. Dies hat zur Folge, dass das Framework stark zu parallelisieren ist, um eine gute Skalierbarkeit auch auf Großrechnern zu gewährleisten. Einen weiteren dazu orthogonalen Schritt stellt die vollständig relativistische Behandlung der beschleunigenden Prozesse und deren Auswirkungen auf die Beschleunigungseffizienz sowie die Teilchenspektren dar, welche bisher nur im nicht-relativistischen Grenzfall betrachtet werden.

# Literaturverzeichnis

## **Abbasi et al. 2011**

ABBASI, R. ; ABDU, Y. ; ABU-ZAYYAD, T. ; ADAMS, J. ; AGUILAR, J. A. ; AHLERS, M. ; ANDEEN, K. ; AUFFENBERG, J. ; BAI, X. ; BAKER, M. ; ET AL.: Time-integrated Searches for Point-like Sources of Neutrinos with the 40-string IceCube Detector. In: *Astrophys. J.* 732 (2011), Mai, S. 18–+. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/732/1/18>. – DOI 10.1088/0004-637X/732/1/18

## **Abdo et al. 2009**

ABDO, A. A. ; ACKERMANN, M. ; AJELLO, M. ; FERMI COLLABORATION: Early Fermi Gamma-ray Space Telescope Observations of the Quasar 3C 454.3. In: *Astrophys. J.* 699 (2009), Juli, S. 817–823. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/699/1/817>. – DOI 10.1088/0004-637X/699/1/817

## **Abdo et al. 2010a**

ABDO, A. A. ; ACKERMANN, M. ; AJELLO, M. ; FERMI COLLABORATION: Fermi Large Area Telescope First Source Catalog. 188 (2010), Juni, S. 405–436. <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/188/2/405>. – DOI 10.1088/0067-0049/188/2/405

## **Abdo et al. 2010b**

ABDO, A. A. ; ACKERMANN, M. ; AJELLO, M. ; FERMI COLLABORATION: Spectral Properties of Bright Fermi-Detected Blazars in the Gamma-Ray Band. In: *Astrophys. J.* 710 (2010), Februar, S. 1271–1285. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/710/2/1271>. – DOI 10.1088/0004-637X/710/2/1271

## **Abdo et al. 2011a**

ABDO, A. A. ; ACKERMANN, M. ; AJELLO, M. ; FERMI COLLABORATION: Fermi Gamma-ray Space Telescope Observations of the Gamma-ray Outburst from 3C454.3

in November 2010. In: *Astrophys. J., Lett.* 733 (2011), Juni, S. L26+. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/733/2/L26>. – DOI 10.1088/2041-8205/733/2/L26

**Abdo et al. 2011b**

ABDO, A. A. ; ACKERMANN, M. ; AJELLO, M. ; FERMI COLLABORATION: Insights into the High-energy  $\gamma$ -ray Emission of Markarian 501 from Extensive Multifrequency Observations in the Fermi Era. In: *Astrophys. J.* 727 (2011), Februar, S. 129+. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/727/2/129>. – DOI 10.1088/0004-637X/727/2/129

**Abramowski et al. 2010**

ABRAMOWSKI, A. ; ACERO, F. ; AHARONIAN, F. ; HESS COLLABORATION: VHE  $\gamma$ -ray emission of PKS 2155-304: spectral and temporal variability. In: *Astron. Astrophys.* 520 (2010), September, S. A83+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201014484>. – DOI 10.1051/0004-6361/201014484

**Acciari et al. 2010a**

ACCIARI, V. A. ; ALIU, E. ; ARLEN, T. ; AUNE, T. ; BAUTISTA, M. ; BEILICKE, M. ; BENBOW, W. ; BÖTTCHER, M. ; BOLTUCH, D. ; BRADBURY, S. M. ; ET AL.: Discovery of Very High Energy Gamma Rays from PKS 1424+240 and Multiwavelength Constraints on Its Redshift. In: *Astrophys. J., Lett.* 708 (2010), Januar, S. L100–L106. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/708/2/L100>. – DOI 10.1088/2041-8205/708/2/L100

**Acciari et al. 2009**

ACCIARI, V. A. ; ALIU, E. ; ARLEN, T. ; VERITAS COLLABORATION: VERITAS Observations of the BL Lac Object 1ES 1218+304. In: *Astrophys. J.* 695 (2009), April, S. 1370–1375. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/695/2/1370>. – DOI 10.1088/0004-637X/695/2/1370

**Acciari et al. 2011a**

ACCIARI, V. A. ; ALIU, E. ; ARLEN, T. ; VERITAS COLLABORATION: Multiwavelength Observations of the Very High Energy Blazar 1ES 2344+514. In: *Astrophys. J.* 738 (2011), September, S. 169+. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/738/2/169>. – DOI 10.1088/0004-637X/738/2/169

**Acciari et al. 2010b**

ACCIARI, V. A. ; ALIU, E. ; BEILICKE, M. ; VERITAS COLLABORATION: Discovery of Variability in the Very High Energy  $\gamma$ -Ray Emission of 1ES 1218+304 with VERITAS. In: *Astrophys. J., Lett.* 709 (2010), Februar, S. L163–L167. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/709/2/L163>. – DOI 10.1088/2041-8205/709/2/L163

**Acciari et al. 2011b**

ACCIARI, V. A. ; ARLEN, T. ; AUNE, T. ; BEILICKE, M. ; BENBOW, W. ; BÖTTCHER, M. ; BOLTUCH, D. ; BRADBURY, S. M. ; BUCKLEY, J. H. ; BUGAEV, V. ; ET AL.: Spectral Energy Distribution of Markarian 501: Quiescent State Versus Extreme Outburst. In: *Astrophys. J.* 729 (2011), März, S. 2–+. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/729/1/2>. – DOI 10.1088/0004-637X/729/1/2

**Ackermann et al. 2010**

ACKERMANN, M. ; AJELLO, M. ; BALDINI, L. ; FERMI COLLABORATION: Fermi Gamma-ray Space Telescope Observations of Gamma-ray Outbursts from 3C 454.3 in 2009 December and 2010 April. In: *Astrophys. J.* 721 (2010), Oktober, S. 1383–1396. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/721/2/1383>. – DOI 10.1088/0004-637X/721/2/1383

**Agudo et al. 2011**

AGUDO, I. ; JORSTAD, S. G. ; MARSCHER, A. P. ; ET AL.: Location of  $\gamma$ -ray Flare Emission in the Jet of the BL Lacertae Object OJ287 More than 14 pc from the Central Engine. In: *Astrophys. J., Lett.* 726 (2011), Januar, S. L13+. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/726/1/L13>. – DOI 10.1088/2041-8205/726/1/L13

**Aharonian 2006**

AHARONIAN, F.: Relativistic Jets as Powerful Particle Accelerators and Gamma-ray Emitters. In: *AAS/High Energy Astrophysics Division no. 9* Bd. 38, 2006, S. 362–+

**Aharonian et al. 2000**

AHARONIAN, F. ; AKHPERJANIAN, A. ; BARRIO, J. ; BERNLÖHR, K. ; ET AL.: Rejection of the Hypothesis That Markarian 501 TEV Photons Are Pure Bose-Einstein Condensates. In: *Astrophys. J., Lett.* 543 (2000), November, S. L39–L42. <http://dx.doi.org/10.1086/318171>. – DOI 10.1086/318171

**Aharonian et al. 2009**

AHARONIAN, F. ; AKHPERJANIAN, A. G. ; ANTON, G. ; HESS COLLABORATION: Simultaneous multiwavelength observations of the second exceptional  $\gamma$ -ray flare of PKS 2155-304 in July 2006. In: *Astron. Astrophys.* 502 (2009), August, S. 749–770. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200912128>. – DOI 10.1051/0004-6361/200912128

**Aharonian et al. 2005a**

AHARONIAN, F. ; AKHPERJANIAN, A. G. ; AYE, K.-M. ; HESS COLLABORATION: H.E.S.S. observations of PKS 2155-304. In: *Astron. Astrophys.* 430 (2005), Februar, S. 865–875. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20041853>. – DOI 10.1051/0004-6361:20041853

**Aharonian et al. 2005b**

AHARONIAN, F. ; AKHPERJANIAN, A. G. ; BAZER-BACHI, A. R. ; HESS COLLABORATION: Multi-wavelength observations of PKS 2155-304 with HESS. In: *Astron. Astrophys.* 442 (2005), November, S. 895–907. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20053353>. – DOI 10.1051/0004-6361:20053353

**Aharonian et al. 2007**

AHARONIAN, F. ; AKHPERJANIAN, A. G. ; BAZER-BACHI, A. R. ; HESS COLLABORATION: An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. In: *Astrophys. J., Lett.* 664 (2007), August, S. L71–L74. <http://dx.doi.org/10.1086/520635>. – DOI 10.1086/520635

**Aharonian 2005**

AHARONIAN, F. A.: TeV Astrophysics with HESS. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts* Bd. 37, 2005, S. 144.06–+

**Aharonian et al. 1983**

AHARONIAN, F. A. ; ATOIAN, A. M. ; NAGAPETIAN, A. M.: Photoproduction of electron-positron pairs in compact X-ray sources. In: *Astrofizika* 19 (1983), April, S. 323–334

**Albert et al. 2006a**

ALBERT, J. ; ALIU, E. ; ANDERHUB, H. ; MAGIC COLLABORATION: Discovery of Very High Energy Gamma Rays from 1ES 1218+30.4. In: *Astrophys. J.*,

*Lett.* 642 (2006), Mai, S. L119–L122. <http://dx.doi.org/10.1086/504845>. – DOI 10.1086/504845

**Albert et al. 2006b**

ALBERT, J. ; ALIU, E. ; ANDERHUB, H. ; MAGIC COLLABORATION: Discovery of Very High Energy Gamma Rays from 1ES 1218+30.4. In: *Astrophys. J., Lett.* 642 (2006), Mai, S. L119–L122. <http://dx.doi.org/10.1086/504845>. – DOI 10.1086/504845

**Albert et al. 2006c**

ALBERT, J. ; ALIU, E. ; ANDERHUB, H. ; MAGIC COLLABORATION: Discovery of Very High Energy  $\gamma$ -Rays from Markarian 180 Triggered by an Optical Outburst. In: *Astrophys. J., Lett.* 648 (2006), September, S. L105–L108. <http://dx.doi.org/10.1086/508020>. – DOI 10.1086/508020

**Albert et al. 2007a**

ALBERT, J. ; ALIU, E. ; ANDERHUB, H. ; MAGIC COLLABORATION: Discovery of Very High Energy  $\gamma$ -Rays from 1ES 1011+496 at  $z = 0.212$ . In: *Astrophys. J., Lett.* 667 (2007), September, S. L21–L24. <http://dx.doi.org/10.1086/521982>. – DOI 10.1086/521982

**Albert et al. 2007b**

ALBERT, J. ; ALIU, E. ; ANDERHUB, H. ; MAGIC COLLABORATION: Observation of Very High Energy  $\gamma$ -Rays from the AGN 1ES 2344+514 in a Low Emission State with the MAGIC Telescope. In: *Astrophys. J.* 662 (2007), Juni, S. 892–899. <http://dx.doi.org/10.1086/518431>. – DOI 10.1086/518431

**Albert et al. 2008**

ALBERT, J. ; ALIU, E. ; ANDERHUB, H. ; MAGIC COLLABORATION: Very-High-Energy gamma rays from a Distant Quasar: How Transparent Is the Universe? In: *Science* 320 (2008), Juni, S. 1752–. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1157087>. – DOI 10.1126/science.1157087

**Albert et al. 2005**

ALBERT, J. ; BERGER, K. ; BRETZ, T. ; DORNER, D. ; ELSÄSSER, D. ; HÖHNE, D. ; MANNHEIM, K. ; RIEGEL, B.: First Observation of the Giant Radio Galaxy M87 in

the 100 GeV Energy Domain with the MAGIC Telescope. In: *International Cosmic Ray Conference* Bd. 4, 2005, S. 295–+

**Aleksić et al. 2011a**

ALEKSIĆ, J. ; ANTONELLI, L. A. ; ANTORANZ, P. ; MAGIC COLLABORATION: MAGIC Discovery of Very High Energy Emission from the FSRQ PKS 1222+21. In: *Astrophys. J., Lett.* 730 (2011), März, S. L8+. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/730/1/L8>. – DOI 10.1088/2041-8205/730/1/L8

**Aleksić et al. 2011b**

ALEKSIĆ, J. ; ANTONELLI, L. A. ; ANTORANZ, P. ; MAGIC COLLABORATION: MAGIC Observations and multiwavelength properties of the quasar 3C 279 in 2007 and 2009. In: *Astron. Astrophys.* 530 (2011), Juni, S. A4+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201116497>. – DOI 10.1051/0004-6361/201116497

**Aleksić et al. 2011c**

ALEKSIĆ, J. ; ANTONELLI, L. A. ; ANTORANZ, P. ; MAGIC COLLABORATION ; KADENIUS, V. ; WEIDINGER, M. ; BUSON, S.: Discovery of VHE  $\gamma$ -ray emission from the BL Lac object B3 2247+381 with the MAGIC telescopes. In: *Astron. Astrophys.* (2011). – Accepted for publication in A&A

**Allard et al. 2007**

ALLARD, D. ; PARIZOT, E. ; OLINTO, A. V.: On the transition from galactic to extragalactic cosmic-rays: Spectral and composition features from two opposite scenarios. In: *Astroparticle Physics* 27 (2007), Februar, S. 61–75. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.09.006>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2006.09.006

**Aller et al. 1997**

ALLER, M. F. ; MARSCHER, A. P. ; HARTMAN, R. C. ; ET AL.: Radio to  $\gamma$ -ray observations of 3C 454.3:1993-1995. In: C. D. DERMER, M. S. STRICKMAN, & J. D. KURFESS (Hrsg.): *Proceedings of the Fourth Compton Symposium* Bd. 410, 1997, S. 1423–1427

**Aloisio 2011**

ALOISIO, R.: Ultra High Energy Cosmic Rays Propagation and Spectrum. In: H. SAGAWA, Y. KAWASAKI, T. SAKO, M. TAKEDA, & Y. TSUNESADA (Hrsg.): *American Institute of Physics Conference Series* Bd. 1367, 2011, S. 114–119



**Aloisio et al. 2011**

ALOISIO, R. ; BEREZINSKY, V. ; GAZIZOV, A.: Ultra high energy cosmic rays: The disappointing model. In: *Astroparticle Physics* 34 (2011), März, S. 620–626. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2010.12.008>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2010.12.008

**Angélil u. Saha 2010**

ANGÉLIL, R. ; SAHA, P.: Relativistic Redshift Effects and the Galactic-Center Stars. In: *Astrophys. J.* 711 (2010), März, S. 157–163. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/711/1/157>. – DOI 10.1088/0004-637X/711/1/157

**Antonini et al. 2011**

ANTONINI, F. ; LOMBARDI, J. C. ; MERRITT, D.: Tidal Breakup of Binary Stars at the Galactic Center. II. Hydrodynamic Simulations. In: *Astrophys. J.* 731 (2011), April, S. 128–+. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/731/2/128>. – DOI 10.1088/0004-637X/731/2/128

**Armengaud et al. 2007**

ARMENGAUD, E. ; SIGL, G. ; BEAU, T. ; MINIATI, F.: CRPropa: A numerical tool for the propagation of UHE cosmic rays,  $\gamma$ -rays and neutrinos. In: *Astroparticle Physics* 28 (2007), Dezember, S. 463–471. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2007.09.004>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2007.09.004

**Aslanov u. Lipunova 1988**

ASLANOV, A. A. ; LIPUNOVA, N. A.: Shortterm Optical Variability in the BL-Lacertae Object MARKARIAN:501. In: *Soviet Astronomy Letters* 14 (1988), September, S. 336–+

**Bachev et al. 2011**

BACHEV, R. ; SEMKOV, E. ; STRIGACHEV, A. ; MIHOV, B. ; GUPTA, A. C. ; PENEVA, S. ; OVCHAROV, E. ; VALCHEVA, A. ; LALOVA, A.: Intranight variability of 3C 454.3 during its 2010 November outburst. In: *Astron. Astrophys.* 528 (2011), April, S. L10+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201116637>. – DOI 10.1051/0004-6361/201116637

**Bade et al. 1998**

BADE, N. ; BECKMANN, V. ; DOUGLAS, N. G. ; BARTHEL, P. D. ; ENGELS, D. ;

CORDIS, L. ; NASS, P. ; VOGES, W.: On the evolutionary behaviour of BL Lac objects. In: *Astron. Astrophys.* 334 (1998), Juni, S. 459–472

**Badran u. VERITAS Collaboration 2001**

BADRAN, H. M. ; VERITAS COLLABORATION: Recent observations of 1ES2344+514 using the Whipple gamma-ray telescope. In: S. RITZ, N. GEHRELS, & C. R. SHRADER (Hrsg.): *Gamma 2001: Gamma-Ray Astrophysics* Bd. 587, 2001, S. 281–285

**Ballo et al. 2002**

BALLO, L. ; MARASCHI, L. ; TAVECCHIO, F. ; CELOTTI, A. ; FOSSATI, G. ; GHISELLINI, G. ; PIAN, E. ; RAITERI, C. M. ; TAGLIAFERRI, G. ; TREVES, A. ; URRY, C. M. ; VILLATA, M.: Spectral Energy Distributions of 3C 279 Revisited: BeppoSAX Observations and Variability Models. In: *Astrophys. J.* 567 (2002), März, S. 50–57. <http://dx.doi.org/10.1086/338387>. – DOI 10.1086/338387

**Barbieri u. Romano 1977**

BARBIERI, G. ; ROMANO, G.: The optical variability of the galaxy Markarian 501. 27 (1977), S. 195–197

**Barth et al. 2003**

BARTH, A. J. ; HO, L. C. ; SARGENT, W. L. W.: The Black Hole Masses and Host Galaxies of BL Lacertae Objects. In: *Astrophys. J.* 583 (2003), Januar, S. 134–144. <http://dx.doi.org/10.1086/345083>. – DOI 10.1086/345083

**Beall u. Bednarek 1999**

BEALL, J. H. ; BEDNAREK, W.: On the Hadronic Beam Model for Gamma-Ray Production in Blazars. In: *Astrophys. J.* 510 (1999), Januar, S. 188–196. <http://dx.doi.org/10.1086/306555>. – DOI 10.1086/306555

**Bell 1978a**

BELL, A. R.: The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. 182 (1978), Januar, S. 147–156

**Bell 1978b**

BELL, A. R.: The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II. 182 (1978), Februar, S. 443–455

**Berezinskii u. Grigor'eva 1988**

BEREZINSKII, V. S. ; GRIGOR'EVA, S. I.: A bump in the ultra-high energy cosmic ray spectrum. In: *Astron. Astrophys.* 199 (1988), Juni, S. 1–12

**Bird et al. 1995**

BIRD, D. J. ; CORBATÓ, S. C. ; DAI, H. Y. ; ET AL.: Results from the fly's eye experiment. In: S. J. SEESTROM (Hrsg.): *Intersections between Particle and Nuclear Physics* Bd. 338, 1995, S. 839–854

**Blandford u. Payne 1982**

BLANDFORD, R. D. ; PAYNE, D. G.: Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. 199 (1982), Juni, S. 883–903

**Blandford u. Znajek 1977**

BLANDFORD, R. D. ; ZNAJEK, R. L.: Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. 179 (1977), Mai, S. 433–456

**Blumenthal 1970**

BLUMENTHAL, G. R.: Energy Loss of High-Energy Cosmic Rays in Pair-Producing Collisions with Ambient Photons. In: *Physical Review D* 1 (1970), März, S. 1596–1602. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.1.1596>. – DOI 10.1103/PhysRevD.1.1596

**Blumenthal u. Gould 1970**

BLUMENTHAL, G. R. ; GOULD, R. J.: Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. In: *Reviews of Modern Physics* 42 (1970), S. 237–271. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.42.237>. – DOI 10.1103/RevModPhys.42.237

**Bogoyavlenskij 2000**

BOGOYAVLENSKIJ, O. I.: Helically symmetric astrophysical jets. In: *Phys. Rev. E* 62 (2000), Dezember, S. 8616–8627. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.62.8616>. – DOI 10.1103/PhysRevE.62.8616

**Bolton et al. 1965**

BOLTON, J. G. ; CLARKE, M. E. ; EKERS, R. D.: Identification of extragalactic radio sources between declinations  $-20^\circ$  and  $-44^\circ$ . In: *Australian Journal of Physics* 18 (1965), Dezember, S. 627–+

**Bolton et al. 1949**

BOLTON, J. G. ; STANLEY, G. J. ; SLEE, O. B.: Positions of Three Discrete Sources of Galactic Radio-Frequency Radiation. In: *Nature* 164 (1949), Juli, S. 101–102. <http://dx.doi.org/10.1038/164101b0>. – DOI 10.1038/164101b0

**Bonino et al. 2011**

BONINO, R. ; ALEKSEENKO, V. V. ; DELIGNY, O. ; GHIA, P. L. ; GRIGAT, M. ; LETESSIER-SELVON, A. ; LYBERIS, H. ; MOLLERACH, S. ; OVER, S. ; ROULET, E.: The East-West Method: An Exposure-independent Method to Search for Large-scale Anisotropies of Cosmic Rays. In: *Astrophys. J.* 738 (2011), September, S. 67–+. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/738/1/67>. – DOI 10.1088/0004-637X/738/1/67

**Bonning et al. 2009**

BONNING, E. W. ; BAILYN, C. ; URRY, C. M. ; BUXTON, M. ; FOSSATI, G. ; MARASCHI, L. ; COPPI, P. ; SCALZO, R. ; ISLER, J. ; KAPTUR, A.: Correlated Variability in the Blazar 3C 454.3. In: *Astrophys. J., Lett.* 697 (2009), Juni, S. L81–L85. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/697/2/L81>. – DOI 10.1088/0004-637X/697/2/L81

**Bosch-Ramon 2008**

BOSCH-RAMON, V.: Powerful non-thermal emission in black-hole powered sources. In: *Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina* 51 (2008), S. 293–304

**Böttcher 2007**

BÖTTCHER, M.: Modeling the emission processes in blazars. In: *Astrophys. Space. Sci.* 309 (2007), Juni, S. 95–104. <http://dx.doi.org/10.1007/s10509-007-9404-0>. – DOI 10.1007/s10509-007-9404-0

**Böttcher 2010**

BÖTTCHER, M.: Modeling Intermediate BL Lac Objects Detected by Veritas. In: *International Journal of Modern Physics D* 19 (2010), S. 873–878. <http://dx.doi.org/10.1142/S0218271810017135>. – DOI 10.1142/S0218271810017135

**Böttcher et al. 2007**

BÖTTCHER, M. ; BASU, S. ; JOSHI, M. ; WEBT: The WEBT Campaign on the

Blazar 3C 279 in 2006. In: *Astrophys. J.* 670 (2007), Dezember, S. 968–977. <http://dx.doi.org/10.1086/522583>. – DOI 10.1086/522583

**Böttcher u. Chiang 2002**

BÖTTCHER, M. ; CHIANG, J.: X-Ray Spectral Variability Signatures of Flares in BL Lacertae Objects. In: *Astrophys. J.* 581 (2002), Dezember, S. 127–142. <http://dx.doi.org/10.1086/344155>. – DOI 10.1086/344155

**Böttcher u. Dermer 1998**

BÖTTCHER, M. ; DERMER, C. D.: On Compton Scattering Scenarios for Blazer Flares. In: *Astrophys. J., Lett.* 501 (1998), Juli, S. L51+. <http://dx.doi.org/10.1086/311458>. – DOI 10.1086/311458

**Böttcher u. Dermer 2002**

BÖTTCHER, M. ; DERMER, C. D.: An Evolutionary Scenario for Blazar Unification. In: *Astrophys. J.* 564 (2002), Januar, S. 86–91. <http://dx.doi.org/10.1086/324134>. – DOI 10.1086/324134

**Böttcher u. Dermer 2010**

BÖTTCHER, M. ; DERMER, C. D.: Timing Signatures of the Internal-Shock Model for Blazars. In: *Astrophys. J.* 711 (2010), März, S. 445–460. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/711/1/445>. – DOI 10.1088/0004-637X/711/1/445

**Böttcher et al. 2011**

BÖTTCHER, M. ; HARRIS, D. E. ; KRAWCZYNSKI, H. ; BÖTTCHER, M. (Hrsg.): *Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei*. 2011

**Böttcher et al. 2010**

BÖTTCHER, M. ; HIVICK, B. ; DASHTI, J. ; FULTZ, K. ; GUPTA, S. ; GUSBAR, C. ; ET AL.: Optical Spectral Variability of the Very High Energy Gamma-ray Blazar 1ES 1011+496. In: *Astrophys. J.* 725 (2010), Dezember, S. 2344–2348. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/725/2/2344>. – DOI 10.1088/0004-637X/725/2/2344

**Böttcher et al. 1997**

BÖTTCHER, M. ; MAUSE, H. ; SCHLICKEISER, R.: Spectral modelling of gamma-ray blazars. In: C. D. DERMER, M. S. STRICKMAN, & J. D. KURFESS (Hrsg.): *Proceedings of the Fourth Compton Symposium* Bd. 410, 1997, S. 1473–1477

**Böttcher u. Reimer 2004**

BÖTTCHER, M. ; REIMER, A.: Modeling the Multiwavelength Spectra and Variability of BL Lacertae in 2000. In: *Astrophys. J.* 609 (2004), Juli, S. 576–588. <http://dx.doi.org/10.1086/421320>. – DOI 10.1086/421320

**Böttcher et al. 2009**

BÖTTCHER, M. ; REIMER, A. ; MARSCHER, A. P.: Implications of the very High Energy Gamma-Ray Detection of the Quasar 3C279. In: *Astrophys. J.* 703 (2009), September, S. 1168–1175. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/703/1/1168>. – DOI 10.1088/0004-637X/703/1/1168

**Böttcher u. Schlickeiser 1996**

BÖTTCHER, M. ; SCHLICKEISER, R.: Pair annihilation radiation from relativistic jets in  $\gamma$ -ray blazars. In: *Astron. Astrophys.* 306 (1996), Februar, S. 86–+

**Böttcher u. Schlickeiser 1997**

BÖTTCHER, M. ; SCHLICKEISER, R.: The pair production spectrum from photon-photon annihilation. In: *Astron. Astrophys.* 325 (1997), September, S. 866–870

**Boyer u. Lindquist 1967**

BOYER, R. H. ; LINDQUIST, R. W.: Maximal Analytic Extension of the Kerr Metric. In: *Journal of Mathematical Physics* 8 (1967), Februar, S. 265–281. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1705193>. – DOI 10.1063/1.1705193

**Bretz et al. 2005**

BRETZ, T. ; DORNER, D. ; KRANICH, D. ; MAJUMDAR, P. ; MAZIN, D. ; MEYER, M.: VHE gamma ray spectrum of 1ES 1218+304 / DESY Zeuthen. 2005. – Forschungsbericht

**Bronstein u. Semendjajew 2005**

BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A.: *Taschenbuch der Mathematik*. Leipzig : Teubner, 2005

**Browne 1989**

BROWNE, I. W. A.: BL-Lacertae Objects Optically Violent Variables Hpqs and Unified Models. In: L. MARASCHI, T. MACCACARO, & M.-H. ULRICH (Hrsg.): *BL Lac Objects* Bd. 334, 1989, S. 401–+

**Brynjolfsson 2009**

BRYNJOLFSSON, A.: Plasma-Redshift Cosmology: A Review. In: F. POTTER (Hrsg.): *2nd Crisis in Cosmology Conference* Bd. 413, 2009, S. 169–+

**Burkart et al. 2010**

BURKART, T. ; ELBRACHT, O. ; GANSE, U. ; SPANIER, F.: The Influence of the Mass Ratio on the Acceleration of Particles by Filamentation Instabilities. In: *Astrophys. J.* 720 (2010), September, S. 1318–1324. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/720/2/1318>. – DOI 10.1088/0004-637X/720/2/1318

**Böttcher 2010**

BÖTTCHER, M.: Models for the Spectral Energy Distributions and Variability of Blazars. In: *ArXiv e-prints* (2010), Juni

**Camenzind 1998**

CAMENZIND, M.: Magnetohydrodynamics of rotating black holes. In: H. RIFFERT, H. RUDER, H.-P. NOLLERT, & F. W. HEHL (Hrsg.): *Relativistic Astrophysics*, 1998, S. 82–119

**Camenzind 2007**

CAMENZIND, M. ; CAMENZIND, M. (Hrsg.): *Compact objects in astrophysics : white dwarfs, neutron stars, and black holes*. 2007

**Camenzind 2008**

CAMENZIND, M.: Years Blandford-Znajek Process Are Black Hole Jets Driven by the Ergosphere ? In: B. ASCHENBACH, V. BURWITZ, G. HASINGER, & B. LEIBUNDGUT (Hrsg.): *Relativistic Astrophysics Legacy and Cosmology - Einstein's*, 2008, S. 422–+

**Camenzind u. Krockenberger 1992**

CAMENZIND, M. ; KROCKENBERGER, M.: The lighthouse effect of relativistic jets in blazars - A geometric origin of intraday variability. In: *Astron. Astrophys.* 255 (1992), Februar, S. 59–62

**Capetti u. Murdin 2000**

In: CAPETTI, A. ; MURDIN, P.: *NGC 1068: Prototypical Seyfert 2 Galaxy*. 2000

**Cassaro et al. 2002**

CASSARO, P. ; STANGHELLINI, C. ; DALLACASA, D. ; BONDI, M. ; ZAPPALÀ, R. A.: Bendings of radio jets in BL Lacertae objects. I. EVN and MERLIN observations. In: *Astron. Astrophys.* 381 (2002), Januar, S. 378–388. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20011460>. – DOI 10.1051/0004-6361:20011460

**Castelletti et al. 2011**

CASTELLETTI, G. ; DUBNER, G. ; CLARKE, T. ; KASSIM, N. E.: High-resolution radio study of SNR IC 443 at low radio frequencies. In: *Astron. Astrophys.* 534 (2011), Oktober, S. A21+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201016081>. – DOI 10.1051/0004-6361/201016081

**Castellina u. Donato 2011**

CASTELLINA, A. ; DONATO, F.: Astrophysics of Galactic charged cosmic rays. In: *ArXiv e-prints* (2011), Oktober

**Catanese et al. 1998**

CATANESE, M. ; AKERLOF, C. W. ; BADRAN, H. M. ; ET AL.: Discovery of Gamma-Ray Emission above 350 GeV from the BL Lacertae Object 1ES 2344+514. In: *Astrophys. J.* 501 (1998), Juli, S. 616–+. <http://dx.doi.org/10.1086/305857>. – DOI 10.1086/305857

**Catanese et al. 1997**

CATANESE, M. ; BRADBURY, S. M. ; BRESLIN, A. C. ; ET AL.: Multiwavelength Observations of a Flare from Markarian 501. In: *Astrophys. J., Lett.* 487 (1997), Oktober, S. L143+. <http://dx.doi.org/10.1086/310899>. – DOI 10.1086/310899

**Celotti et al. 1999**

CELOTTI, A. ; MILLER, J. C. ; SCIAMA, D. W.: Astrophysical evidence for the existence of black holes. In: *Classical and Quantum Gravity* 16 (1999), Dezember, S. A3–A21

**Cheng et al. 1999**

CHENG, K. S. ; FAN, J. H. ; ZHANG, L.: Basic properties of gamma-ray loud blazars. In: *Astron. Astrophys.* 352 (1999), Dezember, S. 32–38

**Cho 1997**

CHO, H. T.: “Faster than light” photons in dilaton black hole spacetimes. In:



*Physical Review D* 56 (1997), November, S. 6416–6424. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.56.6416>. – DOI 10.1103/PhysRevD.56.6416

**Colin et al. 2011**

COLIN, P. ; BECERRA GONZALEZ, J. ; LINDFORS, E. ; LOMBARDI, S. ; SITAREK, J. ; STAMERA, A. ; FOR THE MAGIC COLLABORATION: Observation of the BL Lac objects 1ES 1215+303 and 1ES 1218+304 with the MAGIC telescopes. In: *ArXiv e-prints* (2011), Oktober

**Colin u. VERITAS Collaboration 2007**

COLIN, P. ; VERITAS COLLABORATION: Gamma-ray Emission from the Galaxy M87 Observed with VERITAS. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts* Bd. 38, 2007, S. 784–+

**Collmar et al. 2004**

COLLMAR, W. ; BÖTTCHER, M. ; BURWITZ, V. ; ET AL.: Multifrequency Observations of the Gamma-Ray Blazar 3C 279 in Low-State During INTEGRAL AO-1. In: V. SCHOENFELDER, G. LICHTI, & C. WINKLER (Hrsg.): *5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe* Bd. 552, 2004, S. 555–+

**Collmar et al. 2010**

COLLMAR, W. ; BÖTTCHER, M. ; KRICHBAUM, T. P. ; AGUDO, I. ; BOTTACINI, E. ; BREMER, M. ; BURWITZ, V. ; CUCCCHIARA, A. ; GRUPE, D. ; GURWELL, M.: The multifrequency campaign on 3C 279 in January 2006. In: *Astron. Astrophys.* 522 (2010), November, S. A66+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201014823>. – DOI 10.1051/0004-6361/201014823

**Comastri et al. 2009**

COMASTRI, A. ; IWASAWA, K. ; GILLI, R. ; VIGNALI, C. ; RANALLI, P.: AGN unified scheme and evolution: a Suzaku view. In: *ArXiv e-prints* (2009), Oktober

**Coppi u. Blandford 1990**

COPPI, P. S. ; BLANDFORD, R. D.: Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas. 245 (1990), August, S. 453–507

**Costamante et al. 2008**

COSTAMANTE, L. ; AHARONIAN, F. ; BÜHLER, R. ; KHANGULYAN, D. ; REIMER,

A. ; REIMER, O.: The new surprising behaviour of the two “prototype” blazars PKS 2155-304 and 3C 279. In: F. A. AHARONIAN, W. HOFMANN, & F. RIEGER (Hrsg.): *American Institute of Physics Conference Series* Bd. 1085, 2008, S. 644–647

**D’Ammando et al. 2010**

D’AMMANDO, F. ; SOKOLOVSKY, K. V. ; IAFRATE, G. ; STARK, M.: Swift follow-up of the gamma-ray flaring blazar PKS 0521-36. In: *The Astronomer’s Telegram* 2689 (2010), Juni, S. 1–+

**Danziger et al. 1979**

DANZIGER, I. J. ; FOSBURY, R. A. E. ; GOSS, W. M. ; EKERS, R. D.: The radio and optical properties of the BL Lac object PKS 0521-36. 188 (1979), August, S. 415–419

**Das et al. 2006**

DAS, V. ; CRENSHAW, D. M. ; KRAEMER, S. B. ; DEO, R. P.: Kinematics of the Narrow-Line Region in the Seyfert 2 Galaxy NGC 1068: Dynamical Effects of the Radio Jet. 132 (2006), August, S. 620–632. <http://dx.doi.org/10.1086/504899>. – DOI 10.1086/504899

**de Pater u. Perley 1983**

DE PATER, I. ; PERLEY, R. A.: The radio structure of 3C 279. In: *Astrophys. J.* 273 (1983), Oktober, S. 64–69. <http://dx.doi.org/10.1086/161347>. – DOI 10.1086/161347

**D’Elia u. Cavaliere 2001**

D’ELIA, V. ; CAVALIERE, A.: The Connection between BL Lacs and Flat-Spectrum Radio Quasars. In: P. PADOVANI & C. M. URRY (Hrsg.): *Blazar Demographics and Physics* Bd. 227, 2001, S. 252

**Denney et al. 2010**

DENNEY, K. D. ; PETERSON, B. M. ; POGGE, R. W. ; ET AL.: Reverberation Mapping Measurements of Black Hole Masses in Six Local Seyfert Galaxies. In: *Astrophys. J.* 721 (2010), September, S. 715–737. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/721/1/715>. – DOI 10.1088/0004-637X/721/1/715

**Dermer et al. 2002**

DERMER, C. ; BÖTTCHER, M. ; ATOYAN, A.: Unification and Cosmological Evolution of Radio Galaxies and Blazars. In: *APS Meeting Abstracts* (2002), April, S. 11011–+

**Dermer 1995**

DERMER, C. D.: On the Beaming Statistics of Gamma-Ray Sources. In: *Astrophys. J., Lett.* 446 (1995), Juni, S. L63+. <http://dx.doi.org/10.1086/187931>. – DOI 10.1086/187931

**Dermer et al. 2009**

DERMER, C. D. ; RAZZAQUE, S. ; FINKE, J. D. ; ATOYAN, A.: Ultra-high-energy cosmic rays from black hole jets of radio galaxies. In: *New Journal of Physics* 11 (2009), Juni, Nr. 6, S. 065016. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/11/6/065016>. – DOI 10.1088/1367-2630/11/6/065016

**Dermer u. Schlickeiser 1993**

DERMER, C. D. ; SCHLICKEISER, R.: Model for the High-Energy Emission from Blazars. In: *Astrophys. J.* 416 (1993), Oktober, S. 458–+. <http://dx.doi.org/10.1086/173251>. – DOI 10.1086/173251

**Dodelson 2003**

DODELSON, Scott: *Modern Cosmology*. Academic Press. London 2003., 2003

**Donato et al. 2001**

DONATO, D. ; GHISELLINI, G. ; TAGLIAFERRI, G. ; FOSSATI, G.: Hard X-ray properties of blazars. In: *Astron. Astrophys.* 375 (2001), September, S. 739–751. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20010675>. – DOI 10.1051/0004-6361:20010675

**Donato et al. 2005**

DONATO, D. ; SAMBRUNA, R. M. ; GLIOZZI, M.: Spectral catalog of BeppoSAX blazars (Donato+, 2005). In: *VizieR Online Data Catalog* 3433 (2005), April, S. 31163–+

**Donnarumma et al. 2009**

DONNARUMMA, I. ; PUCELLA, G. ; VITTORINI, V. ; AGILE COLLABORATION:

Multiwavelength Observations of 3C 454.3. II. The AGILE 2007 December Campaign. In: *Astrophys. J.* 707 (2009), Dezember, S. 1115–1123. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/1115>. – DOI 10.1088/0004-637X/707/2/1115

### **Drury 1983**

DRURY, L.: On particle acceleration in supernova remnants. In: *Space Science Reviews* 36 (1983), September, S. 57–60. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00171901>. – DOI 10.1007/BF00171901

### **Einstein 1916**

EINSTEIN, A.: Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. In: *Annalen der Physik* 354 (1916), S. 769–822. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19163540702>. – DOI 10.1002/andp.19163540702

### **Esin et al. 1997**

ESIN, A. A. ; MCCLINTOCK, J. E. ; NARAYAN, R.: Advection-dominated Accretion and the Spectral States of Black Hole X-Ray Binaries: Application to Nova MUSCAE 1991. In: *Astrophys. J.* 489 (1997), November, S. 865–+. <http://dx.doi.org/10.1086/304829>. – DOI 10.1086/304829

### **Falco et al. 1998**

FALCO, E. E. ; KOCHANEK, C. S. ; MUNOZ, J. A.: Limits on Cosmological Models from Radio-selected Gravitational Lenses. In: *Astrophys. J.* 494 (1998), Februar, S. 47–+. <http://dx.doi.org/10.1086/305207>. – DOI 10.1086/305207

### **Falco et al. 1999**

FALCO, E. E. ; KURTZ, M. J. ; GELLER, M. J. ; HUCHRA, J. P. ; PETERS, J. ; BERLIND, P. ; MINK, D. J. ; TOKARZ, S. P. ; ELWELL, B.: The Updated Zwicky Catalog (UZC). In: *Publ. Astron. Soc. Pac.* 111 (1999), April, S. 438–452. <http://dx.doi.org/10.1086/316343>. – DOI 10.1086/316343

### **Falomo et al. 2002**

FALOMO, R. ; KOTILAINEN, J. K. ; TREVES, A.: The Black Hole Mass of BL Lacertae Objects from the Stellar Velocity Dispersion of the Host Galaxy. In: *Astrophys. J., Lett.* 569 (2002), April, S. L35–L38. <http://dx.doi.org/10.1086/340642>. – DOI 10.1086/340642

**Falomo et al. 1993**

FALOMO, R. ; PESCE, J. E. ; TREVES, A.: The environment of the BL Lacertae object PKS 2155-304. In: *Astrophys. J., Lett.* 411 (1993), Juli, S. L63–L66. <http://dx.doi.org/10.1086/186913>. – DOI 10.1086/186913

**Fan et al. 2007**

FAN, J. H. ; LI, J. ; ZHOU, J. L. ; HUA, T. X. ; WANG, Y. X. ; YANG, J. H.: Black Hole Mass Determination for Blazars. In: J. M. NESTER, C.-M. CHEN, & J.-P. HSU (Hrsg.): *Gravitation and Astrophysics*, 2007, S. 137–+

**Fanaroff u. Riley 1974**

FANAROFF, B. L. ; RILEY, J. M.: The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. 167 (1974), Mai, S. 31P–36P

**Feast u. Catchpole 1997**

FEAST, M. W. ; CATCHPOLE, R. M.: The Cepheid period-luminosity zero-point from HIPPARCOS trigonometrical parallaxes. 286 (1997), März, S. L1–L5

**Fegan et al. 2000**

FEGAN, S. J. ; BOND, I. H. ; BRADBURY, S. M. ; BRESLIN, A. C. ; ET AL.: Periodicity analysis of Markarian 501 flaring activity in 1997. In: B. L. DINGUS, M. H. SALAMON, & D. B. KIEDA (Hrsg.): *American Institute of Physics Conference Series* Bd. 515, 2000, S. 129–133

**Fender et al. 1999**

FENDER, R. ; CORBEL, S. ; TZIOUMIS, T. ; MCINTYRE, V. ; CAMPBELL-WILSON, D. ; NOWAK, M. ; SOOD, R. ; HUNSTEAD, R. ; HARMON, A. ; DUROUCHOUX, P. ; HEINDL, W.: Quenching of the Radio Jet during the X-Ray High State of GX 339-4. In: *Astrophys. J., Lett.* 519 (1999), Juli, S. L165–L168. <http://dx.doi.org/10.1086/312128>. – DOI 10.1086/312128

**Fender et al. 2004**

FENDER, R. P. ; BELLONI, T. M. ; GALLO, E.: Towards a unified model for black hole X-ray binary jets. 355 (2004), Dezember, S. 1105–1118. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08384.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2004.08384.x

**Fermi 1949**

FERMI, E.: On the Origin of the Cosmic Radiation. In: *Physical Review* 75

(1949), April, S. 1169–1174. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.75.1169>. – DOI 10.1103/PhysRev.75.1169

**Ferrarese u. Merritt 2000**

FERRARESE, L. ; MERRITT, D.: A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies. In: *Astrophys. J., Lett.* 539 (2000), August, S. L9–L12. <http://dx.doi.org/10.1086/312838>. – DOI 10.1086/312838

**Fink et al. 1992**

FINK, H. H. ; MAKINO, F. ; WARWICK, R. ; KAWAI, N. ; OKAYASU, R. ; OTANI, C.: X-Ray Observations of MARKARIAN:501 and MARKARIAN:421 with Rosat/xrt and GINGA. In: W. J. DUSCHL & S. J. WAGNER (Hrsg.): *Physics of Active Galactic Nuclei*, 1992, S. 82–+

**Fossati et al. 1998**

FOSSATI, G. ; MARASCHI, L. ; CELOTTI, A. ; COMASTRI, A. ; GHISELLINI, G.: A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. 299 (1998), September, S. 433–448. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01828.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.1998.01828.x

**Gaisser 1991**

GAISSER, T. K. ; GAISSER, T. K. (Hrsg.): *Cosmic Rays and Particle Physics*. 1991

**Ganse et al. 2011**

GANSE, U. ; SPANIER, F. ; VAINIO, R.: Kinetic Simulations of Type II Radio Burst Emission Processes. In: *IAU Symposium* Bd. 274, 2011, S. 470–472

**Gebhardt et al. 2000**

GEBHARDT, K. ; BENDER, R. ; BOWER, G. ; DRESSLER, A. ; FABER, S. M. ; FILIPPENKO, A. V. ; GREEN, R. ; GRILLMAIR, C. ; HO, L. C. ; KORMENDY, J. ; LAUER, T. R. ; MAGORRIAN, J. ; PINKNEY, J. ; RICHSTONE, D. ; TREMAINE, S.: A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion. In: *Astrophys. J., Lett.* 539 (2000), August, S. L13–L16. <http://dx.doi.org/10.1086/312840>. – DOI 10.1086/312840

**Gerbig u. Schlickeiser 2011**

GERBIG, D. ; SCHLICKEISER, R.: Jump Conditions for Relativistic Magnetohydrodynamic Shocks in a Gyrotropic Plasma. In: *Astrophys. J.* 733 (2011), Mai,

S. 32. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/733/1/32>. – DOI 10.1088/0004-637X/733/1/32

### **Ghisellini 2001**

GHISELLINI, G.: Spectra and power of blazar jets. In: R. GIACCONI, S. SERIO, & L. STELLA (Hrsg.): *X-ray Astronomy 2000* Bd. 234, 2001, S. 425–+

### **Ghisellini 2008**

GHISELLINI, G.: Emission and Power of Blazar Jets. In: *International Journal of Modern Physics D* 17 (2008), S. 1491–1501. <http://dx.doi.org/10.1142/S0218271808013078>. – DOI 10.1142/S0218271808013078

### **Ghisellini et al. 1998**

GHISELLINI, G. ; CELOTTI, A. ; FOSSATI, G. ; MARASCHI, L. ; COMASTRI, A.: A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars. 301 (1998), Dezember, S. 451–468. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.02032.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.1998.02032.x

### **Ghisellini et al. 1996**

GHISELLINI, G. ; MARASCHI, L. ; DONDI, L.: Diagnostics of Inverse-Compton models for the  $\gamma$ -ray emission of 3C 279 and MKN 421. 120 (1996), Dezember, S. C503+

### **Gillessen et al. 2009**

GILLESSEN, S. ; EISENHAUER, F. ; TRIPPE, S. ; ALEXANDER, T. ; GENZEL, R. ; MARTINS, F. ; OTT, T.: Monitoring Stellar Orbits Around the Massive Black Hole in the Galactic Center. In: *Astrophys. J.* 692 (2009), Februar, S. 1075–1109. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/692/2/1075>. – DOI 10.1088/0004-637X/692/2/1075

### **Ginzburg u. Syrovatskii 1965**

GINZBURG, V. L. ; SYROVATSKII, S. I.: Cosmic Magnetobremstrahlung (synchrotron Radiation). In: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 3 (1965), S. 297–+. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.001501>. – DOI 10.1146/annurev.aa.03.090165.001501

### **Ginzburg u. Syrovatskii 1969**

GINZBURG, V. L. ; SYROVATSKII, S. I.: Developments in the Theory of Synchrotron Radiation and its Reabsorption. In: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 7 (1969),

S. 375–+. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.07.090169.002111>. – DOI 10.1146/annurev.aa.07.090169.002111

**Giommi et al. 2006**

GIOMMI, P. ; BLUSTIN, A. J. ; CAPALBI, M. ; ET AL.: Swift and infra-red observations of the blazar 3C 454.3 during the giant X-ray flare of May 2005. In: *Astron. Astrophys.* 456 (2006), September, S. 911–916. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20064874>. – DOI 10.1051/0004-6361:20064874

**Giommi et al. 2000**

GIOMMI, P. ; PADOVANI, P. ; PERLMAN, E.: Detection of exceptional X-ray spectral variability in the TeV BL Lac 1ES 2344+514. 317 (2000), Oktober, S. 743–749. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03353.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.2000.03353.x

**Gordovskyy et al. 2010**

GORDOVSKYY, M. ; BROWNING, P. K. ; VEKSTEIN, G. E.: Particle acceleration in a transient magnetic reconnection event. In: *Astron. Astrophys.* 519 (2010), September, S. A21+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200913569>. – DOI 10.1051/0004-6361/200913569

**Greenstein 1963**

GREENSTEIN, J. L.: Red-Shift of the Unusual Radio Source: 3C 48. In: *Nature* 197 (1963), März, S. 1041–1042. <http://dx.doi.org/10.1038/1971041a0>. – DOI 10.1038/1971041a0

**Greisen 1966**

GREISEN, K.: End to the Cosmic-Ray Spectrum? In: *Physical Review Letters* 16 (1966), April, S. 748–750. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.748>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.16.748

**Gu et al. 2001**

GU, M. ; CAO, X. ; JIANG, D. R.: On the masses of black holes in radio-loud quasars. 327 (2001), November, S. 1111–1115. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04795.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.2001.04795.x

**Gurzadian u. Ozernoi 1980**

GURZADIAN, V. G. ; OZERNOI, L. M.: Accretion and radiation spectrum of the gas



debris of a star disrupted by the tidal forces of a massive black hole. In: *Astron. Astrophys.* 86 (1980), Juni, S. 315–320

### **Hardee 1986**

HARDEE, P. E.: Helical twisting on an adiabatically expanding jet. II - Spatial growth. In: *Astrophys. J.* 303 (1986), April, S. 111–118. <http://dx.doi.org/10.1086/164057>. – DOI 10.1086/164057

### **Hardee 2011**

HARDEE, P. E.: The stability of astrophysical jets. In: G. E. ROMERO, R. A. SUNYAEV, & T. BELLONI (Hrsg.): *IAU Symposium* Bd. 275, 2011, S. 41–49

### **Hartman et al. 1999**

HARTMAN, R. C. ; BERTSCH, D. L. ; BLOOM, S. D. ; ET AL.: The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. In: *Astrophys. J.* 123 (1999), Juli, S. 79–202. <http://dx.doi.org/10.1086/313231>. – DOI 10.1086/313231

### **Hartman et al. 1993**

HARTMAN, R. C. ; BERTSCH, D. L. ; DINGUS, B. L. ; ET AL.: EGRET detection of high-energy gamma radiation from the OVV quasar 3C 454.3. In: *Astrophys. J., Lett.* 407 (1993), April, S. L41–L44. <http://dx.doi.org/10.1086/186801>. – DOI 10.1086/186801

### **Hartman et al. 1992**

HARTMAN, R. C. ; BERTSCH, D. L. ; FICHTEL, C. E. ; ET AL.: Detection of high-energy gamma radiation from quasar 3C 279 by the EGRET telescope on the Compton Gamma Ray Observatory. In: *Astrophys. J., Lett.* 385 (1992), Januar, S. L1–L4. <http://dx.doi.org/10.1086/186263>. – DOI 10.1086/186263

### **Hartman et al. 2001a**

HARTMAN, R. C. ; BÖTTCHER, M. ; ALDERING, G. ; ET AL.: Multiepoch Multiwavelength Spectra and Models for Blazar 3C 279. In: *Astrophys. J.* 553 (2001), Juni, S. 683–694. <http://dx.doi.org/10.1086/320970>. – DOI 10.1086/320970

### **Hartman et al. 2001b**

HARTMAN, R. C. ; VILLATA, M. ; BALONEK, T. J. ; ET AL.: Day-Scale Variability of 3C 279 and Searches for Correlations in Gamma-Ray, X-Ray, and Optical Bands.

In: *Astrophys. J.* 558 (2001), September, S. 583–589. <http://dx.doi.org/10.1086/322462>. – DOI 10.1086/322462

**Haungs et al. 2004**

HAUNGS, A. ; ANTONI, T. ; APEL, W. D. ; ET AL.: Astrophysics of the Knee in the Cosmic Ray Energy Spectrum. In: *Acta Physica Polonica B* 35 (2004), Januar, S. 331–+

**Hauser u. Dwek 2001**

HAUSER, M. G. ; DWEK, E.: The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications. In: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 39 (2001), S. 249–307. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.astro.39.1.249>. – DOI 10.1146/annurev.astro.39.1.249

**Hawking 1974**

HAWKING, S. W.: Black hole explosions? In: *Nature* 248 (1974), März, S. 30–31. <http://dx.doi.org/10.1038/248030a0>. – DOI 10.1038/248030a0

**Heitler 1954**

HEITLER, W. ; HEITLER, W. (Hrsg.): *Quantum theory of radiation*. 1954

**Hermesen et al. 1993**

HERMSEN, W. ; AARTS, H. J. M. ; BENNETT, K. ; ET AL.: COMPTEL detections of the quasars 3C 273 and 3C 279. 97 (1993), Januar, S. 97–100

**HESS u. Fermi-LAT collaborations 2009**

HESS ; FERMI-LAT COLLABORATIONS: Simultaneous observations of PKS 2155–304 with H.E.S.S., Fermi, RXTE and ATOM: spectral energy distributions and variability in a low state. In: *ArXiv e-prints* (2009), März

**Hess 1912**

HESS, V. F.: Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. In: *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912), S. 1084–1091

**Hidalgo u. Polnarev 2009**

HIDALGO, J. C. ; POLNAREV, A. G.: Probability of primordial black hole formation and its dependence on the radial profile of initial configurations. In: *Physical Review*

D 79 (2009), Februar, Nr. 4, S. 044006–+. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.79.044006>. – DOI 10.1103/PhysRevD.79.044006

### Hill u. Lilly 1991

HILL, G. J. ; LILLY, S. J.: A change in the cluster environments of radio galaxies with cosmic epoch. In: *Astrophys. J.* 367 (1991), Januar, S. 1–18. <http://dx.doi.org/10.1086/169597>. – DOI 10.1086/169597

### Hillas

HILLAS, A. M.: In: *Ann. Rev. Astron. Astrophys. J.* 345, L67 S

### Hillas 2004

HILLAS, A. M.: Where do  $10^{19}$  eV cosmic rays come from? In: *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 136 (2004), November, S. 139–146. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2004.10.004>. – DOI 10.1016/j.nuclphysbps.2004.10.004

### Hoffmeister 1929

HOFFMEISTER, C.: 354 neue Veränderliche. In: *Astronomische Nachrichten* 236 (1929), September, S. 233–+

### Hofmann u. HESS Collaboration 2003

HOFMANN, W. ; HESS COLLABORATION: Status of the H.E.S.S. Project. In: *International Cosmic Ray Conference* Bd. 5, 2003, S. 2811–+

### Holman u. Pesses 1983

HOLMAN, G. D. ; PESSES, M. E.: Solar type II radio emission and the shock drift acceleration of electrons. In: *Astrophys. J.* 267 (1983), April, S. 837–843. <http://dx.doi.org/10.1086/160918>. – DOI 10.1086/160918

### Homan u. MOJAVE 2004

HOMAN, D. ; MOJAVE: VLBA Circular Polarization Observations of 133 AGN. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts* Bd. 36, 2004, S. 1389–+

### Hörandel 2004

HÖRANDEL, J. R.: Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays. In: *Astroparticle Physics* 21 (2004), Juni, S. 241–265. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.01.004>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2004.01.004

### Hörandel 2010

HÖRANDEL, J. R.: Cosmic rays at the highest energies. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 64 (2010), April, S. 351–359. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnnp.2009.12.047>. – DOI 10.1016/j.pnnp.2009.12.047

### Hörandel et al. 2005

HÖRANDEL, J. R. ; APEL, W. D. ; BADEA, F. ; ET AL.: Galactic cosmic rays and the knee - Results from the KASCADE experiment. In: T. BULIK, B. RUDAK, & G. MADEJSKI (Hrsg.): *Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation* Bd. 801, 2005, S. 72–79

### Hümmer et al. 2010

HÜMMER, S. ; RÜGER, M. ; SPANIER, F. ; WINTER, W.: Simplified Models for Photohadronic Interactions in Cosmic Accelerators. In: *Astrophys. J.* 721 (2010), September, S. 630–652. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/721/1/630>. – DOI 10.1088/0004-637X/721/1/630

### Hutter u. Spanier 2011

HUTTER, A. ; SPANIER, F.: The beaming of external Compton emission. In: *Advances in Space Research* 48 (2011), Oktober, S. 1415–1420. <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2011.06.033>. – DOI 10.1016/j.asr.2011.06.033

### Hutter 2010

HUTTER, Anne: *Compton-Streuung in aktiven Galaxienkernen: Lösung der winkelabhängigen Streuung*. Würzburg, Julius-Maximilians-Universität, Masterarbeit, November 2010

### Iafrate et al. 2010

IAFRATE, G. ; LONGO, F. ; D'AMMANDO, F.: Fermi LAT further detection of a GeV flare from low redshift source PKS 0521-36. In: *The Astronomer's Telegram* 2683 (2010), Juni, S. 1–+

### Inoue u. Totani 2009

INOUE, Y. ; TOTANI, T.: The Blazar Sequence and the Cosmic Gamma-ray Background Radiation in the Fermi Era. In: *Astrophys. J.* 702 (2009), September, S. 523–536. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/702/1/523>. – DOI 10.1088/0004-637X/702/1/523

**Ivascenko u. Spanier 2011**

IVASCENKO, A. ; SPANIER, F.: Semi-analytical model of cosmic ray electron transport. In: *Astrophysics and Space Sciences Transactions* 7 (2011), Juli, S. 265–269. <http://dx.doi.org/10.5194/astra-7-265-2011>. – DOI 10.5194/astra-7-265-2011

**Jauch u. Rohrlich 1959**

JAUCH, J. M. ; ROHRLICH, F.: *The Theory of Photons and Electrons*. Addison-Wesley, Massachusetts, 1959

**Jauch u. Rohrlich 1976**

JAUCH, J. M. ; ROHRLICH, F.: *The theory of photons and electrons. The relativistic quantum field theory of charged particles with spin one-half*. Texts and Monographs in Physics, New York: Springer, 1976, 2nd ed., 1976

**Jones 1968**

JONES, F. C.: Calculated Spectrum of Inverse-Compton-Scattered Photons. In: *Physical Review* 167 (1968), März, S. 1159–1169. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.167.1159>. – DOI 10.1103/PhysRev.167.1159

**Jorstad u. Marscher 2001**

JORSTAD, S. G. ; MARSCHER, A. P.: Connection Between Parsec-Scale Jet Properties and Gamma-Ray Emission of Blazars. In: B. M. PETERSON, R. W. POGGE, & R. S. POLIDAN (Hrsg.): *Probing the Physics of Active Galactic Nuclei* Bd. 224, 2001, S. 255–+

**Jorstad et al. 2011**

JORSTAD, S. G. ; MARSCHER, A. P. ; AGUDO, I. ; HARRISON, B.: Analysis of Parsec-Scale Jet Behavior of a Sample of Blazars during High Gamma-Ray States. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts no. 218*, 2011, S. 327.06–+

**Kadler et al. 2011**

KADLER, M. ; BOECK, M. ; TOSTI, G. ; THOMPSON, D.: Gamma-ray Properties of extragalactic jets from the TANAMI and MOJAVE samples, 2011

**Kafatos u. Leiter 1979**

KAFATOS, M. ; LEITER, D.: Penrose pair production as a power source of quasars

and active galactic nuclei. In: *Astrophys. J.* 229 (1979), April, S. 46–52. <http://dx.doi.org/10.1086/156928>. – DOI 10.1086/156928

**Kataoka et al. 2000**

KATAOKA, J. ; TAKAHASHI, T. ; MAKINO, F. ; INOUE, S. ; MADEJSKI, G. M. ; TASHIRO, M. ; URRY, C. M. ; KUBO, H.: Variability Pattern and the Spectral Evolution of the BL Lacertae Object PKS 2155-304. In: *Astrophys. J.* 528 (2000), Januar, S. 243–253. <http://dx.doi.org/10.1086/308154>. – DOI 10.1086/308154

**Katarzyński et al. 2008**

KATARZYŃSKI, K. ; LENAIN, J.-P. ; ZECH, A. ; BOISSON, C. ; SOL, H.: Modelling rapid TeV variability of PKS2155-304. 390 (2008), Oktober, S. 371–376. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13753.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2008.13753.x

**Kellermann et al. 2007**

KELLERMANN, K. I. ; KOVALEV, Y. Y. ; LISTER, M. L. ; HOMAN, D. C. ; KADLER, M. ; COHEN, M. H. ; ROS, E. ; ZENSUS, J. A. ; VERMEULEN, R. C. ; ALLER, M. F. ; ALLER, H. D.: Doppler boosting, superluminal motion, and the kinematics of AGN jets. In: *Astrophys. Space. Sci.* 311 (2007), Oktober, S. 231–239. <http://dx.doi.org/10.1007/s10509-007-9622-5>. – DOI 10.1007/s10509-007-9622-5

**Kellermann et al. 2003**

KELLERMANN, K. I. ; LISTER, M. L. ; HOMAN, D. C. ; ROS, E. ; ZENSUS, J. A. ; COHEN, M. H. ; RUSSO, M. ; VERMEULEN, R. C.: Superluminal Motion and Relativistic Beaming in Blazar Jets. In: L. O. TAKALO & E. VALTAOJA (Hrsg.): *High Energy Blazar Astronomy* Bd. 299, 2003, S. 117–+

**Kelner u. Aharonian 2008**

KELNER, S. R. ; AHARONIAN, F. A.: Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at interactions of relativistic protons with low energy radiation. In: *Physical Review D* 78 (2008), August, Nr. 3, S. 034013–+. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.78.034013>. – DOI 10.1103/PhysRevD.78.034013

**Kelner et al. 2006**

KELNER, S. R. ; AHARONIAN, F. A. ; BUGAYOV, V. V.: Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high

energy regime. In: *Physical Review D* 74 (2006), August, Nr. 3, S. 034018–+. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.74.034018>. – DOI 10.1103/PhysRevD.74.034018

#### **Kennefick et al. 2007**

KENNEFICK, J. ; BURSICK, S. ; STEWART, A.: Spectroscopy of Moderate Redshift Quasar Candidates Selected with 2MASS and DPOSS. In: *NOAO Proposal ID no. 2007B-0384*, 2007, S. 384–+

#### **Kerr 1963**

KERR, R. P.: Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics. In: *Physical Review Letters* 11 (1963), September, S. 237–238. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.11.237>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.11.237

#### **Kido 2011**

KIDO, E.: Large scale anisotropy of UHECRs for the Telescope Array. In: H. SAGAWA, Y. KAWASAKI, T. SAKO, M. TAKEDA, & Y. TSUNESADA (Hrsg.): *American Institute of Physics Conference Series* Bd. 1367, 2011, S. 189–192

#### **Kirk u. Mastichiadis 1992**

KIRK, J. G. ; MASTICHIADIS, A.: X-ray flares from runaway pair production in active galactic nuclei. In: *Nature* 360 (1992), November, S. 135–137. <http://dx.doi.org/10.1038/360135a0>. – DOI 10.1038/360135a0

#### **Kirk u. Mochol 2011**

KIRK, J. G. ; MOCHOL, I.: Charge-starved, Relativistic Jets and Blazar Variability. In: *Astrophys. J.* 729 (2011), März, S. 104–+. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/729/2/104>. – DOI 10.1088/0004-637X/729/2/104

#### **Kirk et al. 1998**

KIRK, J. G. ; RIEGER, F. M. ; MASTICHIADIS, A.: Particle acceleration and synchrotron emission in blazar jets. In: *Astron. Astrophys.* 333 (1998), Mai, S. 452–458

#### **Kneiske et al. 2004**

KNEISKE, T. M. ; BRETZ, T. ; MANNHEIM, K. ; HARTMANN, D. H.: Implications of cosmological gamma-ray absorption. II. Modification of gamma-ray spectra. In: *Astron. Astrophys.* 413 (2004), Januar, S. 807–815. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20031542>. – DOI 10.1051/0004-6361:20031542

**Kneiske u. Dole 2008**

KNEISKE, T. M. ; DOLE, H.: A strict lower-limit EBL Applications on gamma-ray absorption. In: F. A. AHARONIAN, W. HOFMANN, & F. RIEGER (Hrsg.): *American Institute of Physics Conference Series* Bd. 1085, 2008, S. 620–623

**Kniffen et al. 1993**

KNIFFEN, D. A. ; BERTSCH, D. L. ; FICHTEL, C. E. ; ET AL.: Time variability in the gamma-ray emission of 3C 279. In: *Astrophys. J.* 411 (1993), Juli, S. 133–136. <http://dx.doi.org/10.1086/172813>. – DOI 10.1086/172813

**Kondo et al. 1981**

KONDO, Y. ; WORRALL, D. M. ; MUSHOTZKY, R. F. ; HACKNEY, R. L. ; HACKNEY, K. R. H. ; OKE, J. B. ; YEE, H. K. C. ; NEUGEBAUER, G. ; MATTHEWS, K. ; FELDMAN, P. A. ; BROWN, R. L.: Quasi-simultaneous observations of BL Lac object MRK 501 in X-ray, UV, visible, IR, and radio frequencies. In: *Astrophys. J.* 243 (1981), Februar, S. 690–699. <http://dx.doi.org/10.1086/158637>. – DOI 10.1086/158637

**Koopmans et al. 2009**

KOOPMANS, L. V. E. ; BARNABE, M. ; BOLTON, A. ; BRADAC, M. ; CIOTTI, L. ; CONGDON, A. ; CZOSKE, O. ; DYE, S. ; DUTTON, A. ; ELLIASDOTTIR, A. ; EVANS, E. ; FASSNACHT, C. D. ; JACKSON, N. ; KEETON, C. ; LASIO, J. ; MOUSTAKAS, L. ; MENEGHETTI, M. ; MYERS, S. ; NIPOTI, C. ; SUYU, S. ; VAN DE VEN, G. ; VEGETTI, S. ; WUCKNITZ, O. ; ZHAO, H.-S.: Strong Gravitational Lensing as a Probe of Gravity, Dark-Matter and Super-Massive Black Holes. In: *astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey* Bd. 2010, 2009, S. 159–+

**Krasnopolsky et al. 1999**

KRASNOPOLSKY, R. ; LI, Z.-Y. ; BLANDFORD, R.: Magnetocentrifugal Launching of Jets from Accretion Disks. I. Cold Axisymmetric Flows. In: *Astrophys. J.* 526 (1999), Dezember, S. 631–642. <http://dx.doi.org/10.1086/308023>. – DOI 10.1086/308023

**Krawczynski et al. 2002**

KRAWCZYNSKI, H. ; COPPI, P. S. ; AHARONIAN, F.: Time-dependent modelling of the Markarian 501 X-ray and TeV gamma-ray data taken during 1997 March



and April. 336 (2002), November, S. 721–735. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05750.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.2002.05750.x

### **Lagage u. Cesarsky 1983**

LAGAGE, P. O. ; CESARSKY, C. J.: The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. In: *Astron. Astrophys.* 125 (1983), September, S. 249–257

### **Lähteenmäki u. Valtaoja 1999**

LÄHTEENMÄKI, A. ; VALTAOJA, E.: Total Flux Density Variations in Extragalactic Radio Sources. III. Doppler Boosting Factors, Lorentz Factors, and Viewing Angles for Active Galactic Nuclei. In: *Astrophys. J.* 521 (1999), August, S. 493–501. <http://dx.doi.org/10.1086/307587>. – DOI 10.1086/307587

### **Lamb et al. 1991**

LAMB, R. C. ; AKERLOF, C. W. ; CAWLEY, M. F. ; COLOMBO, E. ; FEGAN, D. J. ; HILLAS, A. M. ; KWOK, P. W. ; LANG, M. J. ; LEWIS, D. A. ; MACOMB, D. J.: Observations of TeV photons at the Whipple Observatory. In: J. MATTHEWS (Hrsg.): *High Energy Gamma Ray Astronomy* Bd. 220, 1991, S. 47–64

### **Lamer u. Wagner 1998**

LAMER, G. ; WAGNER, S. J.: Markarian 501 in X-ray bright state - RXTE observations. In: *Astron. Astrophys.* 331 (1998), März, S. L13–L16

### **Landt et al. 2004**

LANDT, H. ; PADOVANI, P. ; PERLMAN, E. S. ; GIOMMI, P.: A physical classification scheme for blazars. 351 (2004), Juni, S. 83–100. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07750.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2004.07750.x

### **Laor 2000**

LAOR, A.: On Black Hole Masses and Radio Loudness in Active Galactic Nuclei. In: *Astrophys. J., Lett.* 543 (2000), November, S. L111–L114. <http://dx.doi.org/10.1086/317280>. – DOI 10.1086/317280

### **Larionov et al. 2008**

LARIONOV, V. M. ; JORSTAD, S. G. ; MARSCHER, A. P. ; ET AL.: Results of WEBT, VLBA and RXTE monitoring of 3C 279 during 2006-2007. In: *Astron. Astrophys.* 492 (2008), Dezember, S. 389–400. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:200810937>. – DOI 10.1051/0004-6361:200810937

**Ledden et al. 1981**

LEDDEEN, J. E. ; ODELL, S. L. ; STEIN, W. A. ; WISNIEWSKI, W. Z.: The spectral flux distribution of the candidate BL Lacertae object 1218 + 304 /identically equal to 2A 1219 + 305/. In: *Astrophys. J.* 243 (1981), Januar, S. 47–52. <http://dx.doi.org/10.1086/158565>. – DOI 10.1086/158565

**Lehoucq et al. 2009**

LEHOUCQ, R. ; CASSÉ, M. ; CASANDJIAN, J.-M. ; GRENIER, I.: New constraints on the primordial black hole number density from Galactic  $\gamma$ -ray astronomy. In: *Astron. Astrophys.* 502 (2009), Juli, S. 37–43. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200911961>. – DOI 10.1051/0004-6361/200911961

**Lerche u. Schlickeiser 1985**

LERCHE, I. ; SCHLICKEISER, R.: An explanation of the secondary-to-primary ratio in galactic cosmic radiation - No contradiction with continuous Fermi acceleration. In: *Astron. Astrophys.* 151 (1985), Oktober, S. 408–420

**LeVeque 1996**

LEVEQUE, Randall J.: *Numerical Methods for Conservation Laws*. 2. Birkhäuser Verlag, Berlin, 1996

**Lin et al. 1996**

LIN, Y. C. ; BERTSCH, D. L. ; DINGUS, B. L. ; ET AL.: EGRET observations of BL Lacertae objects with redshifts below 0.2. 120 (1996), Dezember, S. C499+

**Linford et al. 2011**

LINFORD, J. ; TAYLOR, G. B. ; ROMANI, R. ; READHEAD, A. C. S. ; REEVES, R. ; RICHARDS, J. L. ; HELMBOLDT, J. F.: Observations Of Gamma-ray Loud Blazars With The VLBA At 5 GHz. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts no. 217* Bd. 43, 2011, S. 142.44+

**Lister 2001**

LISTER, M. L.: Relativistic Beaming and Flux Variability in Active Galactic Nuclei. In: *Astrophys. J.* 561 (2001), November, S. 676–683. <http://dx.doi.org/10.1086/323528>. – DOI 10.1086/323528

**Lister 2006**

LISTER, M. L.: Structure and Evolution of Blazar Jets: Recent Results from VLBI

Surveys. In: H. R. MILLER, K. MARSHALL, J. R. WEBB, & M. F. ALLER (Hrsg.): *Blazar Variability Workshop II: Entering the GLAST Era* Bd. 350, 2006, S. 139–+

### **Livio 2009**

In: LIVIO, M.: *Astrophysical Jets*. 2009, S. 3–9

### **Lynden-Bell 1969**

LYNDEN-BELL, D.: Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. In: *Nature* 223 (1969), August, S. 690–694. <http://dx.doi.org/10.1038/223690a0>. – DOI 10.1038/223690a0

### **Mannheim 1993**

MANNHEIM, K.: The proton blazar. In: *Astron. Astrophys.* 269 (1993), März, S. 67–76

### **Mantovani u. Kus 2004**

MANTOVANI, F. (Hrsg.) ; KUS, A. (Hrsg.): *The Role of VLBI in Astrophysics, Astrometry and Geodesy*. 2004

### **Marcha et al. 1996**

MARCHA, M. J. M. ; BROWNE, I. W. A. ; IMPEY, C. D. ; SMITH, P. S.: Optical spectroscopy and polarization of a new sample of optically bright flat radio spectrum sources. 281 (1996), Juli, S. 425–448

### **Mariotti u. MAGIC Collaboration 2010**

MARIOTTI, M. ; MAGIC COLLABORATION: Discovery of Very High Energy Gamma-Ray Emission from B3 2247+381 by MAGIC. In: *The Astronomer's Telegram* 2910 (2010), Oktober, S. 1–+

### **Marscher u. Jorstad 2011**

MARSCHER, A. P. ; JORSTAD, S. G.: The Megaparsec-scale X-ray Jet of The BL Lac Object OJ287. In: *Astrophys. J.* 729 (2011), März, S. 26–+. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/729/1/26>. – DOI 10.1088/0004-637X/729/1/26

### **Marscher et al. 2008**

MARSCHER, A. P. ; JORSTAD, S. G. ; D'ARCANGELO, F. D. ; SMITH, P. S. ;

WILLIAMS, G. G. ; ET AL.: The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to- $\gamma$ -ray outburst. In: *Nature* 452 (2008), April, S. 966–969. <http://dx.doi.org/10.1038/nature06895>. – DOI 10.1038/nature06895

**Marscher et al. 2010**

MARSCHER, A. P. ; JORSTAD, S. G. ; LARIONOV, V. M. ; ET AL.: Probing the Inner Jet of the Quasar PKS 1510-089 with Multi-Waveband Monitoring During Strong Gamma-Ray Activity. In: *Astrophys. J., Lett.* 710 (2010), Februar, S. L126–L131. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/710/2/L126>. – DOI 10.1088/2041-8205/710/2/L126

**Massaro et al. 2008**

MASSARO, F. ; GIOMMI, P. ; TOSTI, G. ; CASSETTI, A. ; NESCI, R. ; PERRI, M. ; BURROWS, D. ; GEREHLS, N.: Swift observations of IBL and LBL objects. In: *Astron. Astrophys.* 489 (2008), Oktober, S. 1047–1054. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:200809824>. – DOI 10.1051/0004-6361:200809824

**Mastichiadis 2011**

MASTICHIADIS, A.: *THE TIME-DEPENDENT ONE-ZONE HADRONIC MODEL*. 2011. – Slides of a talk given at the HEPRO III conference, June 27 – July 1, 2011, Barcelona

**Mastichiadis u. Kirk 1995**

MASTICHIADIS, A. ; KIRK, J. G.: Self-consistent particle acceleration in active galactic nuclei. In: *Astron. Astrophys.* 295 (1995), März, S. 613–+

**Mastichiadis et al. 2005**

MASTICHIADIS, A. ; PROTHEROE, R. J. ; KIRK, J. G.: Spectral and temporal signatures of ultrarelativistic protons in compact sources. I. Effects of Bethe-Heitler pair production. In: *Astron. Astrophys.* 433 (2005), April, S. 765–776. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20042161>. – DOI 10.1051/0004-6361:20042161

**Matthiae 2008**

MATTHIAE, G.: The Auger Experiment Status and Results. In: M. BARONE, A. GADDI, C. LEROY, L. PRICE, P.-G. RANCOITA, & R. RUCHTI (Hrsg.): *Astroparticle, Particle and Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications*, 2008, S. 229–238

**Maximon 1968**

MAXIMON, L. C.: In: *J. Res. Natl. Bur. Stand. (U.S.)* (1968), 79 S

**McDowell et al. 1989**

MCDOWELL, J. C. ; ELVIS, M. ; WILKES, B. J. ; WILLNER, S. P. ; OEY, M. S. ; POLOMSKI, E. ; BECHTOLD, J. ; GREEN, R. F.: Weak bump quasars. In: *Astrophys. J., Lett.* 345 (1989), Oktober, S. L13–L16. <http://dx.doi.org/10.1086/185540>. – DOI 10.1086/185540

**McKinney 2005**

MCKINNEY, J. C.: Jet Formation in Black Hole Accretion Systems I: Theoretical Unification Model. In: *ArXiv Astrophysics e-prints* (2005), Juni

**Meyer et al. 2011**

MEYER, E. T. ; FOSSATI, G. ; GEORGANOPOULOS, M. ; LISTER, M. L.: From the Blazar Sequence to the Blazar Envelope: Revisiting the Relativistic Jet Dichotomy in Radio-loud Active Galactic Nuclei. In: *Astrophys. J.* 740 (2011), Oktober, S. 98. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/740/2/98>. – DOI 10.1088/0004-637X/740/2/98

**Michel 2011**

MICHEL, Aron: *Modellierung der Multiwellenlängenemission des Quasars 3C 454.3*. Würzburg, Julius-Maximilians-Universität, Bachelorarbeit, Oktober 2011

**Mizuno et al. 2008**

MIZUNO, Y. ; HARDEE, P. E. ; NISHIKAWA, K.-I.: 3D Relativistic MHD Simulations of Magnetized Spine-Sheath Relativistic Jets. In: T. A. RECTOR & D. S. DE YOUNG (Hrsg.): *Extragalactic Jets: Theory and Observation from Radio to Gamma Ray* Bd. 386, 2008, S. 410–+

**Morgan et al. 2008**

MORGAN, C. W. ; KOCHANEK, C. S. ; DAI, X. ; MORGAN, N. D. ; FALCO, E. E.: X-Ray and Optical Microlensing in the Lensed Quasar PG 1115+080. In: *Astrophys. J.* 689 (2008), Dezember, S. 755–761. <http://dx.doi.org/10.1086/592767>. – DOI 10.1086/592767

**Morrison 1956**

MORRISON, P.: Solar Origin of Cosmic-Ray Time Variations. In: *Physical Review* 101

(1956), Februar, S. 1397–1404. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.101.1397>.  
– DOI 10.1103/PhysRev.101.1397

**Morrison et al. 1954**

MORRISON, P. ; OLBERT, S. ; ROSSI, B.: The Origin of Cosmic Rays. In: *Physical Review* 94 (1954), April, S. 440–453. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.94.440>.  
– DOI 10.1103/PhysRev.94.440

**Moskalenko et al. 2002**

MOSKALENKO, I. ; JONES, F. ; PTUSKIN, V. ; STRONG, A. ; MASHNIK, S.: Propagation Model for Cosmic Ray Species in the Galaxy. In: *34th COSPAR Scientific Assembly* Bd. 34, 2002

**Motz et al. 1969**

MOTZ, J. W. ; OLSEN, H. A. ; KOCH, H. W.: Pair Production by Photons. In: *Reviews of Modern Physics* 41 (1969), Oktober, S. 581–639. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.41.581>.  
– DOI 10.1103/RevModPhys.41.581

**Mücke et al. 2000a**

MÜCKE, A. ; ENGEL, R. ; RACHEN, J. P. ; PROTHEROE, R. J. ; STANEV, T.: Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics. In: *Computer Physics Communications* 124 (2000), Februar, S. 290–314. [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(99\)00446-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(99)00446-4).  
– DOI 10.1016/S0010-4655(99)00446-4

**Mücke et al. 2000b**

MÜCKE, A. ; ENGEL, R. ; RACHEN, J. P. ; PROTHEROE, R. J. ; STANEV, T.: SOPHIA-Simulations of PhotoHadronic Interactions in Astrophysics. In: *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 80 (2000), Januar, S. C809+

**Mücke u. Protheroe 2001**

MÜCKE, A. ; PROTHEROE, R. J.: A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501. In: *Astroparticle Physics* 15 (2001), März, S. 121–136. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505\(00\)00141-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505(00)00141-9).  
– DOI 10.1016/S0927-6505(00)00141-9

**Mücke et al. 2003**

MÜCKE, A. ; PROTHEROE, R. J. ; ENGEL, R. ; RACHEN, J. P. ; STANEV, T.: BL

Lac objects in the synchrotron proton blazar model. In: *Astroparticle Physics* 18 (2003), März, S. 593–613. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505\(02\)00185-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505(02)00185-8). – DOI 10.1016/S0927-6505(02)00185-8

**Mufson et al. 1984**

MUFSON, S. L. ; HUTTER, D. J. ; HACKNEY, K. R. ; HACKNEY, R. L. ; URRY, C. M. ; MUSHOTZKY, R. F. ; KONDO, Y. ; WISNIEWSKI, W. Z. ; ALLER, H. D. ; ALLER, M. F.: Coordinated multifrequency observations of the BL Lacertae objects MRK 180 and MRK 501. In: *Astrophys. J.* 285 (1984), Oktober, S. 571–579. <http://dx.doi.org/10.1086/162531>. – DOI 10.1086/162531

**Ng 2004**

NG, J.: The Physics of Jets from Laboratory Experiments. In: *APS April Meeting Abstracts* (2004), Mai, S. 3005–+

**Nieppola et al. 2006**

NIEPPOLA, E. ; TORNIKOSKI, M. ; VALTAOJA, E.: Spectral energy distributions of a large sample of BL Lacertae objects. In: *Astron. Astrophys.* 445 (2006), Januar, S. 441–450. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20053316>. – DOI 10.1051/0004-6361:20053316

**Nishikawa et al. 2008**

NISHIKAWA, K.-I. ; HARDEE, P. ; MIZUNO, Y. ; MEDVEDEV, M. ; HARTMANN, D. ; FISHMAN, G.: Relativistic Particle-In-Cell Simulations of Particle Acceleration in Relativistic Jets. In: *37th COSPAR Scientific Assembly Bd. 37*, 2008, S. 2232–+

**Nobukawa et al. 2011**

NOBUKAWA, M. ; RYU, S. G. ; TSURU, T. G. ; KOYAMA, K.: New Evidence for High Activity of the Supermassive Black Hole in our Galaxy. In: *Astrophys. J., Lett.* 739 (2011), Oktober, S. L52+. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/739/2/L52>. – DOI 10.1088/2041-8205/739/2/L52

**Ogle et al. 2011**

OGLE, P. M. ; WEHRLE, A. E. ; BALONEK, T. ; GURWELL, M. A.: Blazar 3C 454.3 in Outburst and Quiescence during 2005-2007: Two Variable Synchrotron Emission Peaks. 195 (2011), August, S. 19–+. <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/195/2/19>. – DOI 10.1088/0067-0049/195/2/19

**Oke u. Gunn 1974**

OKE, J. B. ; GUNN, J. E.: The Distance of BL Lacertae. In: *Astrophys. J., Lett.* 189 (1974), April, S. L5+. <http://dx.doi.org/10.1086/181450>. – DOI 10.1086/181450

**Pacciani et al. 2010**

PACCIANI, L. ; VITTORINI, V. ; TAVANI, M. ; ET AL.: The 2009 December Gamma-ray Flare of 3C 454.3: The Multifrequency Campaign. In: *Astrophys. J., Lett.* 716 (2010), Juni, S. L170–L175. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/716/2/L170>. – DOI 10.1088/2041-8205/716/2/L170

**Padovani u. Giommi 1995**

PADOVANI, P. ; GIOMMI, P.: A Sample-Oriented Catalogue of BL-Lacertae Objects. 277 (1995), Dezember, S. 1477–+

**Padovani u. Urry 1992**

PADOVANI, P. ; URRY, C. M.: Luminosity functions, relativistic beaming, and unified theories of high-luminosity radio sources. In: *Astrophys. J.* 387 (1992), März, S. 449–457. <http://dx.doi.org/10.1086/171098>. – DOI 10.1086/171098

**Paravac 2009**

PARAVAC, Aleksander: *AGN-Modellierung mit Hilfe des Synchrotron Self Compton Modells und dessen Erweiterung um Paarerzeugung und Paarvernichtung*. Würzburg, Bayerische Julius-Maximilians-Universität, Diplomarbeit, März 2009

**Parizot et al. 2006**

PARIZOT, E. ; MARCOWITH, A. ; BALLEST, J. ; GALLANT, Y. A.: Observational constraints on energetic particle diffusion in young supernovae remnants: amplified magnetic field and maximum energy. In: *Astron. Astrophys.* 453 (2006), Juli, S. 387–395. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20064985>. – DOI 10.1051/0004-6361:20064985

**Peacock 1999**

PEACOCK, John A.: *Cosmological Physics*. Cambridge University Press. New York 1999., 1999



**Penrose 1969**

PENROSE, R.: Gravitational Collapse: the Role of General Relativity. In: *Nuovo Cimento Rivista Serie 1* (1969), S. 252–+

**Perley et al. 1984**

PERLEY, R. A. ; DREHER, J. W. ; COWAN, J. J.: The jet and filaments in Cygnus A. In: *Astrophys. J.* 285 (1984), Oktober, S. L35–L38. <http://dx.doi.org/10.1086/184360>. – DOI 10.1086/184360

**Petropoulou u. Mastichiadis 2011**

PETROPOULOU, M. ; MASTICHIADIS, A.: Implications of automatic photon quenching on compact gamma-ray sources. In: *Astron. Astrophys.* 532 (2011), August, S. A11+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201116763>. – DOI 10.1051/0004-6361/201116763

**Pian et al. 2001**

PIAN, E. ; CHIAPPETTI, L. ; GIOMMI, P. ; ET AL.: BeppoSAX observations of markarian 501 in June 1999. In: *X-ray Astronomy: Stellar Endpoints, AGN, and the Diffuse X-ray Background* 599 (2001), Dezember, S. 866–869. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1434762>. – DOI 10.1063/1.1434762

**Pian et al. 1998**

PIAN, E. ; VACANTI, G. ; TAGLIAFERRI, G. ; GHISELLINI, G. ; MARASCHI, L. ; TREVES, A. ; URRY, M. ; FIORE, F. ; GIOMMI, P. ; PALAZZI, E. ; CHIAPPETTI, L. ; SAMBRUNA, R. M.: BeppoSAX Observations of Unprecedented Synchrotron Activity in the BL Lacertae Object Markarian 501. In: *Astrophys. J., Lett.* 492 (1998), Januar, S. L17+. <http://dx.doi.org/10.1086/311083>. – DOI 10.1086/311083

**Piner u. Edwards 2004**

PINER, B. G. ; EDWARDS, P. G.: The Parsec-Scale Structure and Jet Motions of the TeV Blazars 1ES 1959+650, PKS 2155-304, and 1ES 2344+514. In: *Astrophys. J.* 600 (2004), Januar, S. 115–126. <http://dx.doi.org/10.1086/379769>. – DOI 10.1086/379769

**Piran u. Shaham 1977**

PIRAN, T. ; SHAHAM, J.: Upper bounds on collisional Penrose processes near rotating black-hole horizons. In: *Physical Review D* 16 (1977), September, S. 1615–

1635. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.16.1615>. – DOI 10.1103/PhysRevD.16.1615

**Pohl 2002**

POHL, M.: *Einfuehrung in die Hochenergieastrophysik*. Shaker Verlag, Aachen, 2002

**Ponz et al. 2011**

PONZ, D. ; CONTRERAS, J. L. ; IBARRA, A. ; DE LA CALLE, I. ; PUERTO-GIMÉNEZ, I.: The Cherenkov Telescope Array: The Project and the Challenges. In: I. N. EVANS, A. ACCOMAZZI, D. J. MINK, & A. H. ROTS (Hrsg.): *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX* Bd. 442, 2011, S. 251–+

**Prantzos 2010**

PRANTZOS, N.: Origin of cosmic rays and evolution of spallogenic nuclides Li, Be and B. In: C. CHARBONNEL, M. TOSI, F. PRIMAS, & C. CHIAPPINI (Hrsg.): *IAU Symposium* Bd. 268, 2010, S. 473–482

**Press 2002**

PRESS, W. H.: *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing*. Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing by William H. Press. xxviii, 1,002 p. : ill. ; 26 cm. Includes bibliographical references and index. ISBN : 0521750334, 2002

**Primack et al. 2005**

PRIMACK, J. R. ; BULLOCK, J. S. ; SOMERVILLE, R. S.: Observational Gamma-ray Cosmology. In: F. A. AHARONIAN, H. J. VÖLK, & D. HORNS (Hrsg.): *High Energy Gamma-Ray Astronomy* Bd. 745, 2005, S. 23–33

**Protheroe u. Clay 2004**

PROTHEROE, R. J. ; CLAY, R. W.: Ultra High Energy Cosmic Rays. In: *Publications of the Astronomical Society of Australia* 21 (2004), S. 1–22. <http://dx.doi.org/10.1071/AS03047>. – DOI 10.1071/AS03047

**Protheroe et al. 2003**

PROTHEROE, R. J. ; DONEA, A.-C. ; REIMER, A.: TeV  $\gamma$ -rays and cosmic rays from the nucleus of M87, a mis-aligned BL Lac object. In: *Astroparticle Physics* 19 (2003), Juli, S. 559–568. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505\(02\)00268-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505(02)00268-2). – DOI 10.1016/S0927-6505(02)00268-2

**Protheroe u. Mücke 2001**

PROTHEROE, R. J. ; MÜCKE, A.: Estimating jet power in proton blazar models. In: R. A. LAING & K. M. BLUNDELL (Hrsg.): *Particles and Fields in Radio Galaxies Conference* Bd. 250, 2001, S. 113–+

**Ptuskin 2011**

PTUSKIN, V.: Origin and Propagation of Cosmic Rays. In: F. A. AHARONIAN, W. HOFMANN, & F. M. RIEGER (Hrsg.): *American Institute of Physics Conference Series* Bd. 1381, 2011, S. 150–158

**Pushkarev et al. 2008**

PUSHKAREV, A. B. ; KOVALEV, Y. Y. ; LOBANOV, A. P.: Testing adiabatic expansion of shocks in parsec-scale jets by dual-frequency VLBI experiments. 79 (2008), S. 1170–+

**Quinn et al. 1996**

QUINN, J. ; AKERLOF, C. W. ; BILLER, S. ; ET AL.: Detection of Gamma Rays with E  $\geq$  300 GeV from Markarian 501. In: *Astrophys. J., Lett.* 456 (1996), Januar, S. L83+. <http://dx.doi.org/10.1086/309878>. – DOI 10.1086/309878

**Rafiee u. Hall 2011**

RAFIEE, A. ; HALL, P. B.: Supermassive Black Hole Mass Estimates Using Sloan Digital Sky Survey Quasar Spectra at  $0.7 < z < 2$ . 194 (2011), Juni, S. 42–+. <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/194/2/42>. – DOI 10.1088/0067-0049/194/2/42

**Raiteri et al. 2011**

RAITERI, C. M. ; VILLATA, M. ; ALLER, M. F. ; ET AL.: The long-lasting activity of  $\gamma$ ASTROBJ $\gamma$ 3C 454.3/ $\gamma$ ASTROBJ $\gamma$ . GASP-WEBT and satellite observations in 2008-2010. In: *Astron. Astrophys.* 534 (2011), Oktober, S. A87+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201117026>. – DOI 10.1051/0004-6361/201117026

**Raiteri et al. 2008**

RAITERI, C. M. ; VILLATA, M. ; LARIONOV, V. M. ; ET AL.: A new activity phase of the blazar  $\gamma$ ASTROBJ $\gamma$ 3C 454.3/ $\gamma$ ASTROBJ $\gamma$ . Multifrequency observations by the WEBT and XMM-Newton in 2007-2008. In: *Astron. Astrophys.* 491 (2008), Dezember, S. 755–766. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:200810869>. – DOI 10.1051/0004-6361:200810869

**Raue et al. 2010**

RAUE, M. ; BEILICKE, M. ; DAVIES, F. ; HARDEE, P. ; JUNOR, W. ; KRAWCZYNSKI, H. ; LY, C. ; MAZIN, D. ; WAGNER, R. M. ; WAGNER, S. ; WALKER, R. C.: Probing the VHE gamma-ray emission region in M 87 using VHE and 43 GHz radio observations. In: *38th COSPAR Scientific Assembly* Bd. 38, 2010, S. 2268–+

**Ravasio et al. 2002**

RAVASIO, M. ; TAGLIAFERRI, G. ; GHISELLINI, G. ; ET AL.: BL Lacertae: Complex spectral variability and rapid synchrotron flare detected with BeppoSAX. In: *Astron. Astrophys.* 383 (2002), März, S. 763–772. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20011828>. – DOI 10.1051/0004-6361:20011828

**Rees u. Sciama 1966**

REES, M. J. ; SCIAMA, D. W.: Inverse Compton Effect in Quasars. In: *Nature* 211 (1966), August, S. 805–807. <http://dx.doi.org/10.1038/211805a0>. – DOI 10.1038/211805a0

**Reimer et al. 2005**

REIMER, A. ; BÖTTCHER, M. ; POSTNIKOV, S.: Neutrino Emission in the Hadronic Synchrotron Mirror Model: The “Orphan” TeV Flare from 1ES 1959+650. In: *Astrophys. J.* 630 (2005), September, S. 186–190. <http://dx.doi.org/10.1086/431948>. – DOI 10.1086/431948

**Reimer et al. 2003**

REIMER, A. ; PROTHEROE, R. J. ; DONEA, A.-C.: M87 as a Misaligned Synchrotron-Proton Blazar. In: *International Cosmic Ray Conference* Bd. 5, 2003, S. 2631–+

**Reinthal et al. 2011**

REINTHAL, R. ; RÜGAMER, S. ; LINDFORS, E. J. ; MAZIN, D. ; STAMERRA, A. ; FOR THE MAGIC COLLABORATION ; LONGO, F. ; LUCARELLI, F. ; PITTORI, C. ; FOR THE AGILE TEAM ; LÄHTEENMÄKI, A.: Multi-Wavelength Observations of the HBL Object 1ES 1011+496 in Spring 2008. In: *ArXiv e-prints* (2011), September

**Reynoso u. Romero 2009**

REYNOSO, M. M. ; ROMERO, G. E.: Magnetic field effects on neutrino production in microquasars. In: *Astron. Astrophys.* 493 (2009), Januar, S. 1–11. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:200811004>. – DOI 10.1051/0004-6361:200811004

**Richter 2011**

RICHTER, Stephan: *Simulation von AGN-Jets mit einem orts aufgelösten SSC Schock-in-Jet-Modell.* Würzburg, Julius-Maximilians-Universität, Diplomarbeit, März 2011

**Rieger et al. 2007a**

RIEGER, F. M. ; BOSCH-RAMON, V. ; DUFFY, P.: Fermi acceleration in astrophysical jets. In: *Astrophys. Space. Sci.* 309 (2007), Juni, S. 119–125. <http://dx.doi.org/10.1007/s10509-007-9466-z>. – DOI 10.1007/s10509-007-9466-z

**Rieger et al. 2007b**

RIEGER, F. M. ; BOSCH-RAMON, V. ; DUFFY, P.: Fermi acceleration in astrophysical jets. In: *Astrophys. Space. Sci.* 309 (2007), Juni, S. 119–125. <http://dx.doi.org/10.1007/s10509-007-9466-z>. – DOI 10.1007/s10509-007-9466-z

**Rieger u. Mannheim 2003**

RIEGER, F. M. ; MANNHEIM, K.: On the central black hole mass in Mkn 501. In: *Astron. Astrophys.* 397 (2003), Januar, S. 121–125. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20021482>. – DOI 10.1051/0004-6361:20021482

**Rödiger et al. 2009**

RÖDIG, C. ; BURKART, T. ; ELBRACHT, O. ; SPANIER, F.: Multiwavelength periodicity study of Markarian 501. In: *Astron. Astrophys.* 501 (2009), Juli, S. 925–932. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200911814>. – DOI 10.1051/0004-6361/200911814

**Rowan-Robinson et al. 2009**

ROWAN-ROBINSON, M. ; VALTCHANOV, I. ; NANDRA, K.: AGN dust tori: the X-ray-infrared connection. 397 (2009), August, S. 1326–1337. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15094.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2009.15094.x

**Rügamer et al. 2011**

RÜGAMER, S. ; ANGELAKIS, E. ; BASTIERI, D. ; ET AL. ; RATAN ; MOJAVE ; AGILE ; IRAM TEAMS: MAGIC and Multi-Wavelength Observations of Mrk 180 and 1ES 2344+514 in 2008. In: *ArXiv e-prints* (2011), September

**Rüger et al. 2010**

RÜGER, M. ; SPANIER, F. ; MANNHEIM, K.: Spectral modelling of 1 ES 1218+30.4.

401 (2010), Januar, S. 973–976. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15738.x> – DOI 10.1111/j.1365-2966.2009.15738.x

**Ryutov u. Remington 2000**

RYUTOV, D. D. ; REMINGTON, B. A.: Hydrodynamic Scalings: from Astrophysics to Laboratory. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts 196* Bd. 32, 2000, S. 704–+

**Rüger 2011**

RÜGER, Michael: *Ein zeitabhängiges, selbstkonsistentes hadronsch-leptonisches Strahlungsmodell zur Modellierung der Multiwellenlängenemission von Blazaren*. Würzburg, Julius-Maximilians-Universität, Doktorarbeit, März 2011

**Sambruna et al. 1996a**

SAMBRUNA, R. M. ; MARASCHI, L. ; URRY, C. M.: On the Spectral Energy Distributions of Blazars. In: *Astrophys. J.* 463 (1996), Juni, S. 444–+. <http://dx.doi.org/10.1086/177260> – DOI 10.1086/177260

**Sambruna et al. 1996b**

SAMBRUNA, R. M. ; MARASCHI, L. ; URRY, C. M.: On the Spectral Energy Distributions of Blazars. In: H. R. MILLER, J. R. WEBB, & J. C. NOBLE (Hrsg.): *Blazar Continuum Variability* Bd. 110, 1996, S. 450–+

**Sauty et al. 2002**

SAUTY, C. ; TSINGANOS, K. ; TRUSSONI, E.: Jet Formation and Collimation. In: A. W. GUTHMANN, M. GEORGANOPOULOS, A. MARCOWITH, & K. MANOLAKOU (Hrsg.): *Relativistic Flows in Astrophysics* Bd. 589, 2002, S. 41–+

**Scarpa u. Falomo 1997**

SCARPA, R. ; FALOMO, R.: Are high polarization quasars and BL Lacertae objects really different? A study of the optical spectral properties. In: *Astron. Astrophys.* 325 (1997), September, S. 109–123

**Schlickeiser 1984**

SCHLICKEISER, R.: An explanation of abrupt cutoffs in the optical-infrared spectra of non-thermal sources. A new pile-up mechanism for relativistic electron spectra. In: *Astron. Astrophys.* 136 (1984), Januar, S. 227–236

**Schlickeiser 2002**

SCHLICKEISER, R.: *Cosmic ray astrophysics*. Astronomy and Astrophysics Library; Physics and Astronomy Online Library. Berlin: Springer. ISBN 3-540-66465-3, 2002, XV + 519 pp., 2002

**Schwarzschild 1916**

SCHWARZSCHILD, K.: On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein's Theory. In: *Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin,1907* (1916), S. 189–196

**Shibata u. Uchida 1986**

SHIBATA, K. ; UCHIDA, Y.: Formation of astrophysical jets by a contracting magnetic accretion disk. In: *Astrophys. Space. Sci.* 118 (1986), Januar, S. 443–447. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00651165>. – DOI 10.1007/BF00651165

**Sironi u. Spitkovsky 2011**

SIRONI, L. ; SPITKOVSKY, A.: Acceleration of Particles at the Termination Shock of a Relativistic Striped Wind. In: *Astrophys. J.* 741 (2011), November, S. 39–+. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/741/1/39>. – DOI 10.1088/0004-637X/741/1/39

**Sokolsky 2008**

SOKOLSKY, P.: Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment and the Pierre Auger Observatory. In: *Modern Physics Letters A* 23 (2008), S. 1290–1300. <http://dx.doi.org/10.1142/S0217732308027667>. – DOI 10.1142/S0217732308027667

**Sokolsky u. for the HiRes Collaboration 2010**

SOKOLSKY, P. ; FOR THE HiRES COLLABORATION: Final Results from the High Resolution Fly's Eye (HiRes) Experiment. In: *ArXiv e-prints* (2010), Oktober

**Spanier u. Weidinger 2011**

SPANIER, F. ; WEIDINGER, M.: Hadronic Modeling of AGN Variability. In: *International Journal of Modern Physics D* (2011). – Accepted for Publication in Int. J. Mod. Phys. D

**Spanier u. Wisniewski 2011**

SPANIER, F. ; WISNIEWSKI, M.: Simulation of Charged Particle Diffusion in MHD

plasmas. In: *Astrophysics and Space Sciences Transactions* 7 (2011), Januar, S. 21–27. <http://dx.doi.org/10.5194/astra-7-21-2011>. – DOI 10.5194/astra-7-21-2011

**Stanev 2010**

STANEV, T.: Ultra high energy cosmic rays: A review. In: *ArXiv e-prints* (2010), November

**Stawarz u. Kirk 2007**

STAWARZ, Ł. ; KIRK, J. G.: Automatic Quenching of High-Energy  $\gamma$ -Ray Sources by Synchrotron Photons. In: *Astrophys. J., Lett.* 661 (2007), Mai, S. L17–L20. <http://dx.doi.org/10.1086/518417>. – DOI 10.1086/518417

**Stickel et al. 1993**

STICKEL, M. ; FRIED, J. W. ; KUEHR, H.: The complete sample of 1 Jy BL Lac objects. II - Observational data. 98 (1993), Mai, S. 393–442

**Stickel et al. 1991a**

STICKEL, M. ; PADOVANI, P. ; URRY, C. M. ; FRIED, J. W. ; KUEHR, H.: The complete sample of 1 Jansky BL Lacertae objects. I - Summary properties. In: *Astrophys. J.* 374 (1991), Juni, S. 431–439. <http://dx.doi.org/10.1086/170133>. – DOI 10.1086/170133

**Stickel et al. 1991b**

STICKEL, M. ; PADOVANI, P. ; URRY, C. M. ; FRIED, J. W. ; KUEHR, H.: The complete sample of 1 Jansky BL Lacertae objects. I - Summary properties. In: *Astrophys. J.* 374 (1991), Juni, S. 431–439. <http://dx.doi.org/10.1086/170133>. – DOI 10.1086/170133

**Striani et al. 2010**

STRIANI, E. ; VERCELLONE, S. ; TAVANI, M. ; ET AL.: The Extraordinary Gamma-ray Flare of the Blazar 3C 454.3. In: *Astrophys. J.* 718 (2010), Juli, S. 455–459. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/718/1/455>. – DOI 10.1088/0004-637X/718/1/455

**Strong et al. 2009**

STRONG, A. W. ; MOSKALENKO, I. V. ; PORTER, T. A. ; JÓHANNESSON, G. ;



ORLANDO, E. ; DIGEL, S. W.: The GALPROP Cosmic-Ray Propagation Code. In: *ArXiv e-prints* (2009), Juli

**Strong et al. 2007**

STRONG, A. W. ; MOSKALENKO, I. V. ; PTUSKIN, V. S.: Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 57 (2007), November, S. 285–327. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123011>. – DOI 10.1146/annurev.nucl.57.090506.123011

**Stute et al. 2008**

STUTE, M. ; TSINGANOS, K. ; VLAHAKIS, N. ; MATSAKOS, T. ; GRACIA, J.: Stability and structure of analytical MHD jet formation models with a finite outer disk radius. In: *Astron. Astrophys.* 491 (2008), November, S. 339–351. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:200810499>. – DOI 10.1051/0004-6361:200810499

**Tavecchio et al. 2001**

TAVECCHIO, F. ; MARASCHI, L. ; PIAN, E. ; CHIAPPETTI, L. ; CELOTTI, A. ; FOS-SATI, G. ; GHISELLINI, G. ; PALAZZI, E. ; RAITERI, C. M. ; SAMBRUNA, R. M. ; TREVES, A. ; URRY, C. M. ; VILLATA, M. ; DJANNATI-ATAÏ, A.: Theoretical Implications from the Spectral Evolution of Markarian 501 Observed with BeppoSAX. In: *Astrophys. J.* 554 (2001), Juni, S. 725–733. <http://dx.doi.org/10.1086/321394>. – DOI 10.1086/321394

**The Fermi-LAT collaboration 2011**

THE FERMI-LAT COLLABORATION: The Second Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope. In: *ArXiv e-prints* (2011), August

**The Pierre AUGER Collaboration et al. 2008**

THE PIERRE AUGER COLLABORATION ; ABRAHAM, J. ; ABREU, P. ; AGLIETTA, M. ; AGUIRRE, C. ; ALLARD, D. ; ALLEKOTTE, I. ; ALLEN, J. ; ALLISON, P. ; ALVAREZ-MUÑIZ, J. ; ET AL.: Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. In: *Astroparticle Physics* 29 (2008), April, S. 188–204. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2008.01.002>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2008.01.002

**Thorne 1974**

THORNE, K. S.: Disk-Accretion onto a Black Hole. II. Evolution of the Hole. In:

*Astrophys. J.* 191 (1974), Juli, S. 507–520. <http://dx.doi.org/10.1086/152991>.  
– DOI 10.1086/152991

**Tramacere et al. 2007**

TRAMACERE, A. ; GIOMMI, P. ; MASSARO, E. ; ET AL.: SWIFT observations of TeV BL Lacertae objects. In: *Astron. Astrophys.* 467 (2007), Mai, S. 501–508. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20066226>. – DOI 10.1051/0004-6361:20066226

**Treves et al. 2002**

TREVES, A. ; CARANGELO, N. ; FALOMO, R. ; URRY, C. M. ; O'DOWD, M. ; SCARPA, R.: Host galaxies, BH Masses and Eddington Ratio of Radio-Loud AGNs. In: R. MAIOLINO, A. MARCONI, & N. NAGAR (Hrsg.): *Issues in Unification of Active Galactic Nuclei* Bd. 258, 2002, S. 303–+

**Urry 1998**

URRY, C. M.: Multiwavelength properties of blazars. In: *Advances in Space Research* 21 (1998), S. 89–100. [http://dx.doi.org/10.1016/S0273-1177\(97\)00619-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00619-4). – DOI 10.1016/S0273-1177(97)00619-4

**Urry u. Padovani 1992**

URRY, C. M. ; PADOVANI, P.: Unification of radio-loud AGN. In: S. S. HOLT, S. G. NEFF, & C. M. URRY (Hrsg.): *American Institute of Physics Conference Series* Bd. 254, 1992, S. 459–462

**Urry u. Padovani 1995**

URRY, C. M. ; PADOVANI, P.: Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. In: *Publ.. Astron. Soc. Pac.* 107 (1995), September, S. 803–+

**Urry et al. 1991**

URRY, C. M. ; PADOVANI, P. ; STICKEL, M.: Fanaroff-Riley I galaxies as the parent populations of BL Lacertae objects. III - Radio constraints. In: *Astrophys. J.* 382 (1991), Dezember, S. 501–507. <http://dx.doi.org/10.1086/170736>. – DOI 10.1086/170736

**Urry et al. 1996**

URRY, C. M. ; SAMBRUNA, R. M. ; WORRALL, D. M. ; KOLLGAARD, R. I. ; FEIGELSON, E. D. ; PERLMAN, E. S. ; STOCKE, J. T.: Soft X-Ray Properties of a Complete

Sample of Radio-selected BL Lacertae Objects. In: *Astrophys. J.* 463 (1996), Juni, S. 424–+. <http://dx.doi.org/10.1086/177259>. – DOI 10.1086/177259

**Urry 1999**

URRY, M.: BL Lac Objects and Blazars: Past, Present and Future. In: L. O. TAKALO & A. SILLANPÄÄ (Hrsg.): *BL Lac Phenomenon* Bd. 159, 1999, S. 3–+

**Veberic u. for the Pierre Auger Collaboration 2011**

VEBERIC, D. ; FOR THE PIERRE AUGER COLLABORATION: The end of the cosmic ray spectrum. In: *ArXiv e-prints* (2011), Oktober

**Véron-Cetty u. Véron 2003**

VÉRON-CETTY, M.-P. ; VÉRON, P.: A catalogue of quasars and active nuclei: 11th edition. In: *Astron. Astrophys.* 412 (2003), Dezember, S. 399–403. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20034225>. – DOI 10.1051/0004-6361:20034225

**Villata et al. 2007**

VILLATA, M. ; RAITERI, C. M. ; ALLER, M. F. ; ET AL.: The radio delay of the exceptional  $\text{jASTROBJ}_{\text{i}}3\text{C } 454.3/\text{ASTROBJ}_{\text{i}}$  outburst. Follow-up WEBT observations in 2005-2006. In: *Astron. Astrophys.* 464 (2007), März, S. L5–L9. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20066958>. – DOI 10.1051/0004-6361:20066958

**Vissani et al. 2011**

VISSANI, F. ; AHARONIAN, F. ; SAHAKYAN, N.: On the detectability of high-energy galactic neutrino sources. In: *Astroparticle Physics* 34 (2011), Mai, S. 778–783. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.01.011>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2011.01.011

**Vitells u. Gross 2011**

VITELLS, O. ; GROSS, E.: Estimating the significance of a signal in a multi-dimensional search. In: *Astroparticle Physics* 35 (2011), Dezember, S. 230–234. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.08.005>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2011.08.005

**Völk et al.**

VÖLK, H. J. ; BEREZHKO, E. G. ; KSENOFONTOV, L. T. ; ROWELL, G. P.: The high energy gamma-ray emission expected from Tycho's supernova remnant. In: *Astron. Astrophys.*

**Wagner et al. 2009**

WAGNER, R. M. ; BEILICKE, M. ; DAVIES, F. ; HARDEE, P. ; KRAWCZYNSKI, H. ; MAZIN, D. ; WALKER, R. C. ; RAUE, M. ; WAGNER, S. ; LY, C. ; JUNOR, W. ; MAGIC, f. t. ; VERITAS ; HESS COLLABORATIONS: Pinpointing the TeV gamma-ray emission region in M87 using TeV and 43 GHz radio monitoring. In: *ArXiv e-prints* (2009), Dezember

**Wagner 2001**

WAGNER, S. J.: Multiwavelength properties of Blazars. In: F. A. AHARONIAN & H. J. VÖLK (Hrsg.): *American Institute of Physics Conference Series* Bd. 558, 2001, S. 358–369

**Walker et al. 2008**

WALKER, R. C. ; LY, C. ; JUNOR, W. ; HARDEE, P. J.: A VLBA movie of the jet launch region in M87. In: *Journal of Physics Conference Series* 131 (2008), Oktober, Nr. 1, S. 012053–+. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/131/1/012053>. – DOI 10.1088/1742-6596/131/1/012053

**Ward 2000**

WARD, M. J.: Intermediate Mass Black Holes in Galaxies. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts* Bd. 32, 2000, S. 1561–+

**Wei et al. 2011**

WEI, S.-W. ; LIU, Y.-X. ; GUO, H.: Relationship between high-energy absorption cross section and strong gravitational lensing for black hole. In: *Physical Review D* 84 (2011), August, Nr. 4, S. 041501–+. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.84.041501>. – DOI 10.1103/PhysRevD.84.041501

**Weidinger et al. 2010**

WEIDINGER, M. ; RÜGER, M. ; SPANIER, F.: Modelling the steady state spectral energy distribution of the BL-Lac Object PKS 2155-30.4 using a selfconsistent SSC model. In: *Astrophysics and Space Sciences Transactions* 6 (2010), Januar, S. 1–7. <http://dx.doi.org/10.5194/astra-6-1-2010>. – DOI 10.5194/astra-6-1-2010

**Weidinger u. Spanier 2010a**

WEIDINGER, M. ; SPANIER, F.: Modeling the Emission from Blazar Jets: the Case of PKS 2155-304. In: *International Journal of Modern Physics D* 19

(2010), S. 887–892. <http://dx.doi.org/10.1142/S0218271810017159>. – DOI 10.1142/S0218271810017159

**Weidinger u. Spanier 2010b**

WEIDINGER, M. ; SPANIER, F.: Modelling the variability of 1ES1218+30.4. In: *Astron. Astrophys.* 515 (2010), Juni, S. A18+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201014299>. – DOI 10.1051/0004-6361/201014299

**Weidinger u. Spanier 2011a**

WEIDINGER, M. ; SPANIER, F.: Particle acceleration in Blazars. In: *IAU Symposium* Bd. 274, 2011, S. 263–266

**Weidinger u. Spanier 2011b**

WEIDINGER, M. ; SPANIER, F.: Variability along the Blazar-Sequence - Hints for extragalactic Cosmic Rays? In: *ArXiv e-prints* (2011), September

**Weidinger 2009**

WEIDINGER, Matthias: *Modellierung der Kurzzeitvariabilität der Abstrahlung aus Jets von AGN mit einem Zweizonen-SSC Modell*. Würzburg, Bayerische Julius-Maximilians-Universität, Masterarbeit, März 2009

**Wibig u. Wolfendale 2011**

WIBIG, T. ; WOLFENDALE, A. W.: Cosmic ray composition at the ankle in the energy spectrum. In: *Astrophysics and Space Sciences Transactions* 7 (2011), Juli, S. 275–278. <http://dx.doi.org/10.5194/astra-7-275-2011>. – DOI 10.5194/astra-7-275-2011

**Wilson et al. 1979**

WILSON, A. S. ; WARD, M. J. ; AXON, D. J. ; ELVIS, M. ; MEURS, E. J. A.: On the identification of the high-latitude X-ray source 2A 1219 + 305. 187 (1979), April, S. 109–115

**Worrall u. Wilkes 1990**

WORRALL, D. M. ; WILKES, B. J.: X-ray spectra of compact extragalactic radio sources. In: *Astrophys. J.* 360 (1990), September, S. 396–407. <http://dx.doi.org/10.1086/169130>. – DOI 10.1086/169130

**Yanasak et al. 2001**

YANASAK, N. E. ; WIEDENBECK, M. E. ; MEWALDT, R. A. ; DAVIS, A. J. ; CUMMINGS, A. C. ; GEORGE, J. S. ; LESKE, R. A. ; STONE, E. C. ; CHRISTIAN, E. R. ; VON ROSENVINGE, T. T. ; BINNS, W. R. ; HINK, P. L. ; ISRAEL, M. H.: Measurement of the Secondary Radionuclides  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ , and  $^{14}\text{C}$  and Implications for the Galactic Cosmic-Ray Age. In: *Astrophys. J.* 563 (2001), Dezember, S. 768–792. <http://dx.doi.org/10.1086/323842>. – DOI 10.1086/323842

**Yuan et al. 2009**

YUAN, F. ; LIN, J. ; WU, K. ; HO, L. C.: A magnetohydrodynamical model for the formation of episodic jets. 395 (2009), Juni, S. 2183–2188. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14673.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2009.14673.x

**Zatsepin u. Kuz'min 1966**

ZATSEPIN, G. T. ; KUZ'MIN, V. A.: Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. In: *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (1966), August, S. 78–+

**Zhang et al. 2005a**

ZHANG, S. ; COLLMAR, W. ; SCHÖNFELDER, V.: COMPTEL observations of the  $\gamma$ -ray blazars 3C 454.3 and CTA 102 during the CGRO mission. In: *Astron. Astrophys.* 444 (2005), Dezember, S. 767–775. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20053592>. – DOI 10.1051/0004-6361:20053592

**Zhang et al. 2005b**

ZHANG, Y. H. ; TREVES, A. ; CELOTTI, A. ; QIN, Y. P. ; BAI, J. M.: XMM-Newton View of PKS 2155-304: Characterizing the X-Ray Variability Properties with EPIC pn. In: *Astrophys. J.* 629 (2005), August, S. 686–699. <http://dx.doi.org/10.1086/431719>. – DOI 10.1086/431719

**Zhao et al. 2011**

ZHAO, W. ; HONG, X.-Y. ; AN, T. ; JIANG, D.-R. ; ZHAO, J.-H. ; GURVITS, L. I. ; YANG, J.: Radio structure of the blazar 1156 + 295 with sub-pc resolution. In: *Astron. Astrophys.* 529 (2011), Mai, S. A113+. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201016192>. – DOI 10.1051/0004-6361/201016192

# Publikationsliste

## Peer-Reviewed Journals

- Weidinger, M.; Rüger, M.; Spanier, F.: Modelling the steady state spectral energy distribution of the BL-Lac Object PKS 2155-304 using a selfconsistent SSC model. In: *Astrophysics and Space Sciences Transactions* 6(2010), Januar, S. 1-7.
- Weidinger, M.; Spanier, F.: Modelling the Emission from Blazar Jets: the Case of PKS 2155-304. In: *International Journal of Modern Physics D* 19(2010), S. 887-892.
- Weidinger, M.; Spanier, F.: Modelling the variability of 1 ES 1218+30.4. In: *Astronomy & Astrophysics* 515(2010), Juni, S. A18+.
- Weidinger, M.; Spanier, F.: Particle acceleration in Blazars. In: *IAU Symposium Series* Bd. 274(2011), S. 263-266
- Spanier, F.; Weidinger, M.: Hadronic Modelling of AGN Variability. In: *International Journal of Modern Physics D* Accepted for publication(2011).
- Aleksić, J.; MAGIC Collaboration; Kadenius, V.; Weidinger, M.; Buson, S.: Discovery of VHE  $\gamma$ -ray emission from the BL Lac object B3 2247+381 with the MAGIC telescopes. In: *Astronomy & Astrophysics* Accepted for publication(2011).

## Non-Reviewed Journals

- Weidinger, M.; Spanier, F.: Variability along the Blazar-Sequence - Hints for extragalactic Cosmic Rays?. *Contribution to the 32nd ICRC 2011 held in Beijing* To appear in the proceedings(2011).





# Index

- Äquipartition, 75
- 1 ES 1011+496
  - Detektion 2008, 190
  - Eddingtonleuchtkraft, 202
  - Eigenschaften, 186
  - Grundzustand, 191
  - hadronisch, 190
  - leptonisch, 187
  - Modellparameter, 191
  - Variabilität, 194
- 1 ES 1133+704, *siehe* Markarian 180
- 1 ES 1218+30.4
  - Beobachtungswinkel, 150
  - Eddingtonleuchtkraft, 148
  - Eigenschaften, 139
  - Grundzustand, 140
  - Parameter, 141
  - Variabilität, 144
- 1 ES 2344+514
  - Beobachtungswinkel, 175
  - Eddingtonleuchtkraft, 174
  - Eigenschaften, 161
  - Folgerungen, 173
  - Quasigrundzustand, 162, 170
  - Variabilität, 166
- 3+1-Dekomposition, 24
- 3C 279
  - Detektion, 215
  - Eigenschaften, 213
  - Flareszenario, 218
  - Grundzustand, 217
  - Leuchtkraft, 222
  - Modellierung, 215
  - Parameter, 216
- 3C 454.3
  - Beobachtung, 223
  - Eigenschaften, 223
  - hadronisch, 225
  - Variabilität, 228
- Absorption, 9, 12, 14
  - Absorptionsgesetz, 10
  - Absorptionskoeffizient, 9, 10
  - EBL, 11
- adaptive Integration, 119
- AGN, 29, 64
  - radiolaut, 33
  - radioleise, 33
  - Radioleuchtkraft, 38
  - Unified Model, 29
- Air-Cherenkov, 14

## Index

- Akkretion, 46
- Akkretionsrate, 242
- Akkretionsscheibe, 21, 23, 27, 31
- aktiver Galaxienkern, *siehe* AGN
- Alfven-Mode, 70
- ART, 15, 17, 20
  - Raumkrümmung, 17
  - Robertson-Walker-Metrik, 17
- Ausdehnung
  - Beschleunigungszone, 121
  - Strahlungszone, 121
- B3 2247+381
  - Beobachtungswinkel, 186
  - Eddingtonleuchtkraft, 186
  - Eigenschaften, 180
  - Flusszustände, 180
- ballistisch, 7
- BBN, 17
- Beobachtungsevidenz, 40
- Beschleunigung, *siehe* DSA
- Beschleunigungszeitskala, 107
- Beschleunigungszone, 105
- Bethe-Heitler Paarproduktion, 91
  - abgestrahlte Leistung, 94
  - Paarinjektion, 93
  - Schwellenenergie, 91
  - Wirkungsquerschnitt, 91
- BL Lac Objekt, 36
- Blandford-Znajek Mechanismus, 26
- Blazar, 14, 18, 33, 34
  - Entfernung, 41
  - Evolutionszenario, 240
  - Sequenz, 238
- Sequnez, 37
- Variabilität, 34
- Blazarübersicht, 234
- Blob, 8, 50, 72, 73
- BLR, 30, 31, 240
- Boyer-Lindquist Koordinaten, 24
- Bremsstrahlung, 76
- Bulk-Lorentzfaktor, 73
- Cauchy-Horizont, *siehe* innere Singularität
- Cepheid, 41
- CFL-Bedingung, 115
- CMB, 11, 12, 17
- Colliding Shell, 56
- Comptoneffekt, *siehe* inverse Comptonstreuung
- Crank-Nicholson Verfahren, 116
- CXB, 11
- Deltaresonanz, 54, 63, 89, 95
- Dichotomie, 236
- Diffusionskoeffizient, 106
- Diffusionsnäherung, 103
- diffusive Schockbeschleunigung, *siehe* DSA
- Dopplerfaktor, 121
- DSA, 65
- dunkle Energie, 18
- EAS, 61
- EBL, 12, 42
  - Dichte, 15
  - Minimalmodell, 13
  - Modell, 12, 14
  - Quelle, 12

- EC, 53, 80, 114
- Elektronensynchrotron, 50
- Emission, 9
  - spontane Emission, 9
- Emissionsregion
  - Magnetfeld, 44
- Energiedichte, 17
- Entfernung, 15
  - bestimmung, 15
  - kosmologisch, 15
- Ereignishorizont, 20, 23, 24
- Ergiebigkeit, *siehe* Quellfunktion
- extensive Air-Shower, *siehe* EAS
- extragalaktischer Hintergrund, *siehe* EBL
  
- Fanaroff-Riley Klasse, 30
- Fermi-I, 65, 67
  - Energiespektrum, 68
  - Spektrum, 68
- Fermi-II, 65, 68
  - Alfven-Welle, 70
  - Energiegewinn, 69
- Fluss
  - intrinsisch, 14
- Fokker-Planck Koeffizient, 103
- Fokker-Plank Gleichung, 103
- Forward in Time, 116
- Frame-Dragging, 24
- freie Paarerzeugung, *siehe* Paarerzeugung
- Friedmann, 15
  - Dichteparameter, 17
  - Gleichung, 15, 17
  - kosmologische Konstante, 17, 18
  - Materiedichte, 17
  - Modell, 15
- FSRQ, 14, 36
  - 3C 279, 213
  - 3C 454.3, 223
- Gammahorizont, 14
- Gammastrahlung, 7
- Gammastrahlungsausbruch, 11, 45
- Gesamtintensität, 8
- Gesamtleistung, 9
- Gezeitenkraft, 21
- Gleichgewichtsspektrum, 118
- Godunovs Methode, 115
- Gravitationslinse, 21
- GRB, 64, 247
- gyromagnetischer Dynamo, 27
- GZK-Cutoff, 57, 61, 63, 248
  
- Hadronendichte, 240
- hadronische Prozesse, *siehe* photohadronische Prozesse
- hadronisches Modell
  - zeitaufgelöst, 56
- Hard-Sphere Näherung, 106
- Hawking Strahlung, 20
- HBL, 14, 37
  - 1 ES 1011+496, 186
  - 1 ES 1218+30.4, 139
  - 1 ES 2344+514, 161
  - B3 2247+381, 180
  - Markarian 180, 176
  - Markarian 501, 150
  - PKS 2155-304, 127
- Hillas-Bedingung, 64
- Hubble-Konstante, 17

## Index

- Hybrid-Modell, 56, 121
- IBL, 37
  - 1 ES 1011+496, 186
  - B3 2247+381, 180
  - PKS 0521-365, 204
- Impulsdiffusionsgleichung, 104
- injizierte Elektronendichte, 120
- injizierte Protonendichte, 120
- innere Singularität, 24
- innermost stable circular orbit, *siehe* ISCO
- Integrationstechnik, 119
- intergalaktisches Magnetfeld, 7, 60, 63
- interstellares Magnetfeld, 7, 59
- inverse Comptonstreuung, 50, 78
  - Energieerhaltung, 82
  - Kinematik, 80
  - Klein-Nishina Formel, 79
  - Streurate, 82
  - Thomson-Näherung, 81
  - Verlustrate, 81
  - Winkelabhängigkeit, 82
- ISCO, 23
- Jet, 36
  - Counter-Jet, 45
  - Eigenschaften, 45
  - Emission, 32
  - Entstehung, 26, 27, 29, 46
  - Expansion, 46
  - Heavy, 55
  - hochrelativistisch, 26, 44
  - Kollimation, 46
  - Komposition, 236
  - Labor, 48
  - Leistung, 28
  - Magnetfeld, 46
  - Mikrophysik, 49
  - Modell, 48, 72
  - Plasma, 46, 110
  - relativistisch, 8, 29, 34
  - Struktur, 43, 75
- Kaskade, *siehe* Paarkaskade
- Kausalität, 44
- Kerrlösung, 24
- Kerrparameter, 24
- kinetische Gleichung, 103
  - Beschleunigungszone, 105, 108
  - Strahlungszone, 111
- Knoten, *siehe* Radioknoten
- kosmische Strahlung, 57, 249
  - Beschleunigung, 64
  - Eigenschaften, 57, 59
  - Entdeckung, 57
  - extragalaktisch, 61, 248
  - galaktisch, 59
- Isotope, 60
- Knöchel, 61, 62
- Knie, 60
- Pile-Up, 63
- Propagation, 60
- Quelle, 60
- Quellen, 247
- solar, 59
- Spektrum, 57
- UHECR, 61, 247

- kosmischer Mikrowellenhintergrund, *siehe* CMB
- Kosmologie
  - nicht-homogen, 18
- Lambert-Beer, *siehe* Absorptionsgesetz
- Lapse-Funktion, 24
- Laufzeitentfernung, 18, 19
- LBL, 14, 36
  - PKS 0521-365, 204
- leptonische Prozesse, 76
- Leuchtkraft
  - spezifisch, 9
- Leuchtkraftentfernung, 9, 19
- LHC, 61, 65
- Lichtlaufzeit, 19
- Linienelement
  - kosmologisch, 14
- Linienemission, 18, 38
- logarithmisches Gitter, 115
- MACHO, 17
- Magnetfeld, 120
  - intergalagisch, 7
  - interstellar, 7
- magnetische Rekonnektion, 65
- Makrojet, *siehe* Jet
- Markarian 180
  - Beobachtungswinkel, 180
  - Eddingtonleuchtkraft, 180
  - Eigenschaften, 176
  - Flusszustände, 176
- Markarian 501
  - Beobachtungswinkel, 161
  - Eddingtonleuchtkraft, 160
  - Eigenschaften, 150
  - Modellparameter, 154
  - Multiwellenlängenkampagne, 153
  - Variabilität, 156
- Massenverhältnis, 109
- Melrose-Näherung, 78, 94
- MHD, 34, 102
- MHD-Simulation, 49
- Mikrolensing, 21
- Mikroquasar, 45
- Minkovski-Metrik, 22
- mitbewegte Entfernung, 18
- Mkn 180, *siehe* Markarian 180
- Mkn 501, *siehe* Markarian 501
- Modellparameter, 120
- Modellspektrum, 114
- Myonen, 54
- Neutrino, 7
- Neutronenstern, 21
- NLR, 30
- Numerik, 115
- optisch dünn, 10
- optisch dick, 10
- optische Tiefe, 10, 11, 14
- Paarerzeugung, 54, 82
  - Annihilation, 87
  - Energieerhaltung, 86
  - Kaskaden, 83, 89
  - optisch dicht, 83
  - Schwellenergie, 83
  - Streugeometrie, 84
- Paarkaskade, 54, 83

## Index

- Paarproduktion
  - Näherung, 86
  - Rate, 86
- partielle Differentialgleichung, 115
- Penrose Prozess, 28
- photohadronische Prozesse, 88, 89
- Photomesonenproduktion, 54, 95
  - abgestrahlte Leistung, 101
  - Deltaresonanz, 97
  - Injektionsrate, 101
  - Multipionenproduktion, 96
  - Myon, 96
  - Näherung, 97
  - Pion, 96
  - Schwellenenergie, 96
  - Verteilungsfunktion, 100
  - Wirkungsquerschnitt, 96
- Photonenanzahldichte, 8
- Photonenverteilung, 112
- PiC-Simulation, 49
- Pionen, 54
- PKS 0521-365
  - Beobachtungswinkel, 206
  - Eigenschaften, 204
  - hadronisch, 208
  - leptonisch, 205
  - Quasigrundzustand, 204
- PKS 2155-304
  - Eigenschaften, 127
  - Grundzustand, 129
  - Modellparameter, 129
  - Variabilität, 133
- PKS2155-304
  - Eddingtonleuchtkraft, 138
- Plasma, 27
- Plasmaphysik
  - Alfven, 70
  - Plasmaturbulenz, 66
  - Plasmawolke, 69
- Poyntingfluss, 27
- pp-Wechselwirkung, 55, 90
- primordiale Nukleosynthese, 17
- Proton-Proton Interaktion, *siehe* pp-Wechselwirkung
- Protonsynchrotronstrahlung, 94
  - Rate, 95
- Pulsar, 60
- Quantenfeldtheorie, 18
- Quasar, 31
- quasilineare Näherung, 102
- Quellfunktion, 10
- Radioastronomie, 7
- Radiogalaxie, 29, 31
- Radioknoten, 46
- Radiolobe, *siehe* Radioknoten
- Radioteleskop, 43
- Rekursion, *siehe* adaptive Integration
- relativistischer Ausfluss, *siehe* Jet
- Reverberation Mapping, 42
- Ringsingularität, 25, 28
- Rotverschiebung, 14
  - gravitativ, 20
- Runaway Pairproduction, *siehe* Self-Quenching
- scheinbare Überlichtgeschwindigkeit, 40
- Schmalbandemission, *siehe* NLR
- Schock, 67
  - Kompressionsverhältnis, 68

- Normale, 66
- orthogonal, 66
- parallel, 66, 67
- Schockwelle, 46
- Welle, 67
- Schock-Driftbeschleunigung, 65
- Schockbeschleunigung, *siehe* Fermi-I
- schwarzes Loch, 20
  - mittelschwer, 22
  - Nachweis, 20
  - primordial, 21
  - rotierend, 24
  - stellar, 21
  - supermassiv, 21
- Schwarzschildkoordinaten, 22
- Schwarzschildlösung, 22
- Schwarzschildradius, 21, 23
- SED, 34
- Self-Quenching, 113
- Seyfertgalaxie, 32
- Sichtlinie, 9
  - Element, 9
- Simpsonregel, 119
- Singularität, 20
- Skalenfaktor, 15, 16, 18
  - Expansion, 16
- Skalenparameter, *siehe* Skalenfaktor, *siehe* Skalenfaktor
- SOPHIA, 97
- spektrale Energieverteilung, *siehe* SED
- Spektralindex, 68
- spezifische Intensität, 7
- spezifische Leistung, 9
- Spine-Layer, 56
- Spine-Sheath, *siehe* Spine-Layer
- spontane Emission, 9
- SSC, 14, 50, 76
  - Beschleunigung, 52
  - Elektronenenergie, 52
  - Parameter, 51
  - selbstkonsistent, 51
  - zeitabhängig, 52
- Staubtorus, 31
- stochastische Beschleunigung, *siehe* Fermi-II
- Strahlung
  - schwarz, 11
  - thermisch, 11
- Strahlungsfluss, 8
  - Kugel, 8
- Strahlungsintensität, *siehe* spezifische Intensität
- Strahlungsleistung, 8
- Strahlungsmodell, 50, 72
  - Annahmen, 74
  - Beaming, 73
  - Beschleunigungszone, 74
  - Geometrie, 72
  - hadronisch, 50
  - kinetisch, 49
  - leptonisch, 50
  - Magnetfeld, 74
  - selbstkonsistent, 49
  - Strahlungszone, 74
- Strahlungstransport
  - Gleichung, 9, 10
- Strahlungszone, 111
- Streuprozess, 11

## Index

Synchrotron-Selbst-Compton, *siehe* SSC

Synchrotronselfabsorption, 78

Synchrotronstrahlung, 77

    charakteristische Frequenz, 77

    Energieerhaltung, 78

    Erzeugungsrate, 77

    sekundär, 89

    spektrale Leistung, 77

Tabellarisierung, 119

Testteilchen-Ansatz, 68, 103

thermische Protonen, 90

Thomson Wirkungsquerschnitt, 80

Turbulenzparameter, 121

Turnover-Frequenz, 78

UHECR, 61, 63

Unified Model, 33

Universum

    Expansion, 17

    materiedominiert, 19

Upwind-Methode, *siehe* Godunovs Methode

Vakuumenergie, 18

Vierervektor, 22

Vlasov-Gleichung, 102

VLBI, 43

WIMP, 18

Zeitdilatation, 20

Zeitskalenverhältnis, 121

zentraler Grenzwertsatz, 67





# Danksagung

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Dr. Karl Mannheim für die Ermöglichung dieser Arbeit und die interessante Einführung in die Astrophysik durch seine Vorlesung sowie die interessanten Diskussionen und Anregungen während meiner Promotionszeit danken. Auch gilt mein Dank Herrn Dr. Felix Spanier für seine Betreuungsarbeit und dem Graduiertenkolleg 1147, welches mir den Besuch wichtiger internationaler Konferenzen ermöglichte um meine Ergebnisse zu Präsentieren.

Außerdem bedanke ich mich bei allen meinen Kollegen, insbesondere Herrn Alex Ivascenko für das Korrekturlesen dieser Arbeit und natürlich meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglichten.



# Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, Matthias Weidinger geboren am 07.08.1983 in Werneck, an Eides statt, diese Arbeit ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt und außer den angegeben Quellen und Hilfsmitteln keine verwendet zu haben.

Würzburg, 15.11.2011