

Detaillierte Simulationsstudie  
zur Modellierung von Supernova-Überresten  
im Gammastrahlungsbereich  
am Beispiel von RX J1713.7–3946

**Masterarbeit**

vorgelegt von

**Susanne Raab**

Tag der Abgabe: 30. März 2012

Erlangen Centre for Astroparticle Physics  
Physikalisches Institut  
Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg



1. Gutachter: Prof. Dr. Christian Stegmann
2. Gutachter: Prof. Dr. Uli Katz





NATURE SHOWS us only the tail of the lion. But I do not doubt that the lion belongs to it even though he cannot at once reveal himself because of his enormous size.

Albert Einstein





Space is big. Really big. You won't believe how  
hugely mindboggling big it really is.

(Douglas Adams, *"The Hitchhiker's Guide to the  
Galaxy"*)

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Beobachtungsinstrumente</b>	<b>11</b>
2.1	<i>Fermi</i> . . . . .	11
2.2	H.E.S.S. . . . .	14
<b>3</b>	<b>Der Supernova-Überrest RX J1713.7–3946</b>	<b>19</b>
<b>4</b>	<b>Modellierung des Spektrums</b>	<b>25</b>
4.1	Exponential Cutoff Powerlaw . . . . .	25
4.2	Dominant hadronisches ein-Zonen-Modell . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Simulation des gemessenen <math>\gamma</math>-Strahlungs-Spektrums</b>	<b>43</b>
5.1	Grundprinzip . . . . .	43
5.2	Fehlerabschätzung . . . . .	47
<b>6</b>	<b>Ergebnisse der Simulationsstudie</b>	<b>49</b>
6.1	Mittelwerte und Standardabweichungen der Parameter . . . . .	49
6.2	Korrelationskoeffizienten . . . . .	53
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>57</b>
		<b>59</b>
	<b>Anhang</b>	<b>61</b>

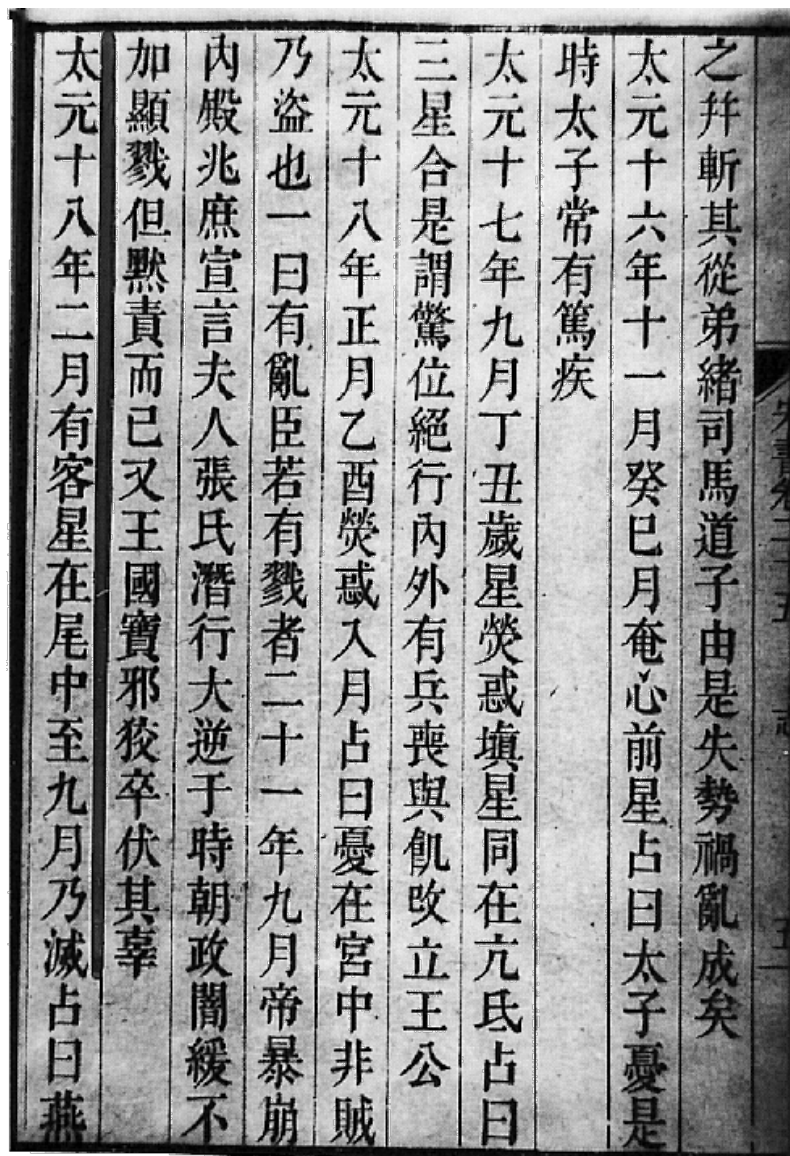


"Time is an illusion. Lunchtime doubly so."

"Very deep," said Arthur, "you should send that in to the Reader's Digest. They've got a page for people like you."

(Douglas Adams, *"The Hitchhiker's Guide to the Galaxy"*)

## 1 Einleitung



**Abbildung 1:** Auszug aus dem „Sung Shu“ (500 u.Z.). Beschreibung eines „Gast-Sterns“ im Sternbild Skorpion im Jahre 393 u.Z. [aus Wang et al., 1997].

In den Aufzeichnungen chinesischer Astronomen finden sich mehrere Objekte deren Beschreibung auf galaktische Supernovae passt wie die 3 „Gast-Sterne“ aus der zweiten Hälfte des vierten Jahrhunderts. Die Beobachtungen aus dem Jahr 393 u.Z. entsprechen wahrscheinlich der Supernova SN 393.

Nach [Wang et al. \(1997\)](#) wird diese Supernova in drei historischen Überlieferungen [[Jin Shu, 635 u.Z.](#); [Sung Shu, 500 u.Z.](#); [Wen Xian Tong Kao, 1254 u.Z.](#)] fast gleich beschrieben. In Abbildung 1 ist ein Ausschnitt aus dem [Sung Shu \(500 u.Z.\)](#) dargestellt, dessen Inhalt übersetzt lautet:

A guest star appeared within the asterism Wei during the 2nd lunar month of the 18th year of the Tai-Yuan reign period (February 27 – March 28, AD 393), and disappeared during the 9th lunar month (October 22 – November 19, AD 393).

Die beschriebene Lage des „Gast-Sterns“ passt auf den Supernova-Überrest RX J1713.7–3946, welcher Gegenstand dieser Arbeit ist. Diese räumliche Koinzidenz, sowie die gute Vereinbarkeit mit anderen Messwerten, wie der Entfernung oder dem Alter, veranlassten [Wang et al. \(1997\)](#) zur Identifikation von RX J1713.7–3946 als dem Überrest von SN 393.

Nicht nur aus dem fernen China gibt es Überlieferungen auffälliger Himmelserscheinungen. U.a. in [Ramsey \(2006\)](#) wird eine Beschreibung durch den römischen Dichter Claudius Claudianus aufgeführt, der in seinem Werk „The Fourth Consulship of Honorius“ von einem am helligten Tage sichtbaren Stern berichtet. In der Übersetzung von [Platnauer \(1922\)](#) lautet dies:

Never was the encouragement of the gods more sure, never did heaven attend with more favouring omens. Black tempest had shrouded the light in darkness and the south wind gathered thick rain-clouds, when of a sudden, so soon as the soldiers had borne thee aloft with customary shout, Phoebus scattered the clouds and at the same moment was given to thee the sceptre, to the world light. Bosphorus, freed from clouds, permits a sight of Chalcedon on the farther shore; nor is it only the vicinity of Byzantium that is bathed in brightness; the clouds are driven back and all Thrace is cleared; Pangaeus shows afar and lake Maeotis makes quiver the rays he rarely sees. 'Tis not Boreas nor yet Phoebus' warmer breath that has put the mists to flight. That light was an emperor's star. A prophetic radiance was over all things, and with thy brightness Nature laughed. Even at midday did a wondering people gaze upon a bold star ('twas clear to behold) – no dulled nor stunted beams but bright as Boötes' nightly lamp. At a strange hour its brilliance lit up the sky and its fires could be clearly seen though the moon lay hid. May be it was the Queen mother's star or the return of thy grandsire's now become a god, or may be the generous sun agreed to share the heavens with all the stars that hastened to behold thee. The meaning of those signs is now unmistakable. Clear was the prophecy of Ascanius' coming power when an aureole crowned his locks, yet harmed them not, and when the fires of fate encircled his head and played about his temples. Thy future the very fires of heaven foretell. So the young Jove, issuing from the caves of Ida, stood upon the summit of the conquered sky and received the homage of the gods whom Nature handed to his charge. The bloom of youth had not yet clothed his cheeks nor flowed there o'er his neck the curls whose stirrings were to shake the world. He was yet learning how to cleave the clouds and hurl the thunderbolt with unpractised hand.

Claudius deutete das ungewöhnliche Naturschauspiel als Omen bezüglich der Erhebung von Theodosius Sohn Honorius zum Mitkaiser, was am 23. Januar 393 u.Z. geschah.

Allerdings gibt es auch einige Ungereimtheiten bei einer Assoziation des chinesischen „Gast-Sterns“ mit den römischen Überlieferungen. Diese werden in [Fesen et al. \(2012\)](#) ausführlich diskutiert.

Claudius Beschreibung, dass der Stern mittags am Himmel zu sehen war, spricht gegen eine Lokalisation im Sternbild Skorpion, das im Frühjahr 393 u.Z. bereits vormittags unterging. Um den Jahreswechsel herum wäre das Sternbild Skorpion allerdings am Mittagshimmel zu sehen gewesen.

Eine andere mögliche Erklärung für Claudius Beobachtung ist die Venus, die am Tag der Krönung auch mittags sichtbar war.

Aber nicht nur die Geschichte wirft Rätsel auf, auch in der Gegenwart des Supernova-Überrests RX J1713.7–3946 gibt es viele spannende Fragen, die darauf warten beantwortet zu werden. In dieser Arbeit wird mittels einer modellabhängigen Simulationsstudie untersucht, wie sich eine Berücksichtigung der kürzlich veröffentlichten *Fermi*-Daten [[Abdo et al., 2011](#)] auf die Bestimmung der Modellparameter auswirkt.



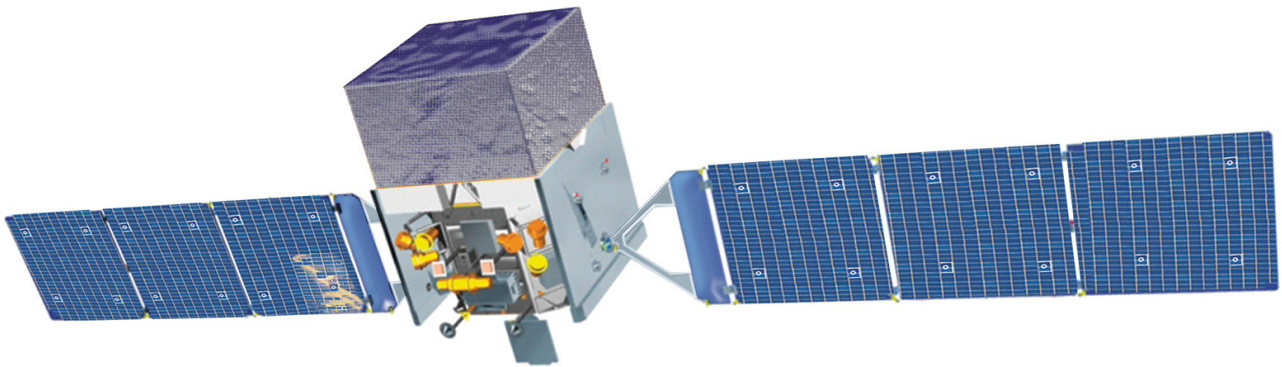
The Cosmos is all that is or ever was or ever will be. Our feeblest contemplations of the Cosmos stir us - there is a tingling in the spine, a catch in the voice, a faint sensation of a distant memory, as if we were falling from a great height. We know we are approaching the greatest of mysteries

(Carl Sagan, "Cosmos")

## 2 Beobachtungsinstrumente

### 2.1 *Fermi*

Am 11. Juni 2008 startete um 12:05:01 Uhr (EDT) eine Delta II Rakete vom amerikanischen Weltraumbahnhof Cape Canaveral. Ihre wertvolle Fracht, der Gammastrahlungs-Satellit GLAST, der nach einer Flugzeit von 75 Minuten erfolgreich seine Umlaufbahn in 585 km Höhe erreichte. Nach Abschluss der Testphase wurde er im August 2008 dem wissenschaftlichen Einsatz übergeben und zu Ehren des Kernphysikers Enrico Fermi in *Fermi* Gamma-ray Space Telescope umgetauft [vgl. [Fermi Website](#)].



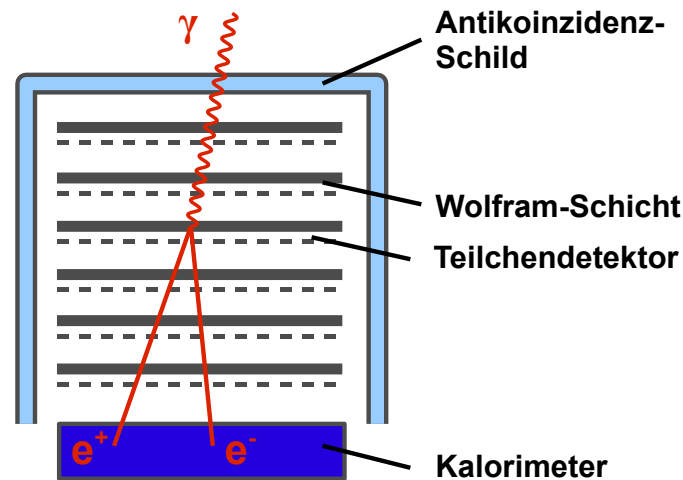
**Abbildung 2:** Darstellung des *Fermi*-Satelliten [[Fermi Website](#)].

Die wichtigsten Instrumente des *Fermi*-Satelliten sind der Gamma-ray Burst Monitor (GBM) und das Large Area Telescope (LAT), das im Folgenden genauer beschrieben wird, da seine Daten in späteren Kapiteln zum tragen kommen.

Bei LAT handelt es sich um einen Paarkonversionsdetektor der für  $\gamma$ -Strahlung im Energiebereich von 20 MeV bis ca. 300 GeV sensitiv ist. Der prinzipielle Aufbau des Detektors ist in Abbildung 3 dargestellt. Die einfallende Strahlung trifft zunächst auf den Antikoinzidenz-Schild (ACD) aus Plastiksintillatoren mit dem 99,97 % der geladenen kosmischen Strahlung herausgefiltert wird. Im Inneren befinden sich 16 Detektoren für die  $\gamma$ -Strahlung.

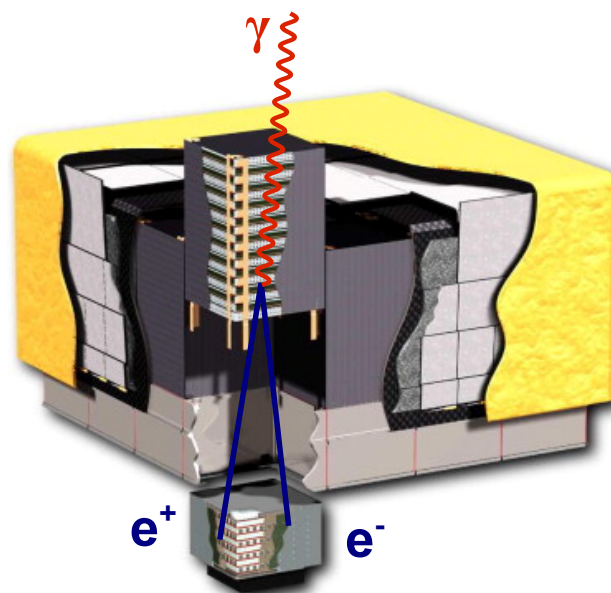
Diese sind stets nach dem gleichen Schema aufgebaut. Die  $\gamma$ -Strahlung trifft auf übereinander gestapelte Wolframschichten, in denen es, dank des großen Wirkungsquerschnittes von Wolfram, zu Paarerzeugung kommen kann. Zwischen den Wolframschichten befinden sich Siliziumdetektoren mittels derer die Trajektorien der entstandenen Elektronen und Positronen verfolgt

werden können, bevor sie letztendlich auf ein Halbleiter-Kalorimeter treffen. Dort wird die Energie der Elektronen und Positronen gemessen. Aus der gemessenen Bahn und Energie der durch Paarerzeugung entstandenen Teilchen lässt sich die Energie und Richtung der  $\gamma$ -Strahlung rekonstruieren [vgl. [Atwood et al., 2009](#)].



**Abbildung 3:** Prinzipieller Aufbau eines Paarkonversionsdetektors des Large Area Telescopes [nach [Fermi Website](#)].

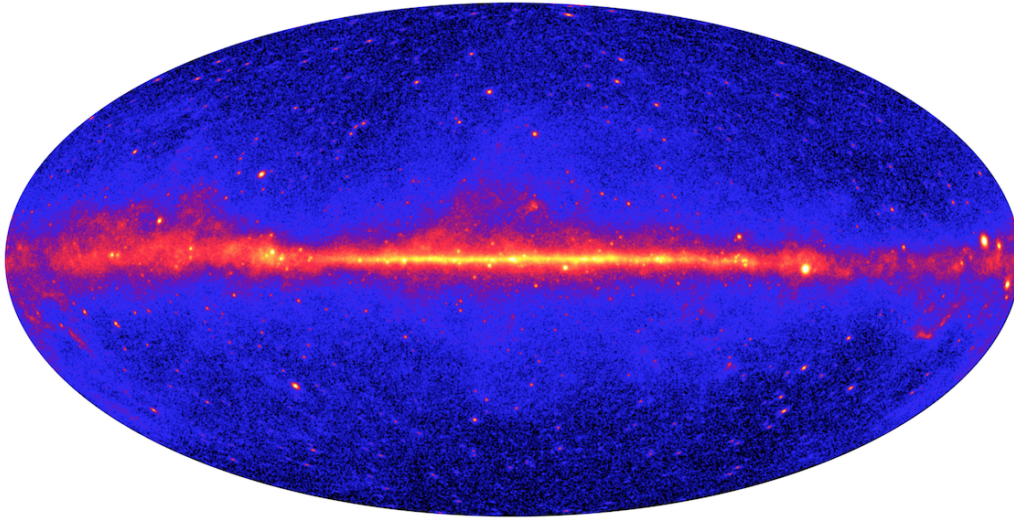
Mit dem großen Gesichtsfeld von 2,4 sr ist das LAT gut für seine Hauptaufgabe gerüstet, der systematischen Durchmusterung des Himmels im sogenannten „all-sky survey mode“. In diesem Beobachtungsmodus wird der gesamte Himmel innerhalb von 3 Stunden und zwei Orbits abgedeckt. So konnte zum einen in relativ kurzer Zeit die Sensitivität von Vorläuferinstrumenten wie EGRET übertroffen werden, zum anderen können durch das große Gesichtsfeld auch die vielen variablen Quellen gut beobachtet werden [vgl. [Abdo et al., 2010](#)].



**Abbildung 4:** Cutaway-Darstellung des Large Area Telescopes (LAT) an Bord des *Fermi*-Satelliten. Zu sehen sind die verschiedenen Komponenten aus denen sich das LAT zusammensetzt [nach [Abdo et al., 2009](#)].



Nach [Atwood et al. \(2009\)](#) beträgt die Winkelauflösung ca.  $3,5^\circ$  bei einer Energie von 100 MeV und verbessert sich bis auf  $0,1^\circ$  bei 10 GeV. Die Winkelauflösung definiert sich hierbei als 68%-Radius der Punktbild-Funktion (PSF).



**Abbildung 5:** Ergebnis der Himmelsdurchmusterung für Energien  $> 1$  GeV nach 2 Jahren Messzeit [[Fermi Website](#)].

Neben der Durchmusterung des gesamten Himmels, wie er in Abbildung 5 dargestellt ist, können mit dem LAT auch gezielt bestimmte Quellen beobachtet werden oder es kann automatisch auf Gamma-Ray Burst gerichtet werden.

## 2.2 H.E.S.S.

H.E.S.S. bezeichnet ein Array aus Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, das  $\gamma$ -Strahlung mit Energien über 100 GeV registrieren kann. Dabei ist H.E.S.S. das Akronym für „High Energy Stereoscopic System“ und zugleich eine Hommage an Victor Hess, dessen Entdeckung der kosmischen Strahlung sich in diesem Jahr zum hundertsten Mal jährt.

Das Ziel von H.E.S.S. ist u.a. die Erforschung der Herkunft und Propagation von hochenergetischen Teilchen im Universum. Als Quellen dieser Strahlung kommt dabei eine ganze Palette an galaktischen und extra-galaktischen Objekten in Frage, wie z.B. Supernova-Überreste, Galaxiencluster, aktive Galaxien, Doppelsternsysteme, Pulsare und Pulsar-Wind-Nebel.



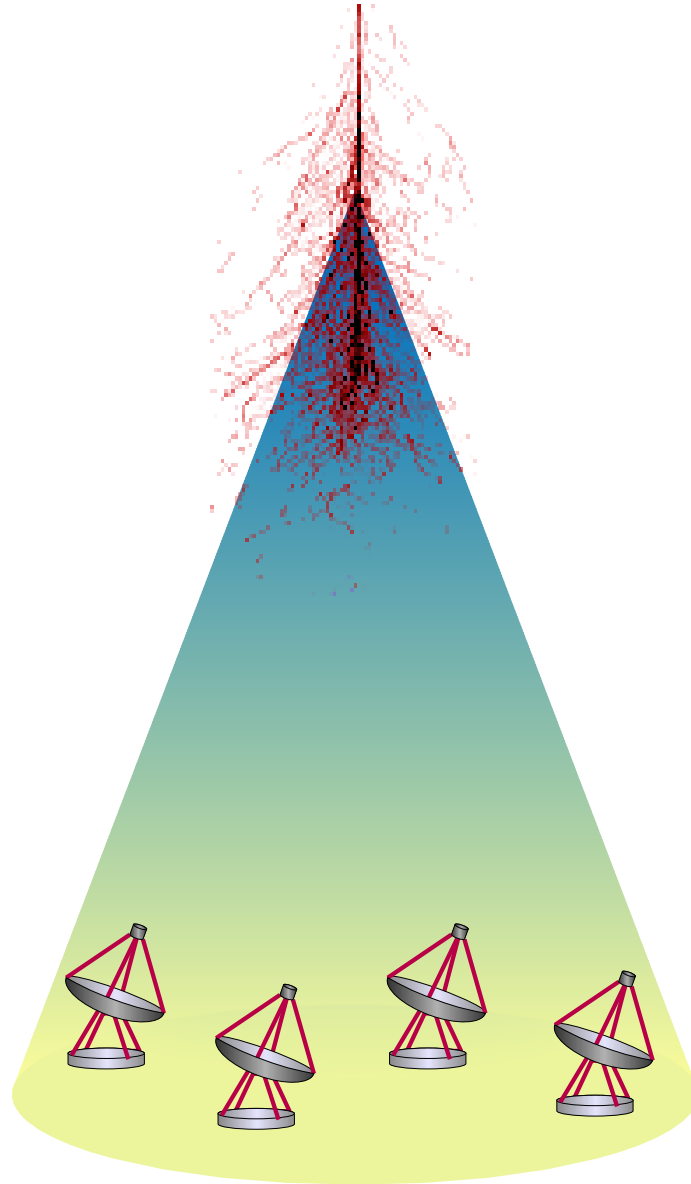
**Abbildung 6:** Photo der H.E.S.S.-Site im Khomas-Hochland in Namibia, ungefähr 100 km südwestlich von Windhoek.

Die Teleskope registrieren Licht, das bei der Wechselwirkung hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung in der Atmosphäre entsteht. Wenn ein solches Teilchen weit oben in der Atmosphäre wechselwirkt, entsteht ein ausgedehnter Schauer an energiereichen Sekundärteilchen. Wenn sich diese nun schneller als das Licht durch das Medium Atmosphäre bewegen, so emittieren sie Cherenkov-Licht.

Dieses Cherenkov-Licht ist allerdings sehr schwach, beispielweise können bei einem primären Photon mit einer Energie von 1 TeV nur ungefähr 100 Photonen/m<sup>2</sup> am Boden registriert werden, die innerhalb eines sehr kurzen Zeitfensters von einigen Nanosekunden dort eintreffen.

Um diese detektieren zu können, sind entsprechend große Sammelflächen und ein leistungsfähiges optisches System notwendig. Bei H.E.S.S. hat deshalb jedes einzelne Teleskop eine Spiegelfläche von 107 m<sup>2</sup>.

Zur Bestimmung der Charakteristika des primären Photons muss die Schauergeometrie rekonstruiert werden, was durch die stereoskopische Anordnung der Teleskope erleichtert wird.

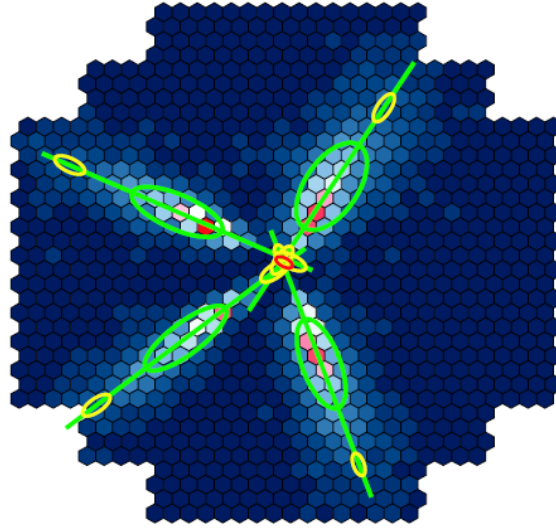


**Abbildung 7:** Schematische Darstellung zum Aufbau eines stereoskopischen Cherenkov-Teleskop-Arrays.

Die effektive Fläche  $A$  eines solchen Systems ergibt sich aus der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon$  an einem Ort integriert über das gesamte Gebiet:

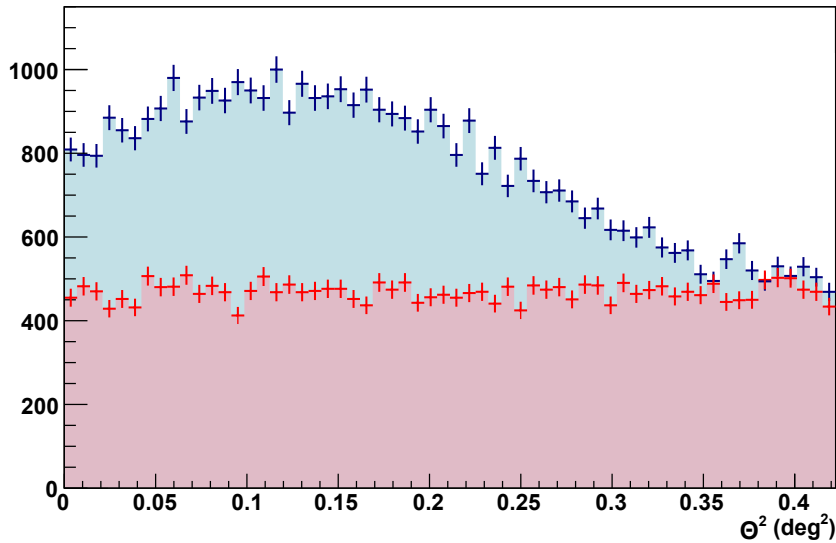
$$A(E, \theta, \delta) = \int \epsilon(\vec{r}, E, \theta, \delta) dS$$

In Abbildung 8 ist eine Illustration zum Grundprinzip der Rekonstruktion eines möglichen Ereignisses dargestellt. Aus der Orientierung der Schauerabbilder lässt sich auf die Richtung des primären Photons schließen und die Intensität ist ein Maß für die Teilchenzahl im Schauer, was wiederum proportional zur Energie des primären Teilchens ist.



**Abbildung 8:** Projektion eines simulierten Schauerabbaus bei 7 TeV von 4 Teleskopen in die Kameraebene [Berge, 2006].

Um aus der Menge der möglichen Ereignisse die für H.E.S.S. interessanten Photonen von Schauern zu trennen, die durch Hadronen aus der kosmischen Strahlung induziert wurden, gibt es verschiedene Schnitte. Diese Schnitte sind so definiert, dass sie ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erzielen.



**Abbildung 9:**  $\Theta^2$ -Darstellung von RX J1713.7–3946. In rot ist ein konstanter Untergrundanteil zu erkennen, über den sich die Quelle erhebt.

Beispiele für Schnitte, welche die Konstruierbarkeit der Ereignisse sichern, sind die maximale Distanz zum Kamerazentrum um abgeschnittene Bilder zu vermeiden oder die minimale Intensität des Schauerabbaus, die sich auf die Energieschwelle auswirkt. Zur Untergrundreduktion dienen die sogenannte „mean-reduced-scaled-width“ und „mean-reduced-scaled-length“, in denen die gemessene Geometrie der Ellipsen mit erwarteten Werten aus Simulationen verglichen wird. Die in dieser Arbeit gezeigten H.E.S.S.-Daten basieren sämtlich auf einer Analyse von RX J1713.7–3946 mit Standard-Schnitten, was z.B. eine minimale Intensität von 80 Photo-Elektronen bedeutet. Für Details vgl. Aharonian et al. (2006a) und de Naurois & Rolland (2009).

Nach Anwendung dieser Schnitte ist aber immer noch ein konstanter Hintergrundanteil vorhanden, wie z. B. in Abbildung 9 zu erkennen. Um die Daten weiter aufzubereiten ist es notwendig, diesen Hintergrund abzuschätzen. Hierzu gibt es verschiedene Ansätze.

Beim Ring Background werden die Daten aus einem Ring um das jeweilige Pixel (bei der Erstellung einer Karte) bzw. um die zentrale Quelle (bei einem Spektrum) mit denen aus dem Pixel/Quelle verglichen. Damit in diese Abschätzung nicht fälschlicherweise andere Quellen als Hintergrund eingehen, werden die Quellbereiche in der Untergrundbestimmung nicht berücksichtigt (sogenannte „Exclusion Regions“). Selbiges wird auch mit der unmittelbaren Umgebung der Quelle gemacht.

Einen komplett anderen Ansatz hierzu bietet das Template Model. Um den Untergrund abzuschätzen werden hier nicht verschiedene Regionen am Himmel betrachtet, sondern Ereignisse aus ein und derselben Region. Diese Methode eignet sich insbesondere für Quellen, bei denen wegen ihrer Größe oder Umgebung sonst keine passenden Regionen zur Hintergrundabschätzung gefunden werden können.

Für eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen Verfahren siehe [Berge et al. \(2007\)](#).

Die in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse beruhen alle auf Model++ Analysen. Diese Analysen basieren auf einem log-likelihood Vergleich zwischen dem registriertem Schauer und einem semi-analytischen Modell. Nähere Informationen hierzu in [de Naurois & Rolland \(2009\)](#).

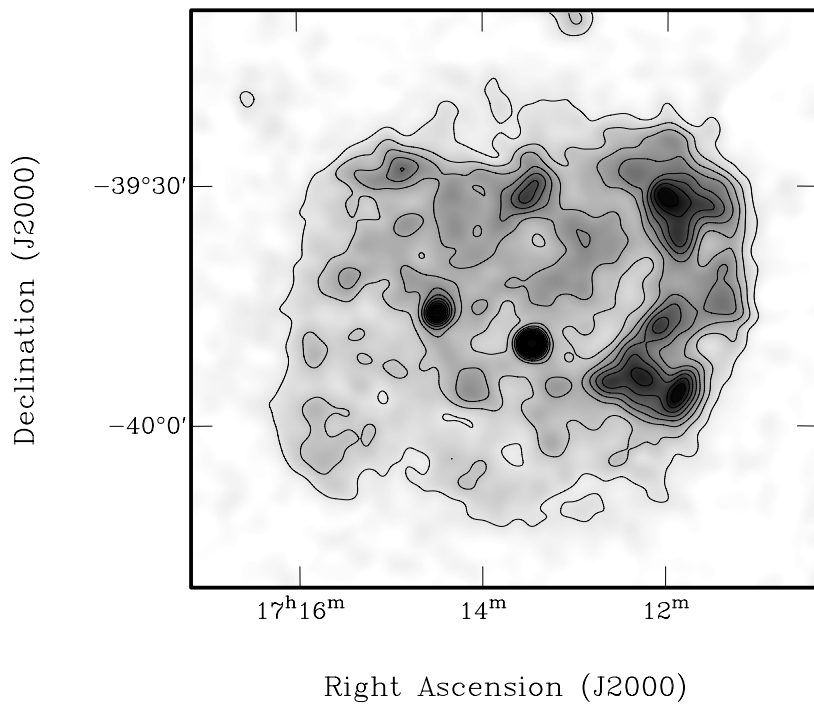


These earthly godfathers of heaven's lights  
That give a name to every fixed star  
Have no more profit of their shining nights  
Than those that walk, and wot not what they are.

(William Shakespeare, "Love's Labour's Lost")

### 3 Der Supernova-Überrest RX J1713.7–3946

Der schalenartige Supernova-Überrest RX J1713.7–3946 wurde 1996 im all-sky survey des Röntgensatelliten ROSAT entdeckt [Pfeffermann & Aschenbach, 1996]. Er befindet sich in der galaktischen Ebene bei  $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}13^{\text{m}}46^{\text{s}}$ ,  $\delta_{J2000} = -39^{\circ}44'56''$  im Sternbild Skorpion.



**Abbildung 10:** Röntgen-Beobachtung von RX J1713.7–3946 mit dem PSPC-Detektor des ROSAT-Satelliten im Energiebereich von  $(0,1 - 2,4)$  keV. Von den beiden punktförmigen Quellen im Zentralbereich ist die östliche mit einem Stern assoziiert. Konturen in  $1,15 \text{ counts arcmin}^{-2} \text{ s}^{-1}$  Schritten, beginnend bei 1,44 [Pfeffermann & Aschenbach, 1996; Abbildung aus Slane et al., 1999].

Die radiale Ausdehnung der komplexen Schalenstruktur beträgt in etwa  $0,65^\circ$ , was größer als der Durchmesser des Mondes ist.

Das Alter und die Entfernung des SNR werden noch diskutiert. Koyama et al. (1997) leiteten eine Entfernung von etwa 1 kpc und ein Alter von ca. 1 000 Jahren aus der Säulendichte von



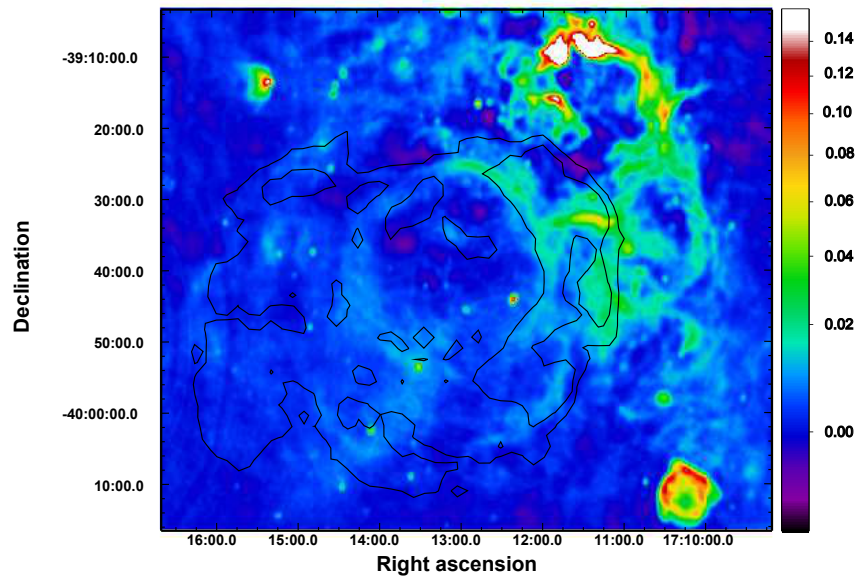
ASCA-Messungen ab. Mit dieser Annahme sind auch die Messungen von XMM-Newton und NANTEN konsistent. [Slane et al. \(1999\)](#) propagierten hingegen eine Entfernung von 6 kpc und ein damit einhergehendes Alter von 10 000 Jahren. Dieses Ergebnis basiert auf einer möglichen Verbindung zwischen RX J1713.7–3946 und einer Molekülwolke in dieser Region. Eine Entfernung von 1 kpc würde die These von [Wang et al. \(1997\)](#) stützen, wonach RX J1713.7–3946 der Überrest der Supernova SN 393 ist. Weitere CO-Messungen von [Fukui et al. \(2003\)](#) stützen ebenfalls die 1 kpc-Theorie, da hier eine Interaktion mit CO-Molekülen an der Position des Gammastrahlungs-Maximums festgestellt werden konnte.

Die ASCA-Messungen zeigten, dass es sich bei der Röntgenstrahlung um ein nicht-thermisches Kontinuum ohne erkennbare Emissionslinien handelt [[Koyama et al., 1997](#); [Slane et al., 1999](#)]. Die Radiostrahlung von RX J1713.7–3946 ist im Gegensatz dazu nur sehr schwach [[Lazendic et al., 2004](#)]. RX J0852.0–4622 ist das einzig andere bekannte Objekt, welches ähnliche Charakteristika aufweist.

Im Bereich der hochenergetischen Gammastrahlung wurde RX J1713.7–3946 zuerst im Jahr 1998 von der CANGAROO-Kollaboration detektiert [[Muraishi et al., 2000](#)].

### ATCA-Messung

Das etwa 500 km nordwestlich von Sydney gelegene Australia Telescope Compact Array (ATCA) besteht aus sechs Radioteleskopen mit einem Durchmesser von jeweils 22 Metern deren Basislinien zwischen 31 Metern und 6 Kilometern variiert werden können [[Frater et al., 1992](#)].



**Abbildung 11:** Radio-Aufnahme von RX J1713.7–3946 bei einer Frequenz von 1.4 GHz mit dem Australia Telescope Compact Array (ATCA). Die Farbskala ist in Jy/beam [[Lazendic et al., 2004](#)]. In schwarz die Konturen der XMM-Newton Beobachtung [[Acero et al., 2009](#)].

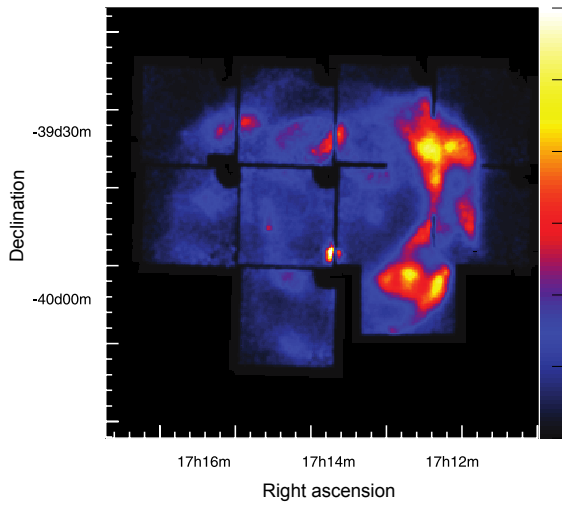
RX J1713.7–3946 wurde durch ATCA im Jahr 1998 in den Monaten Januar, März und April mit verschiedenen Antennenkonfigurationen beobachtet um eine gute uv-Abdeckung zu erzielen. Durch die große räumliche Ausdehnung des Supernova-Überrests wurde das Gesamtbild aus 10 Einzelbeobachtungen bei 1,4 und 2,5 Hz zusammengesetzt.



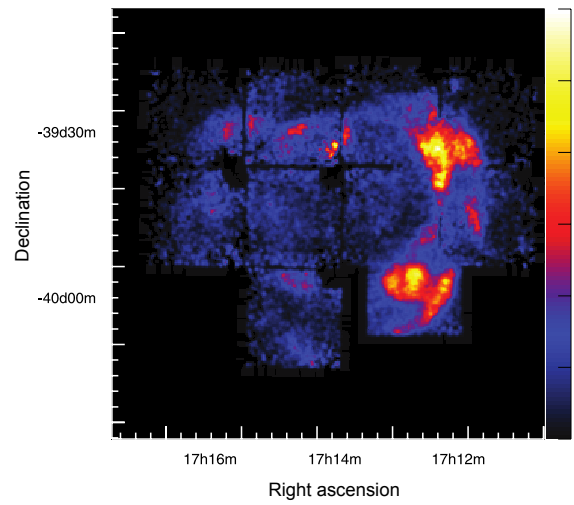
Von [Acero et al. \(2009\)](#) wurden diese Daten reanalysiert. Da mit ATCA nur Strukturen bis zu einer Größe von 25 arcmin abgebildet werden können, musste der Radiofluss der gesamten Quelle mit Hilfe zusätzlicher Messungen abgeschätzt werden. Dazu griffen [Acero et al. \(2009\)](#) auf Daten des 30 Meter Teleskops vom Argentine Institute of Radio Astronomy zurück. Dadurch ergab sich ein integrierter Fluss von 22 – 26 Jy.

### Suzaku-Beobachtung

Der nach einem Vogel der asiatischen Mythologie benannte Röntgensatellit *Suzaku* hat mehrere Detektoren an Bord, darunter das X-ray Imaging Spectrometer (XIS) und den Hard X-ray Detector (HXD) [[Mitsuda et al., 2007](#)].



**Abbildung 12:** Zählraten der *Suzaku*-Beobachtung von RX J1713.7–3946 mit dem XIS-Detektor im Energieband von 1-5 keV [[Tanaka et al., 2008](#)].



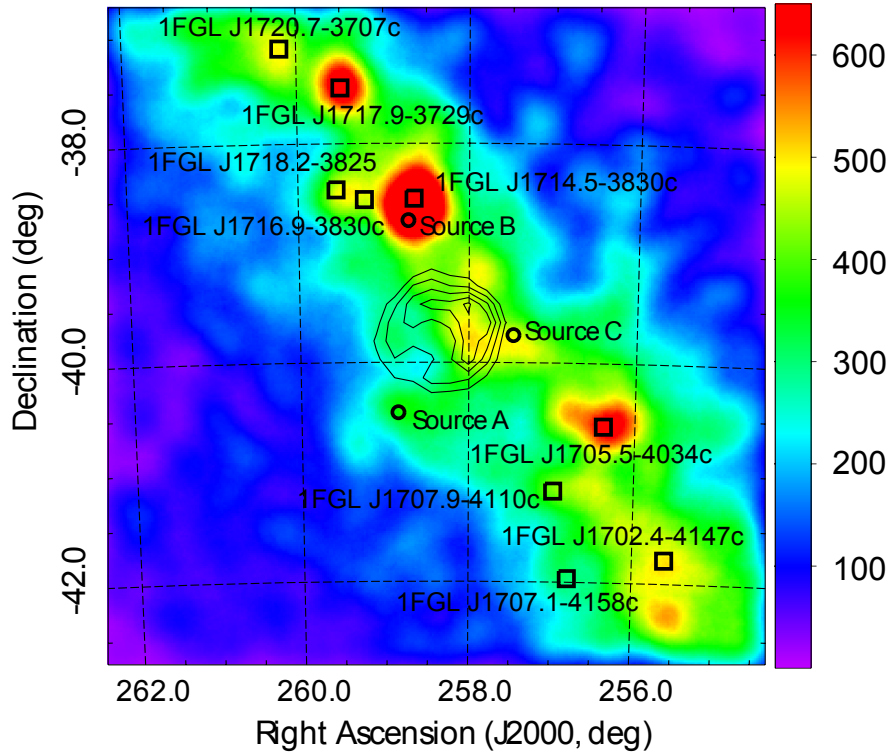
**Abbildung 13:** Zählraten der *Suzaku*-Beobachtung von RX J1713.7–3946 mit dem XIS-Detektor im Energieband von 5-10 keV [[Tanaka et al., 2008](#)].

Mit den in [Tanaka et al. \(2008\)](#) veröffentlichten 11 Einzelbeobachtungen von RX J1713.7–3946 wurde das Synchrotron-Spektrum des Supernova-Überrests im Energiebereich von 0,4 – 40 keV gemessen.

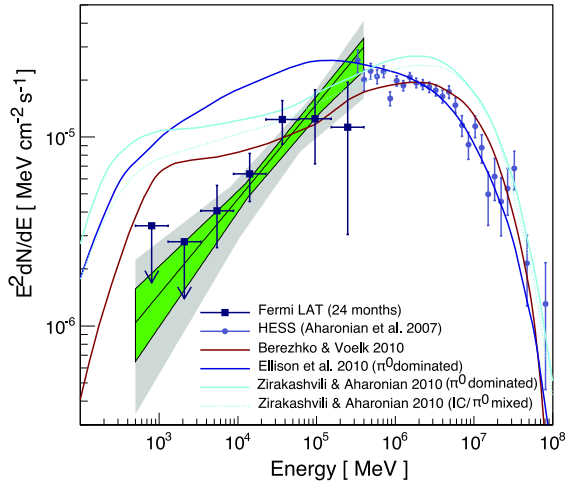
### Fermi-Messung

Erst nach zwei Jahren Messung im all-sky survey konnte [Abdo et al. \(2011\)](#) die Detektion, des in diesem Energiebereich relativ schwachen, Supernova-Überrests RX J1713.7–3946 veröffentlichen.

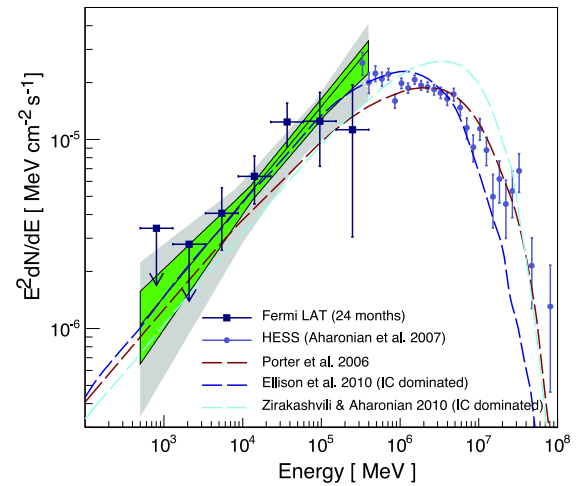
In Abbildung 14 ist eine Zählratenkarte von RX J1713.7–3946 und seiner Umgebung dargestellt. [Abdo et al. \(2011\)](#) stellte fest, dass es sich wahrscheinlich um eine ausgedehnte Quelle mit einem Radius von  $0^{\circ}55 \pm 0^{\circ}04$  handelt.



**Abbildung 14:** Zählraten der *Fermi*-LAT-Beobachtung von RX J1713.7–3946 im Energiebereich über 3 GeV. Quellen aus dem 1FGL (first *Fermi*-LAT catalog) werden durch schwarze Quadrate gekennzeichnet. Schwarze Kreise bezeichnen zusätzliche Quellen in der Untergrund-Modellierung. Farbskala in counts deg<sup>-2</sup>. [Abdo et al., 2011]. In schwarz die H.E.S.S.-Konturen [Aharonian et al., 2007a].



**Abbildung 15:** Spektrale Energieverteilung von RX J1713.7–3946 mit Datenpunkten von *Fermi* und H.E.S.S.. Zusätzlich sind dominant hadronische Modelle dargestellt, die an die TeV-Daten angepasst wurden. Die Modelle könnten um einen Faktor 0,85 verschoben sein [Abdo et al., 2011].

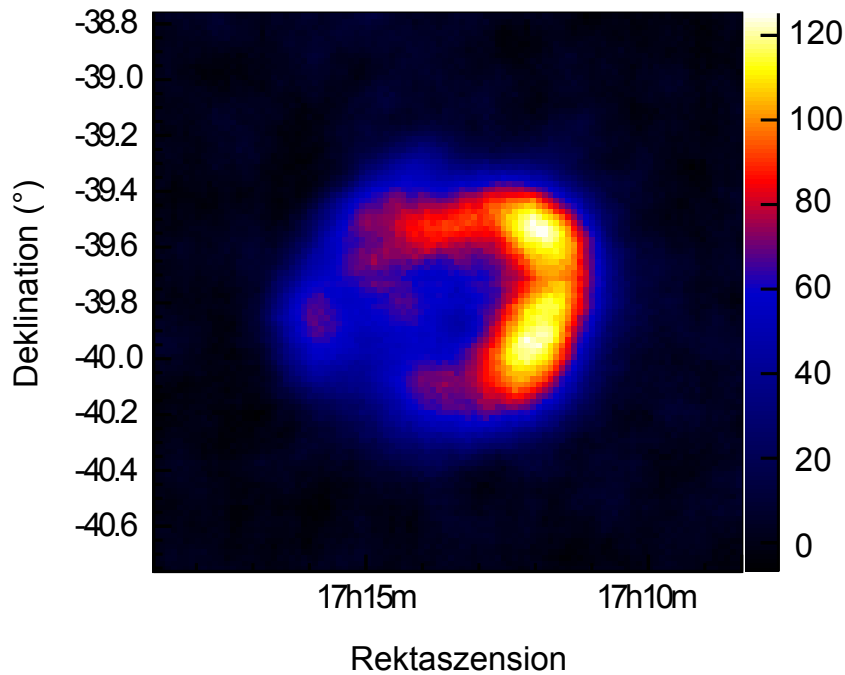


**Abbildung 16:** Spektrale Energieverteilung von RX J1713.7–3946 mit Datenpunkten von *Fermi* und H.E.S.S.. Überlagert durch ein an die TeV-Daten angepasstes dominant hadronisches Modell. Die Modelle könnten um einen Faktor 0,85 verschoben sein [Abdo et al., 2011].

Das Spektrum im *Fermi*-Energiebereich wurde als Potenzgesetz mit einem spektralen Index von  $\Gamma = 1, \pm 0,1$  gemessen. Durch einen Vergleich des gemessenen Spektrums mit Modellen die nur an die Messwerte von H.E.S.S. angepasst wurden, schloss [Abdo et al. \(2011\)](#) ein hadronisches Szenario quasi aus.

### H.E.S.S.-Beobachtung

Durch die gute Sensitivität und Winkelauflösung gelangte es H.E.S.S. bei RX J1713.7–3946 zum ersten mal die Morphologie einer  $\gamma$ -Strahlungsquelle räumlich aufzulösen [vgl. [Aharonian et al., 2006b](#)]. In Abbildung 17 sieht man deutlich die Schalenstruktur des Supernova-Überrests, dessen Radius ca.  $0,65^\circ$  beträgt.



**Abbildung 17:**  $\gamma$ -Excess Map von RX J1713.7–3946 aufgenommen von H.E.S.S.

Dieselbe Analyse, aus der die Karte in Abbildung 17 stammt, geht in den in Kapitel 4.1 gezeigten Spektrums-Fit ein. Sie umfasst insgesamt 60,2 h Beobachtungszeit und RX J1713.7–3946 hat dabei eine Signifikanz von  $\sigma = 65,4$ .



---

Nature creates unity even in the parts of a whole.

(Eugène Delacroix, *Journal* 1857)

---

## 4 Modellierung des Spektrums

### 4.1 Exponential Cutoff Powerlaw

Im Bereich der  $\gamma$ -Strahlungsastonomie werden Spektren typischerweise durch einfache analytische Funktionen beschrieben, wie z. B. durch ein reines Potenzgesetz oder ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch, für welches im Folgenden die englische Bezeichnung „Exponential Cutoff Powerlaw“ verwendet wird.

Im Fall des Supernova-Überrests RX J1713.7–3946 lassen sich die Messwerte von H.E.S.S. besser durch ein Exponential Cutoff Powerlaw ( $X^2/\text{ndf} = 126,1/90$ ) beschreiben, als durch ein reines Potenzgesetz ( $X^2/\text{ndf} = 383,5/91$ ).

Diese Werte beziehen sich auf Spektrum-Fits, denen eine Model++ Analyse des Supernova-Überrests RX J1713.7–3946 zugrunde liegt, wie sie in Kapitel 3 bereits gezeigt wurde. Bei der Analyse mit Standard-Schnitten wurde eine Quellgröße von  $0,65$  gewählt [analog zu [Aharonian et al., 2006b](#)]. Insgesamt gingen dabei 60,2 h Beobachtungszeit ein.

Das auch in Abbildung 18 dargestellte Exponential Cutoff Powerlaw hat dabei die Form :

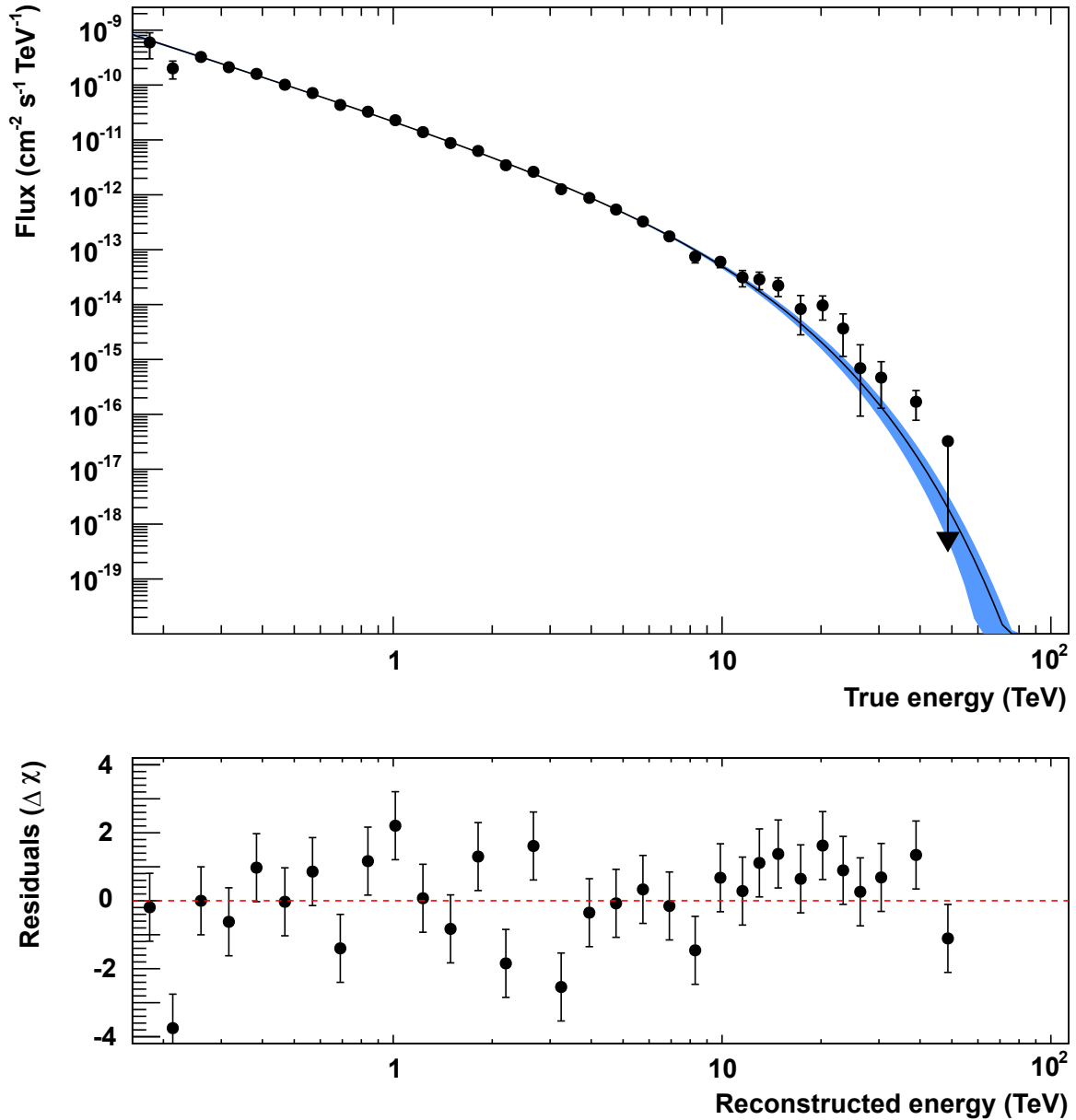
$$\Phi(E) = \Phi_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{cut}}}\right)$$

$\Gamma$  bezeichnet hierbei den spektralen Index,  $\Phi_0$  einen Normierungsfaktor und  $E_{\text{cut}}$  die Cutoff-Energie. Als Ergebnisse des Fits ergeben sich:

$$\begin{aligned}\Phi_0 &= (31,970 \pm 0,839) \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \\ \Gamma &= 1,915 \pm 0,036 \\ E_{\text{cut}} &= (5,426 \pm 0,538) \text{ TeV} \\ E_0 &= 0,895 \text{ TeV}\end{aligned}$$

Auffällig daran ist, dass im Vergleich zu den übrigen Fitparametern bei der Cutoff-Energie der relative Fehler am größten ist:

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_0/\Phi_0 &= 2,6 \% \\ \Delta\Gamma/\Gamma &= 1,9 \% \\ \Delta E_{\text{cut}}/E_{\text{cut}} &= 9,9 \%\end{aligned}$$

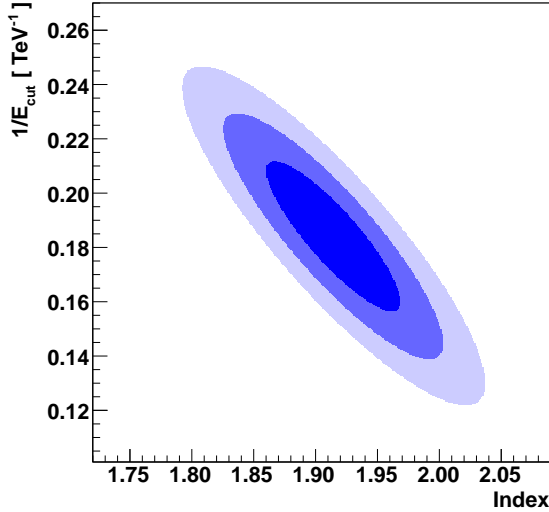


**Abbildung 18:** Fit eines Exponential Cutoff Powerlaw Spektrums an die H.E.S.S.-Daten.

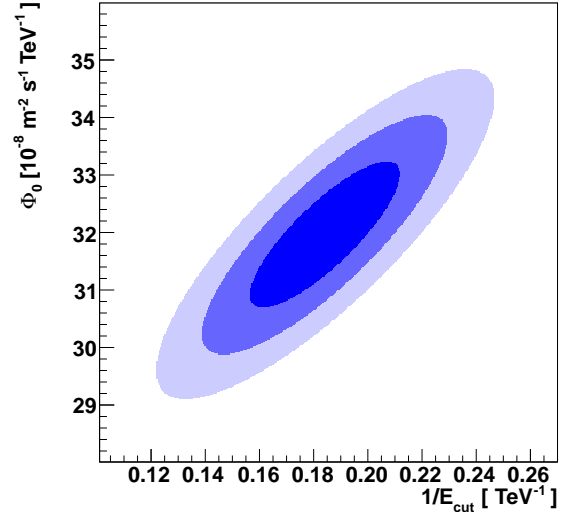
In den Abbildungen 19 bis 21 sind unter der Annahme von Gauß'schen Fehlern die zweidimensionalen Konfidenzbereiche je zweier Fitparameter dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass nun der Kehrwert der Cutoff-Energie aufgetragen ist.

Es ist deutlich zu erkennen, dass vor allem der Kehrwert der Cutoff-Energie stark mit den anderen Parametern korreliert ist. Die Konfidenzbereiche von  $E_{\text{cut}}$  und  $\Gamma$  in Abbildung 21 sind deutlich weniger gestaucht, was eine geringere Korrelation der Größen zeigt.

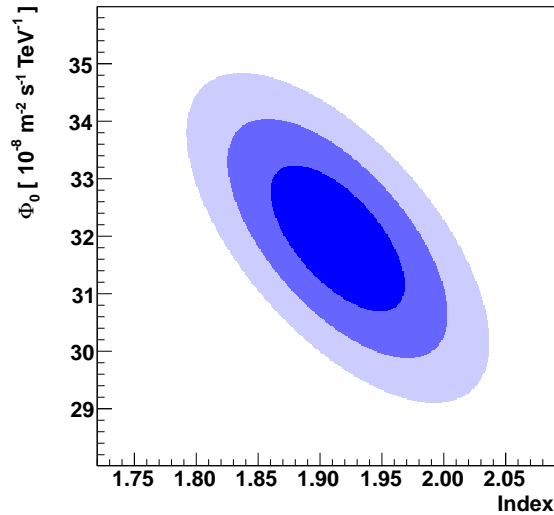
Diese starke Korrelation der Cutoff-Energie zusammen mit den vergleichsweise großen Fitfehlern wirft die Frage auf, ob der Energiebereich von H.E.S.S. ausreicht, um Parameter wie die Cutoff-Energie zu bestimmen. Deshalb soll im Folgenden der Energiebereich durch Messwerte des *Fermi*-Satelliten hin zu niedrigeren Energien erweitert werden.



**Abbildung 19:** Zweidimensionale Konfidenzbereiche des Index  $\Gamma$  und des Kehrwerts der Cutoff-Energie  $E_{\text{cut}}^{-1}$  (Schattierungen für 68%, 95% und 99,7%).



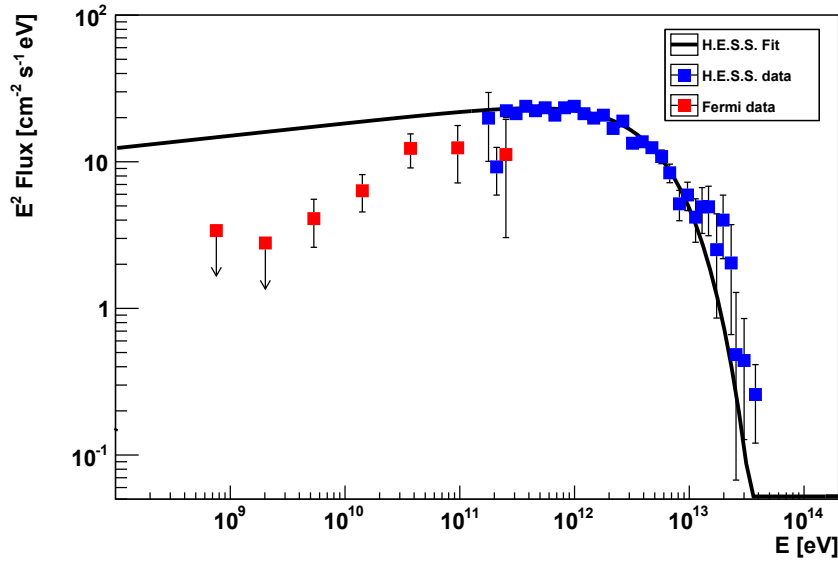
**Abbildung 20:** Zweidimensionale Konfidenzbereiche des Kehrwerts der Cutoff-Energie  $E_{\text{cut}}^{-1}$  und der Normierung  $\Phi_0$  (Schattierungen für 68%, 95% und 99,7%).



**Abbildung 21:** Zweidimensionale Konfidenzbereiche des Index  $\Gamma$  und der Normierung  $\Phi_0$  (Schattierungen für 68%, 95% und 99,7%).

In Abbildung 18 wurde bereits gezeigt, dass sich das von H.E.S.S. gemessene Spektrum des Supernova-Überrests RX J1713.7–3946 gut durch ein Exponential Cutoff Powerlaw beschreiben lässt. Dies ändert sich auch nicht, wenn statt des Spektrums die spektrale Energieverteilung (SED) betrachtet wird, also das Spektrum skaliert mit  $E^2$ . Dies ist in Abbildung 22 graphisch dargestellt.

Ebenfalls in Abbildung 22 sind die von *Fermi* gemessenen Spektrums-Punkte [Abdo et al., 2011] eingezeichnet. Daran wird deutlich, dass sich das an die H.E.S.S.-Messwerte gefittete Exponential Cutoff Powerlaw nicht einfach zur Beschreibung der *Fermi*-Messwerte zu niedrigeren Energien fortsetzen lässt.



**Abbildung 22:** SED mit Messwerten von *Fermi* [Abdo et al., 2011], H.E.S.S. und einem an die H.E.S.S.-Messpunkte gefitteten Exponential Cutoff Powerlaw.

Natürlich könnte an dieser Stelle versucht werden, den Verlauf des Spektrums statt mit einem Exponential Cutoff Powerlaw mit anderen künstlich erzeugten Funktionen zu beschreiben, wie etwa einem Broken Powerlaw. Aus einer solchen abschnittsweise definierten Funktion ergeben sich allerdings keine merklichen Vorteile gegenüber getrennten Analysen der Energiebereiche.

Deshalb wird im Folgenden statt einer einfachen analytischen Beschreibung des Spektrums auf ein physikalisch motiviertes Modell zurückgegriffen.



## 4.2 Dominant hadronisches ein-Zonen-Modell

Wie in Kapitel 4.1 gezeigt, ist die analytische Beschreibung des gemessenen Spektrums durch ein Exponential Cutoff Powerlaw im *Fermi*-Energiebereich keine gute Beschreibung der Messwerte. Ein einfaches, physikalisch motiviertes Modell, das die spektrale Energieverteilung (SED) von RX J1713.7–3946 über den gesamten Multiwellenlängenbereich beschreiben kann, ist ein dominant hadronisches ein-Zonen-Modell. Ein-Zonen-Modell bedeutet hierbei, dass nur eine Teilchenpopulation an Protonen und Elektronen betrachtet wird. Das hier verwendete Modell basiert auf demjenigen, dass in [Acero et al. \(2010\)](#) zur Modellierung von SN 1006 verwendet wurde.

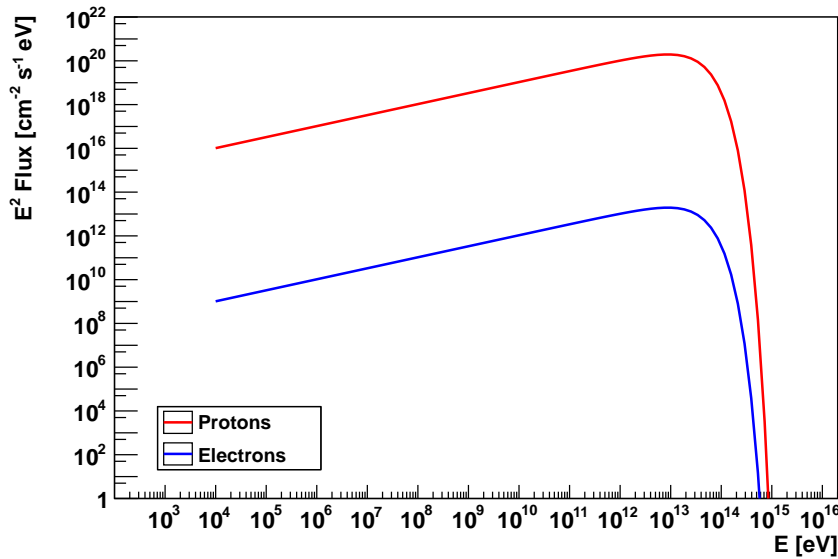
Das Grundkonzept dieses dominant hadronischen ein-Zonen-Modells besteht darin, dass a priori eine Annahme über das Protonen- und Elektronen-Spektrum getroffen wird. Ausgehend von diesen Spektren werden dann verschiedene  $\gamma$ -Strahlung emittierende Prozesse modelliert, aus denen sich das  $\gamma$ -Strahlungsspektrum des Supernova-Überrests zusammensetzt.

### Protonen- und Elektronen-Spektrum

Für das Protonen-Spektrum wird in diesem Fall ein Exponential Cutoff Powerlaw angenommen, das sich wie folgt darstellen lässt:

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \exp \left( -\frac{E}{E_{\max}} \right)$$

mit dem spektralen Index  $\Gamma$ , der Cutoff-Energie  $E_{\max}$  und dem Normierungsfaktor  $\Phi_0$  als freie Parameter. Für den späteren Fit wird der Parameter  $\Phi_0$  aus der Gesamtenergie der Protonen  $E_{\text{tot}}$  und den Parametern  $\Gamma$  und  $E_{\max}$  berechnet. Um zwischen dem in Kapitel 4.1 verwendeten Exponential Cutoff Powerlaw zur Beschreibung des  $\gamma$ -Strahlungs-Spektrums und den hier betrachteten Spektren von Protonen und Elektronen zu differenzieren, wird die Cutoff-Energie nun mit  $E_{\max}$  bezeichnet.



**Abbildung 23:** Protonen- und Elektronen-Spektrum unter der Annahme eines Exponential Cutoff Powerlaw und eines Skalierungsfaktors von  $10^{-7}$ .

Für ein so gegebenes Protonen-Spektrum wird das Elektronen-Spektrum durch Skalierung mit einem konstanten Faktor von  $10^{-7}$  erzeugt (siehe Abbildung 23). Anhand dieses Wertes wird deutlich, dass der hadronische Anteil das vorliegende Modell dominiert.

Beim Elektronen-Spektrum muss keine weitere zeitliche Entwicklung berücksichtigt werden, da diese ihre Energie relativ zügig durch Synchrotron-Strahlung und inversen Compton-Effekt verlieren. Somit sind typische Zeitskalen für Energieverluste deutlich kleiner, als die Zeit um durch Konvektion und Diffusion den Supernova-Überrest zu verlassen. Letzteres wird im Folgenden als „Escape Time“ bezeichnet.

Bei Protonen ist dies anders. Deren charakteristische Zeitskala für Energieverluste ist so groß, dass die Verluste durch Konvektion und Diffusion nicht mehr vernachlässigt werden können [vgl. [Aharonian et al., 2007b](#)].

Das Gleichgewichts-Spektrum der Protonen zu einem gegebenen Zeitpunkt  $t$  berechnet sich zu

$$\Phi_P(E, t) = \Phi_P(E) \cdot \frac{\tau_{\text{esc}}(E)}{t}$$

wobei  $\Phi_P(E)$  das Anfangsspektrum der Protonen bezeichnet und  $\tau_{\text{esc}}$  die Escape Time, die sich aus Anteilen aus Konvektion und Diffusion zusammensetzt:

$$\tau_{\text{esc}}(E) = \left( \frac{1}{\tau_{\text{conv}}} + \frac{1}{\tau_{\text{diff}}(E)} \right)^{-1} = \left( \frac{v_{\text{sh}}(R)}{R} + \frac{2}{3} \cdot \frac{E}{eBr^2} \right)^{-1}$$

Die charakteristische Zeitskala für Verluste durch Konvektion hängt von der Größe des Supernova-Überrests und der Schockgeschwindigkeit  $v_{\text{sh}}$  ab. In die Verluste durch Diffusion gehen neben der Energie  $E$ , das Magnetfeld  $B$  und die Dicke der Schale des Supernova-Überrests ein.

Nach [Truelove & McKee \(1999\)](#) kann die Schockgeschwindigkeit  $v_{\text{sh}}$  für Supernova-Überreste in der Sedov-Taylor-Phase angenähert werden durch:

$$v_{\text{sh}}(R) = R \cdot \left[ \left( \frac{R}{R_{\text{ch}}} \right)^{\frac{5}{2}} + 0.312 \right]^{-1} \frac{1.42}{t_{\text{ch}}}$$

Hierbei bezeichnet  $t_{\text{ch}}$  die charakteristische Zeitskala

$$t_{\text{ch}} = M_{\text{ej}}^{\frac{5}{6}} E_{\text{ej}}^{-\frac{1}{2}} \rho_0^{-\frac{1}{3}}$$

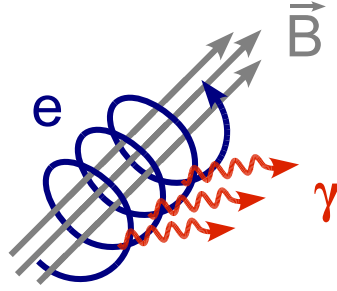
und  $R_{\text{ch}}$  den charakteristischen Radius

$$R_{\text{ch}} = \left( \frac{M_{\text{ej}}}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Ausgehend von diesen Annahmen über das Protonen- und Elektronen-Spektrum werden im Folgenden  $\gamma$ -Strahlung emittierende Prozesse modelliert.

### Strahlungsprozesse: Synchrotron-Strahlung

Synchrotron-Strahlung entsteht, wenn Elektronen durch Magnetfelder abgelenkt werden und durch diese Beschleunigung Photonen emittieren.



**Abbildung 24:** Schematische Skizze zur Entstehung von Synchrotron-Strahlung.

Nach [Longair \(2011\)](#) ist die charakteristische Frequenz eines Elektrons definiert als

$$\nu_c = \frac{3c\gamma^3}{2a \cdot 2\pi}$$

wobei  $a$  den Bahnradius des Elektrons bezeichnet. Da die Bewegungsebene des Elektrons um einen Winkel  $\alpha$  gegen die magnetischen Feldlinien geneigt ist, ergibt sich

$$a = \frac{v}{2\pi \cdot \nu_r \sin \alpha}$$

mit der relativistischen Gyrofrequenz  $\nu_r = eB/(2\pi\gamma m_e)$ . Damit ist

$$\nu_c = \frac{3}{2} \frac{c}{v} \gamma^3 \nu_r \sin \alpha \approx \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_g \sin \alpha$$

wobei  $\nu_g = eB/(2\pi m_e)$  die nicht-relativistische Gyrofrequenz bezeichnet. In [Rybicki & Lightman \(1979\)](#) wird gezeigt, dass die gesamte Emissivität, ein Maß für das Abstrahlungsvermögen, eines Elektrons nun durch

$$j(\nu, \alpha) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \alpha}{4\pi \epsilon_0 m c} \cdot \beta^2 \cdot F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$$

gegeben ist.  $F(\nu/\nu_c)$  ist eine Bessel-Funktion der Form

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(z) dz$$

und kann für verschiedene Grenzfälle genähert werden mit:

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \frac{4\pi}{\sqrt{3} \cdot \Gamma\left(\frac{1}{3}\right)} \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/3} \quad \text{für} \quad \frac{\nu}{\nu_c} \ll 1$$

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \sqrt{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\nu}{\nu_c}} \exp\left(-\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad \text{für} \quad \frac{\nu}{\nu_c} \gg 1$$

Dabei bezeichnet  $\Gamma(x)$  die Gammafunktion. Für ein zufällig verteiltes Magnetfeld ergibt sich die Emissivität durch Mittelung über den Winkel  $\alpha$ :

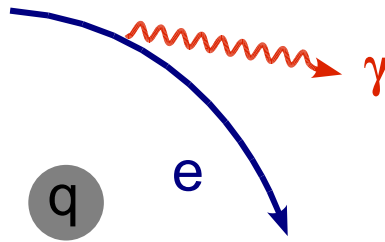
$$j(\nu) = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin \alpha \cdot j(\nu, \alpha) d\alpha$$

Das Synchrotron-Strahlungs-Spektrum ergibt sich schließlich zu

$$\begin{aligned}
 J(\nu) d\nu &= \left( -\frac{dE}{dt} \right) N(E) dE \\
 &= \left( \int_0^{\nu_c} j(\nu) d\nu \right) N(E) dE \\
 &\propto B^2
 \end{aligned}$$

### Strahlungsprozesse: Bremsstrahlung

Ein ähnlicher Prozess wie die Synchrotron-Strahlung ist die Bremsstrahlung. Sie entsteht, wenn geladene Teilchen durch das Coulomb-Feld einer anderen Ladung abgelenkt werden und auf Grund dieser Beschleunigung  $\gamma$ -Strahlung emittieren.



**Abbildung 25:** Schematische Skizze zur Entstehung von Bremsstrahlung.

Im vorliegenden Fall wird die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Wasserstoff-Atomen betrachtet.

Nach [Blumenthal & Gould \(1970\)](#) lässt sich für das Bremsstrahlungs-Spektrum eines einzelnen Elektrons schreiben:

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = c \cdot \sum_i \rho_i \frac{d\sigma_i}{dE_\gamma}$$

$\rho_i$  bezeichnet hierbei die Dichte an verschiedenen Atomen. Unter der Annahme, dass die Elektronen hauptsächlich im Coulomb-Feld von Wasserstoff-Atomen abgelenkt werden, vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = c \cdot \rho_0 \frac{d\sigma}{dE_\gamma}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dE_\gamma$  setzt sich aus der Feinstrukturkonstante  $\alpha$ , dem klassischen Elektronenradius und einem energieabhängigen Faktor zusammen:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \alpha \cdot r_0^2 \frac{f(\epsilon)}{E_\gamma}$$

mit  $\epsilon = E_\gamma/E_e$  und

$$f(\epsilon) = [1 + (1 - \epsilon)^2] \cdot \Phi_1 + \frac{2}{3} (1 - \epsilon) \cdot \Phi_2$$

Da für Wasserstoff eine schwache Abschirmung der Ladung angenommen werden kann, gilt  $\Phi_1 \approx \Phi_2 \approx \Phi$ , womit sich der Ausdruck zu

$$f(\epsilon) = \Phi \cdot \left[ 1 + (1 - \epsilon)^2 + \frac{2}{3} (1 - \epsilon) \right]$$

vereinfachen lässt und

$$\begin{aligned}\Phi &\approx 4 (Z^2 + Z_e) \left[ \ln \left( 2 \frac{E_e}{m_e} \frac{E_e - E_\gamma}{E_\gamma} \right) - \frac{1}{2} \right] \\ &= 8 \left[ \ln \left( 2 \frac{E_e}{m_e} \frac{E_e - E_\gamma}{E_\gamma} \right) - \frac{1}{2} \right]\end{aligned}$$

gilt. Für ein ganzes Spektrum an Elektronen ergibt sich das resultierende Bremsstrahlungsspektrum schließlich aus der Integration über den betrachteten Energiebereich:

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = \int dE_i N_e(E_i) \cdot \frac{dN_i}{dE_\gamma}$$

Daran ist zu erkennen, dass das Bremsstrahlungsspektrum, neben der Atomdichte, hauptsächlich vom Elektronen-Spektrum bestimmt wird.

### Strahlungsprozesse: Inverser Compton-Effekt

Beim klassischen Compton-Effekt wird ein Photon an einem näherungsweise ruhenden Elektron gestreut und Energie auf das Elektron übertragen. Aus Impulserhaltung und Energieerhaltung

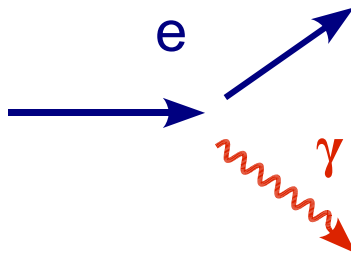
$$\vec{p} + \vec{0} = \vec{p}' + \vec{p}_e \quad E + mc^2 = E' + E_e$$

lässt sich die Compton-Streuformel

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos(\theta))$$

herleiten.

Genau vertauscht sind die Rollen des Elektrons und Photons beim inversen Compton-Effekt. Hier kommt es zum Energieübertrag von einem hochenergetischen Elektron auf ein Photon.



**Abbildung 26:** Schematische Skizze zum inversen Compton-Effekt.

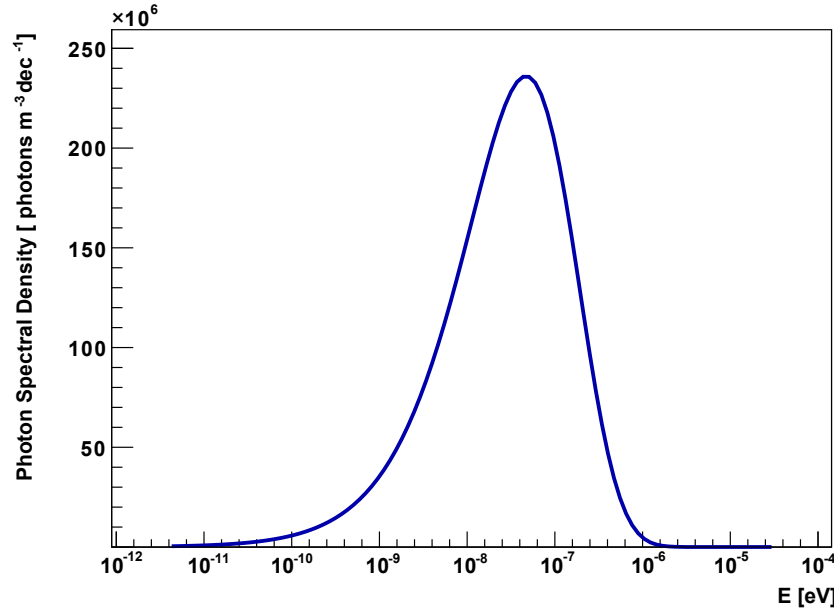
Als Quelle der Photonen kommen in der Astroteilchenphysik verschiedene Strahlungsfelder in Frage, wie z. B. Photonen aus dem kosmischen Mikrowellenhintergrund. Das Spektrum des Mikrowellenhintergrunds entspricht einem Planck-Spektrum der Form

$$\Phi(\lambda, T) = \frac{2hc}{\lambda^5} \left[ \exp \left( \frac{hc}{\lambda kT} \right) - 1 \right]^{-1}$$

mit einer Temperatur von  $T = 2,7$  K, wie es in Abbildung 27 dargestellt ist.

Neben den Photonen des Mikrowellenhintergrunds wird im vorliegenden dominant hadronischen ein-Zonen-Modell auch die Infrarot-Hintergrund-Strahlung berücksichtigt. Die ersten direkten Messungen des Infrarot-Hintergrunds wurden mit dem COBE-Satelliten durchgeführt und mittlerweile konnte ein beträchtlicher Anteil dieser Strahlung individuellen Quellen zugeordnet werden [vgl. [Hauser & Dwek, 2001](#)].

Der inverse Compton-Effekt spielt auch beim sogenannten Synchrotron-Selbst-Compton-Modell (SSC) eine Rolle. Hierbei handelt es sich um einen Mehrfachstreu-Prozess bei dem die durch Synchrotron-Strahlung entstandenen Photonen als Wechswirkungspartner beim inversen Compton-Effekt dienen.



**Abbildung 27:** Spektrum des Mikrowellenhintergrunds beschrieben durch ein Planck-Spektrum.

Für ein Strahlungsfeld der Form  $dn = n(\epsilon)d\epsilon$  und  $\epsilon$  der Photonenenergie vor der Streuung ergibt sich, unter Berücksichtigung des Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitts, nach [Blumenthal & Gould \(1970\)](#) folgendes Spektrum der gestreuten Photonen

$$\frac{dN_{\gamma,\epsilon}}{dE_1} = \frac{2\pi r_0^2 m_e c^3}{\gamma} \cdot \frac{n(\epsilon)d\epsilon}{\epsilon} \left[ 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_e q)^2}{1 + \Gamma_e q} (1 - q) \right]$$

wobei  $E_1 = \epsilon_1/(\gamma m_e c^2)$  die Energie der gestreuten Photonen in Einheiten der Elektronenenergie bezeichnet und  $q = E_1/\Gamma_e(1 - E_1)$  gilt. Dabei gibt

$$\Gamma_e = \frac{4\epsilon\gamma}{m_e c^2}$$

an, ob die Streuung für  $\Gamma_e \ll 1$  im Thomson-Regime oder für  $\Gamma_e \gg 1$  im Klein-Nishina-Limit stattgefunden hat.

Integriert über das gesamte Elektronen-Spektrum ergibt sich

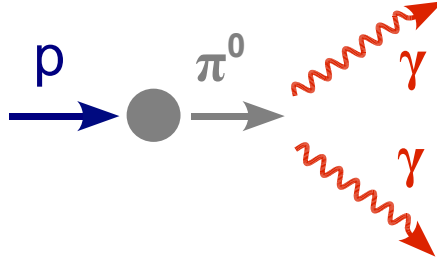
$$\frac{dN_{\text{tot}}}{d\epsilon_1} = \int \int N_e(\gamma) d\gamma \cdot \frac{dN_{\gamma,\epsilon}}{d\epsilon_1}$$

was sich numerisch berechnen lässt.

### Strahlungsprozesse: $\pi^0$ -Zerfall

Bei der Wechselwirkung von Protonen mit anderen Protonen bzw. Atomkernen können Pionen entstehen. Da Wasserstoff als hauptsächlicher Interaktionspartner anzunehmen ist, werden im Folgenden Proton-Proton Wechselwirkungen betrachtet.

Während die in den Proton-Proton-Wechselwirkungen entstandenen geladenen  $\pi^\pm$  eine relativ lange Lebenszeit von  $(2,6033 \pm 0,0005)$  ns haben, zerfallen ihre neutralen Gegenstücke mit  $\tau = (8,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-17}$  s [Nakamura et al., 2010] in jeweils zwei Photonen.



**Abbildung 28:** Schematische Skizze zum  $\pi^0$ -Zerfall.

Das Spektrum dieser so entstandenen Photonen lässt sich, wie in Kelner et al. (2006) beschrieben, berechnen. Dazu wird zunächst das Energie-Spektrum  $F_\pi$  der  $\pi^0$  nach Interaktion mit einem Atomkern in Abhängigkeit der Protonen-Energie  $E_p$  und des Wirkungsquerschnittes  $\sigma$  betrachtet:

$$F_\pi \left( \frac{E_\pi}{E_p}, E_p \right) = \frac{E_p}{\sigma_{pp}} \int \frac{d^3\sigma}{dp^3} d^2p_t$$

Das Spektrum der beim  $\pi^0$ -Zerfall entstehenden Photonen ergibt sich anschließend aus Integration über die Pionen-Energie zu:

$$Q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int F_\pi \left( \frac{E_\pi}{E_p}, E_p \right) \frac{dE_\pi}{E_p}$$

Der Faktor 2 steht hierbei für jeweils zwei Photonen, die beim  $\pi^0$ -Zerfall entstehen. Durch Simulationen mit dem SIBYLL-Code [Fletcher et al., 1994], in denen auch zusätzliche Beiträge von  $\eta$  Mesonen berücksichtigt wurden, nähert Kelner et al. (2006) die resultierende Energieverteilung der Photonen pro Interaktion mit einer analytischen Funktion der Form

$$\begin{aligned} F_\gamma(x, E_p) &= B \frac{d}{dx} \left[ \ln(x) \left( \frac{1 - x^\beta}{1 + kx^\beta(1 - x^\beta)} \right)^4 \right] \\ &= B \frac{\ln(x)}{x} \left( \frac{1 - x^\beta}{1 + kx^\beta(1 - x^\beta)} \right)^4 \cdot \left[ \frac{1}{\ln(x)} - \frac{4\beta x^\beta}{1 - x^\beta} - \frac{4k\beta x^\beta(1 - 2x^\beta)}{1 + kx^\beta(1 - x^\beta)} \right] \end{aligned}$$

an, wobei  $x = E_\gamma/E_p$  gilt und die Koeffizienten

$$\begin{aligned} B &= 1,30 + 0,14 \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right) + 0,011 \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \\ \beta &= \left[ 1,79 + 0,11 \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right) + 0,008 \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \right]^{-1} \\ k &= \left[ 0,801 + 0,049 \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right) + 0,014 \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \right]^{-1} \end{aligned}$$

numerisch approximiert wurden. Zusammen genommen, ergibt sich daraus das  $\gamma$ -Strahlungsspektrum zu:

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = c \rho_0 \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma_{pp}(E_p) \frac{dN_p}{dE_p} F_\gamma \left( \frac{E_\gamma}{E_p}, E_p \right) \frac{dE_p}{E_p}$$

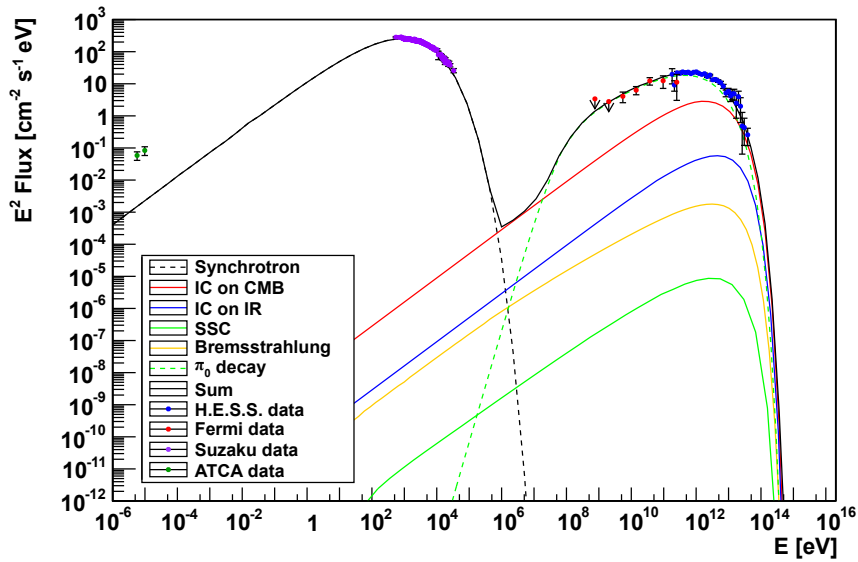
Dabei bezeichnet  $\rho_0$  die Atomdichte und  $\sigma_{pp}(E_p)$  den inelastischen Anteil des Proton-Proton Wirkungsquerschnitts, der mittels des SIBYLL-Codes zu

$$\sigma_{pp}(E_p) = 34,3 + 1,88 \cdot \ln \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right) + 0,25 \cdot \ln \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \text{ mb}$$

genähert werden kann.

## Fitparameter

Das dominant hadronische ein-Zonen-Modell wird mittels eines gewichteten Least-Squares-Fits an Messwerte über einen weiten Energiebereich angepasst. Die verwendeten Messwerte stammen im Radiobereich vom Australia Telescope Compact Array (ATCA) [Lazendic et al., 2004], vom Röntgensatelliten *Suzaku* [Tanaka et al., 2008], dem  $\gamma$ -Strahlungssatelliten *Fermi* [Abdo et al., 2011] und von H.E.S.S.



**Abbildung 29:** Dominant hadronisches ein-Zonen-Modell gefittet an die Messwerte von ATCA im Radiobereich [Lazendic et al., 2004], *Suzaku* im Röntgenbereich [Tanaka et al., 2008], dem  $\gamma$ -Strahlungs-Satelliten *Fermi* [Abdo et al., 2011] und H.E.S.S.

Das Ergebnis dieses Fits ist in Abbildung 29 dargestellt. Im Folgenden wird dieses Modell als best-fit Modell bezeichnet.

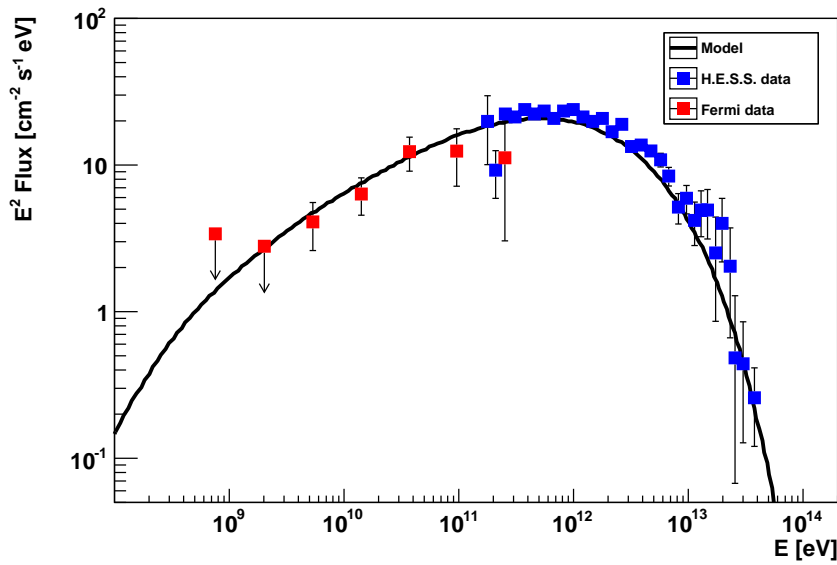
Dazu sei anzumerken, dass die eingezeichneten Upper-limits von *Fermi* nicht in den Fit eingehen. Es mag auffallen, dass die Messwerte im Radiobereich relativ weit vom gefitteten Modell entfernt liegen. Allerdings wurde in der Messung von Lazendic et al. (2004) nur der nord-westliche Teil von RX J1713.7–3946 abgedeckt und die eingezeichneten Werte wurden mit einem Faktor 2 hoch-skaliert um den gesamten Supernova-Überrest zu erfassen [vgl. Aharonian et al., 2006b].



Für dieses best-fit Modell haben sich folgende Ergebnisse für die 8 betrachteten Fitparameter ergeben:

$d = 8,3 \cdot 10^2$ pc	Entfernung zur Erde
$R = 6,8$ pc	Radius der Schale
$r = 1,21$ pc	Dicke der Schale
$B = 27,2$ $\mu$ G	Magnetfeld
$E_{\text{tot}} = 1,1 \cdot 10^{53}$ erg	Gesamtenergie der Protonen
$\Gamma = -1,497$	spektraler Index des Protonen-Spektrums
$\rho_0 = 5,0 \cdot 10^4$ m $^{-3}$	Atomdichte
$E_{\text{max}} = 17,4$ TeV	Cutoff-Energie des Protonen-Spektrums

Eine detailliertere Diskussion der Fitergebnisse findet sich in Kapitel 6.



**Abbildung 30:** Vergrößerter Ausschnitt aus Abbildung 29. Das an den gesamten Energiebereich gefittete dominant hadronische ein-Zonen-Modell beschreibt die von *Fermi* [Abdo et al., 2011] und H.E.S.S. im  $\gamma$ -Strahlungsbereich gemessenen Spektren.

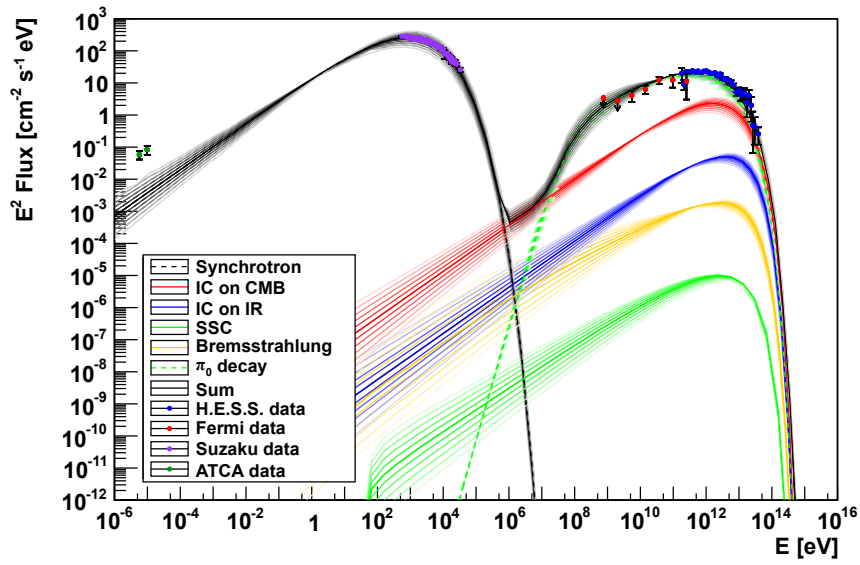
Wie in den Abbildungen 29 und 30 zu erkennen, lässt sich die SED von RX J1713.7–3946 über den gesamten Wellenlängenbereich mit einer sinnvollen Genauigkeit durch das einfache dominant hadronische ein-Zonen-Modell beschreiben.

Ein dominant hadronisches ein-Zonen-Modell ist sicherlich nur eine sehr vereinfachte Beschreibung der realen Prozesse in einem expandierenden Supernova-Überrest, wie z. B. in Drury et al. (1989) diskutiert. Deshalb sollen mit der beschriebenen Modellierung von RX J1713.7–3946 auch keinerlei physikalische Aussagen z. B. über eine eventuelle Bevorzugung von hadronischen oder leptonischen Beschleunigungsszenarien getroffen werden. Das Modell eignet sich jedoch als Grundlage für die in Kapitel 5 beschriebene Simulationsstudie.

## Einfluss der Parameter

Wie sich die verwendeten Fitparameter jeweils konkret auf das dominant hadronische ein-Zonen-Modell auswirken, ist in nachfolgenden Abbildungen 32 bis 38 dargestellt. Dazu wird, ausgehend von einem Parametersatz, der die Messwerte beschreibt, jeweils ein Parameter variiert, während die übrigen konstant gehalten werden. Um rein qualitativ einen Eindruck über die Stärke der Parametereinflüsse zu gewinnen, werden als Parameter nicht die des best-fit Modells gewählt, sondern die Mittelwerte einiger Fits an Simulationen verwendet, ähnlich wie sie in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben werden. Diese Parameter werden jeweils um ein Vielfaches ihrer Standardabweichung variiert ( $\pm 5\sigma$ ).

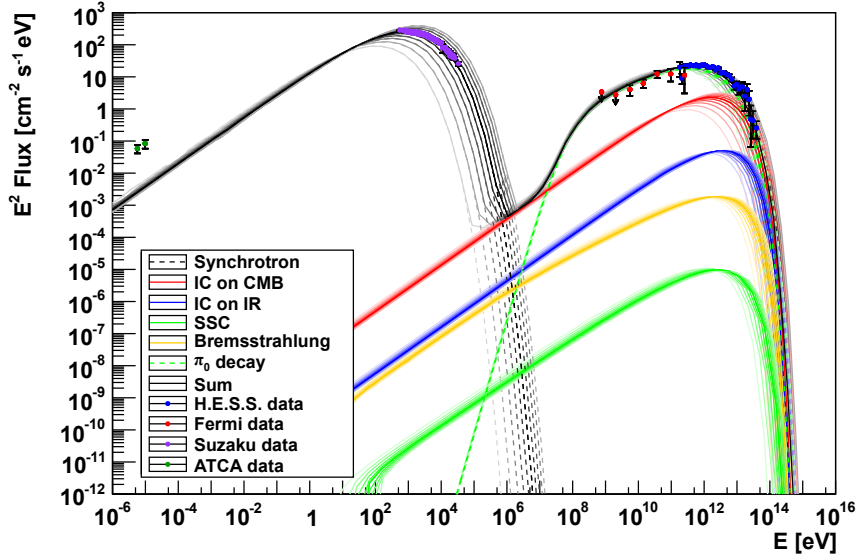
Zunächst werden die Parameter betrachtet, aus denen sich das Protonen- und Elektronenspektrum definiert. Der spektrale Index des Protonen- und Elektronenspektrums hat den auffälligsten Einfluss auf die modellierte SED.



**Abbildung 31:** Einfluss des spektralen Index des Protonen- und Elektronenspektrums auf das dominant hadronische ein-Zonen-Modell. Hierbei wird ein Wertebereich von  $\Gamma = -1,56 \pm 5 \cdot 0,05$  betrachtet.

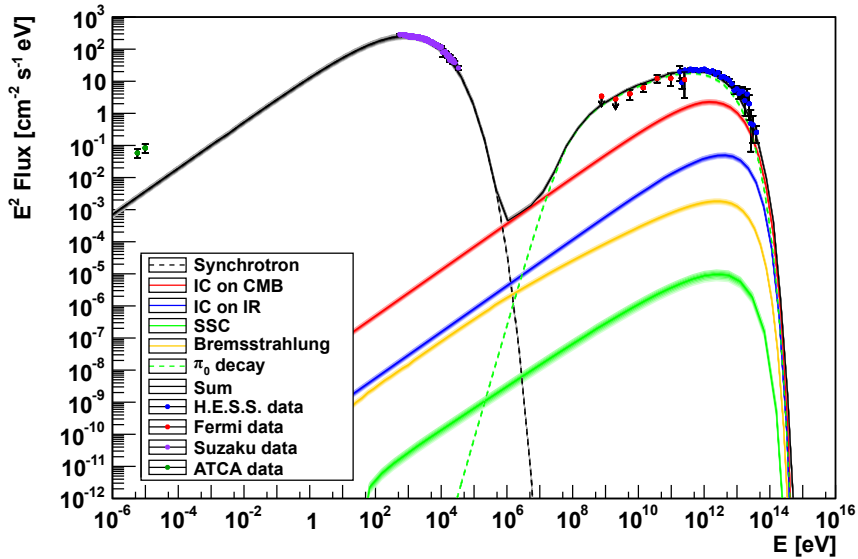
Eine Variation des spektralen Index „verkippt“ sowohl Protonen- wie Elektronenspektrum und wirkt sich dadurch auf alle daraus berechneten Komponenten des Modells aus.

Genau analog wirkt sich die Cutoff-Energie  $E_{\max}$  des Protonen- und Elektronenspektrums auf die modellierte SED aus.



**Abbildung 32:** Einfluss der Cutoff-Energie des Protonen- und Elektronenspektrums auf das dominant hadronische ein-Zonen-Modell. Hierbei wird ein Wertebereich von  $E_{\text{max}} = (17 \pm 5 \cdot 2) \text{ TeV}$  betrachtet.

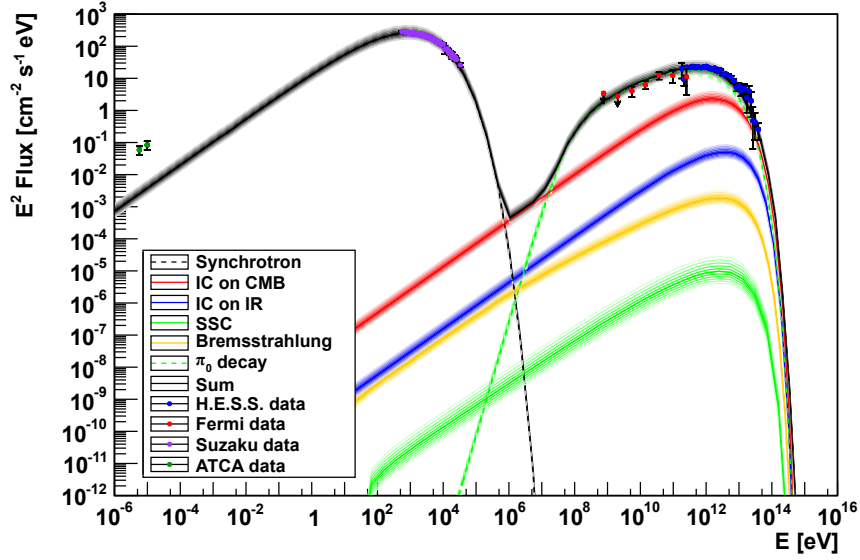
Der letzte Parameter zur Definition des Protonen- und Elektronenspektrums ist die Gesamtenergie  $E_{\text{tot}}$  der Protonen. Aus der Gesamtenergie wird mittels des spektralen Index und der Cutoff-Energie der Normierungsfaktor  $\Phi_0$  berechnet.



**Abbildung 33:** Einfluss der Gesamtenergie der Protonen auf das dominant hadronische ein-Zonen-Modell. Hierbei wird ein Wertebereich von  $E_{\text{tot}} = (1,02 \pm 5 \cdot 0,04) \cdot 10^{53} \text{ erg}$  betrachtet.

Daher fungiert die Gesamtenergie im Wesentlichen als Skalierungsfaktor. Dabei sei darauf hingewiesen, dass es sich bei Abbildung 33 um eine logarithmische Darstellung handelt. Bei genauerer Betrachtung kann gezeigt werden, dass die Einflüsse auf die leptonischen Komponenten im wesentlichen gleich groß sind, während der Einfluss auf die hadronische Komponente im Vergleich etwas geringer ist, da dort das Gleichgewichts-Spektrum in die Modellierung eingeht.

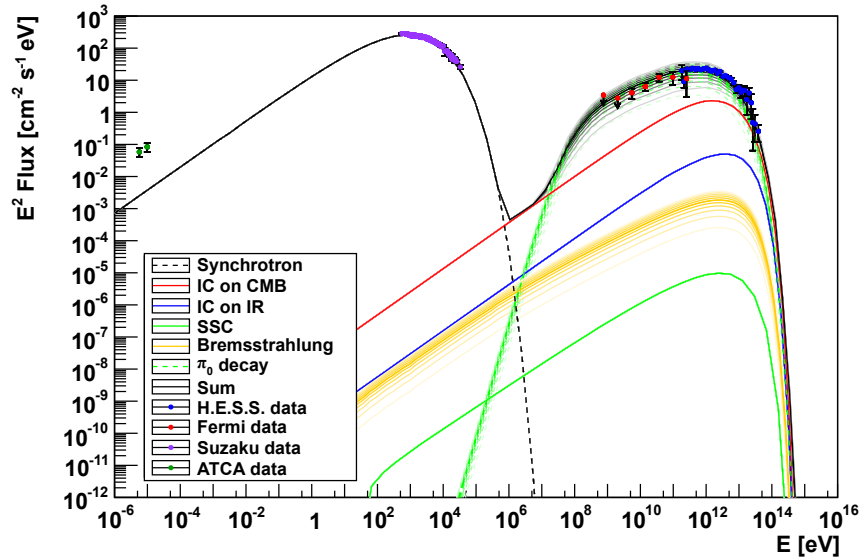
Die Entfernung  $d$  zum Supernova-Überrest wird zur Berechnung des Flussfaktors benötigt, einem rein geometrischen Faktor der angibt, welcher Anteil der  $\gamma$ -Strahlung pro Flächenelement am Ort des Beobachters gemessen werden kann. Die funktionale Abhängigkeit beträgt hierbei  $d^{-2}$ .



**Abbildung 34:** Einfluss der Entfernung zum Supernova-Überrest auf das dominant hadronische ein-Zonen-Modell. Hierbei wird ein Wertebereich von  $d = (8,4 \pm 5 \cdot 0,4) \cdot 10^2$  pc betrachtet.

In Abbildung 34 ist zu erkennen, wie sich die Entfernung als Skalierungsfaktor gleichermaßen auf alle modellierten Prozesse auswirkt.

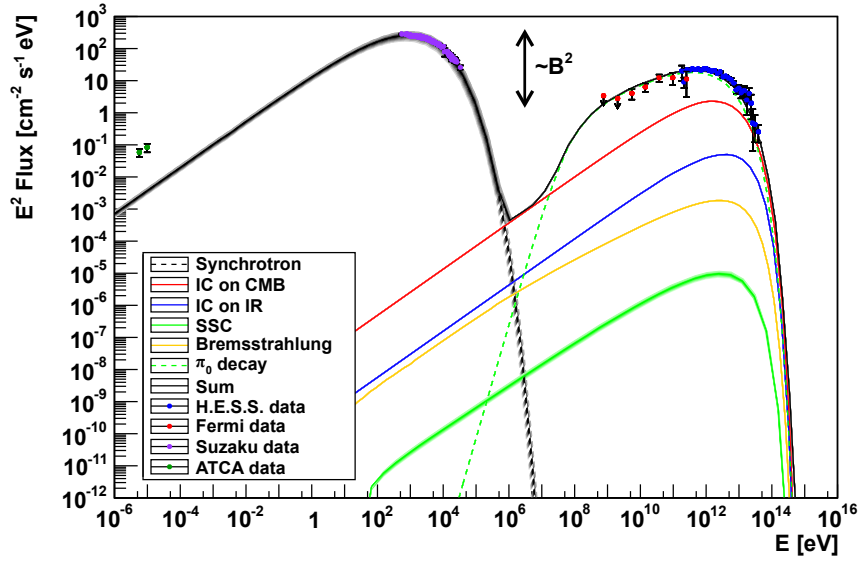
Der Parameter der Atomdichte hat nur auf zwei modellierte Komponenten der SED Einfluss, auf die Bremsstrahlung und auf den  $\pi^0$ -Zerfall.



**Abbildung 35:** Einfluss der Atomdichte auf das dominant hadronische ein-Zonen-Modell. Hierbei wird ein Wertebereich von  $\rho_0 = (6 \pm 5 \cdot 1) \cdot 10^4 \text{ m}^{-3}$  betrachtet.

Wie bei der theoretischen Beschreibung beider Effekte gezeigt, hängt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in beiden Fällen von der Atomdichte ab. Zusätzlich wird die Atomdichte auch noch bei der Berechnung der Schockgeschwindigkeit verwendet, welche in das Protonen-Spektrum eingeht. Letzteres wirkt sich ebenfalls auf den  $\pi^0$ -Zerfall aus.

Eine Änderung des Magnetfelds wirkt sich in erster Linie auf das Spektrum der Synchrotron-Strahlung aus.

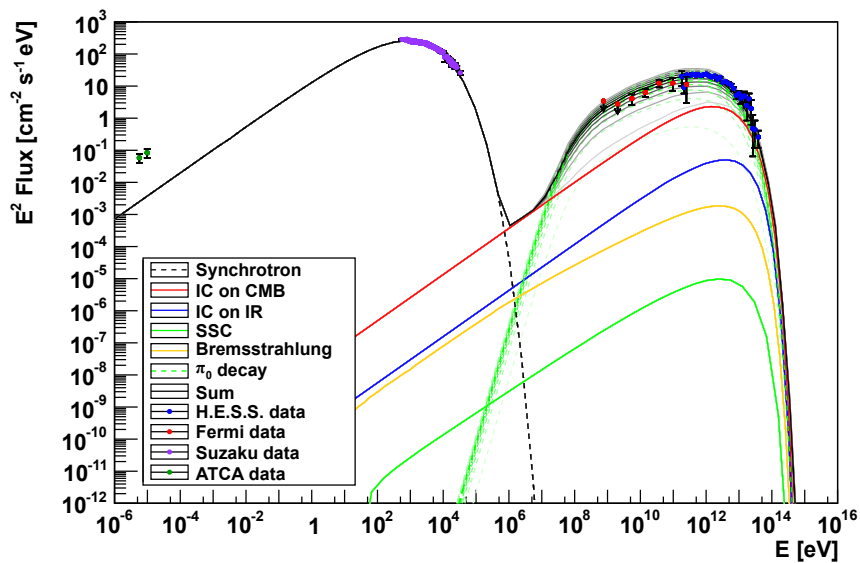


**Abbildung 36:** Einfluss des Magnetfelds auf das dominant hadronische ein-Zonen-Modell. Hierbei wird ein Wertebereich von  $B = (31 \pm 5 \cdot 1) \mu\text{G}$  betrachtet.

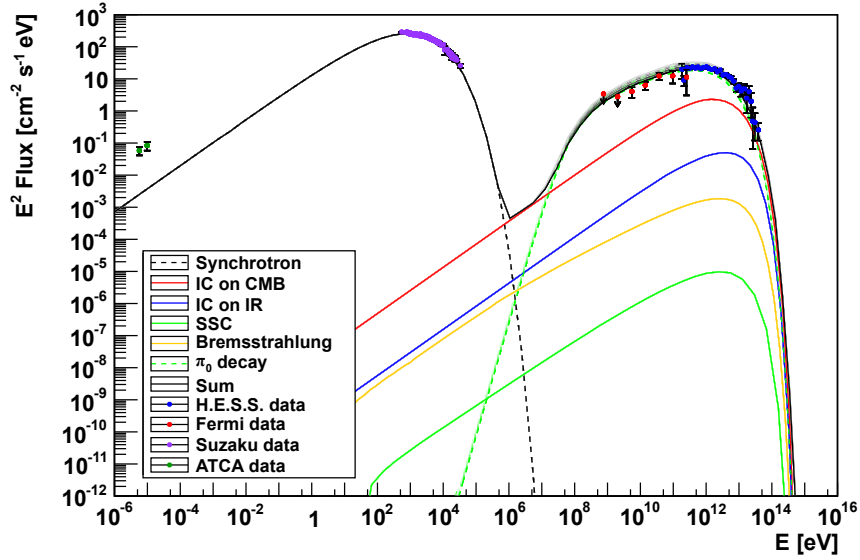
Da die Photonen der Synchrotron-Strahlung aber auch als Streupartner der Elektronen beim Synchrotron-Selbst-Compton-Modell fungieren, ändert sich diese Komponente ebenfalls durch Variation des Magnetfelds.

Darüber hinaus kann gezeigt werden, dass das Verhältnis zwischen Synchrotron-Strahlung und inversem Compton-Effekt  $\sim B^2$  ist.

Schließlich werden noch zwei Parameter betrachtet, durch die die Morphologie des Supernova-Überrests beschrieben wird.



**Abbildung 37:** Einfluss der Schalendicke auf das dominant hadronische ein-Zonen-Modell. Hierbei wird ein Wertebereich von  $r = 1,2 \pm 5 \cdot 0,2 \text{ pc}$  betrachtet.



**Abbildung 38:** Einfluss des Radius der Schale auf das dominant hadronische ein-Zonen-Modell. Hierbei wird ein Wertebereich von  $R = (4,3 \pm 2^5 \cdot 1,6)$  pc betrachtet. In diesem Fall wurde der Parameter in einem asymmetrischen Bereich variiert um unphysikalische Werte mit  $R < 0$  pc auszuschließen.

Die Parameter Radius und Dicke gehen beide in die Berechnung der Zeitabhängigkeit des Protonen-Spektrums ein und wirken sich dementsprechend auf die hadronische Komponente des Modells aus.

---

Something must be left to chance.

---

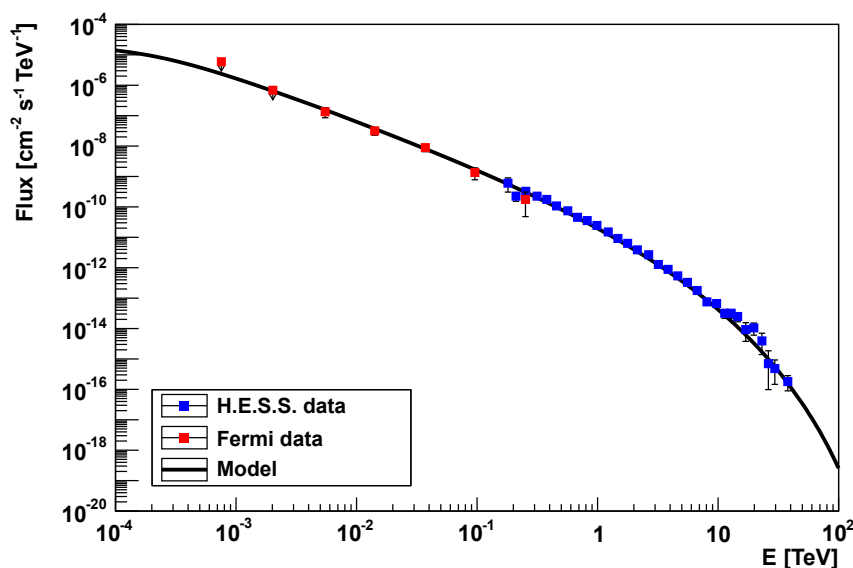
(Horatio Nelson)

## 5 Simulation des gemessenen $\gamma$ -Strahlungs-Spektrums

Um systematisch zu untersuchen, wie sich eine Hinzunahme der spektralen Messwerte aus dem *Fermi*-Energiebereich auf die Bestimmung der Fitparameter und deren Korrelationen untereinander auswirkt, wird im Folgenden das Spektrum im  $\gamma$ -Strahlungs-Energiebereich simuliert.

### 5.1 Grundprinzip

Die Simulation der spektralen Messwerte basiert auf dem best-fit Modell, das sich, wie in Kapitel 4 beschrieben, aus einem Fit an Messwerte aus dem Radio-, Röntgen- und Gamma-Energiebereich ergeben hat.



**Abbildung 39:** Spektrum des best-fit Modells. Als Vergleich eingezeichnet die Messwerte von *Fermi* (rot) und H.E.S.S. (blau).

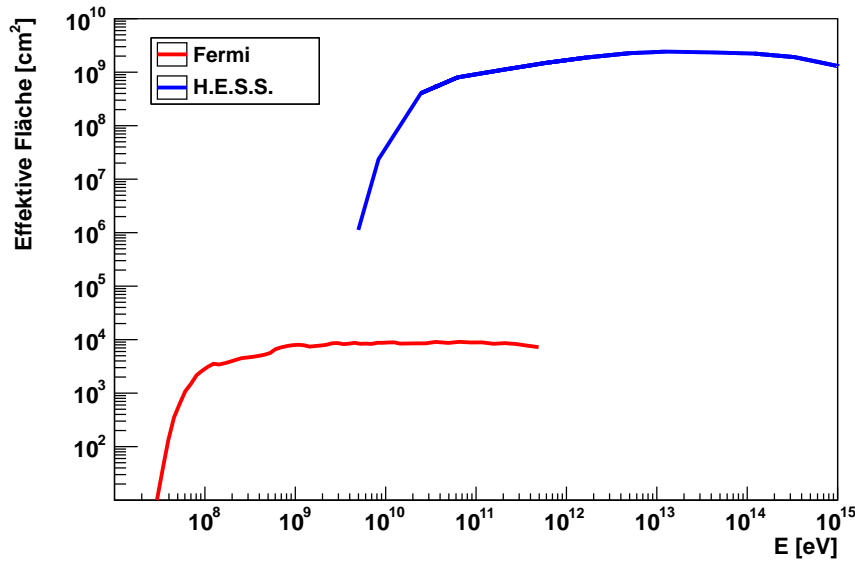
Allerdings kann für die Simulation nicht einfach diese modellierte SED als zugrundeliegende Verteilung verwendet werden, da für eine möglichst realistische Simulation und vor allem für eine sinnvolle Abschätzung der statistischen Fehler zunächst aus der SED auf das „gemessene“ Spektrum zurückgerechnet werden muss. Das „gemessene“ Spektrum bezeichnet hierbei ein Spektrum, das nicht auf Größen wie die Beobachtungszeit oder die effektive Fläche des Detektors korrigiert ist.

Wie in nachfolgender Gleichung zu erkennen, setzt sich die spektrale Energieverteilung aus mehreren Faktoren zusammen:

$$\text{SED}(E) \cong E^2 \cdot \frac{1}{dA dt} \cdot \frac{dN}{dE}$$

Im Folgenden wird schrittweise gezeigt, wie diese SED in das „gemessene“ Spektrum  $dN/dE$  überführt werden kann. Zunächst ergibt sich durch eine Skalierung mit  $E^{-2}$  aus der SED das Spektrum, wie es in Abbildung 39 dargestellt ist.

Ab diesem Punkt muss das Spektrum für *Fermi*- und H.E.S.S.-Energiebereich getrennt betrachtet werden, da nun das Spektrum jeweils auf die Instrument-spezifische effektive Fläche und Beobachtungszeit korrigiert wird.



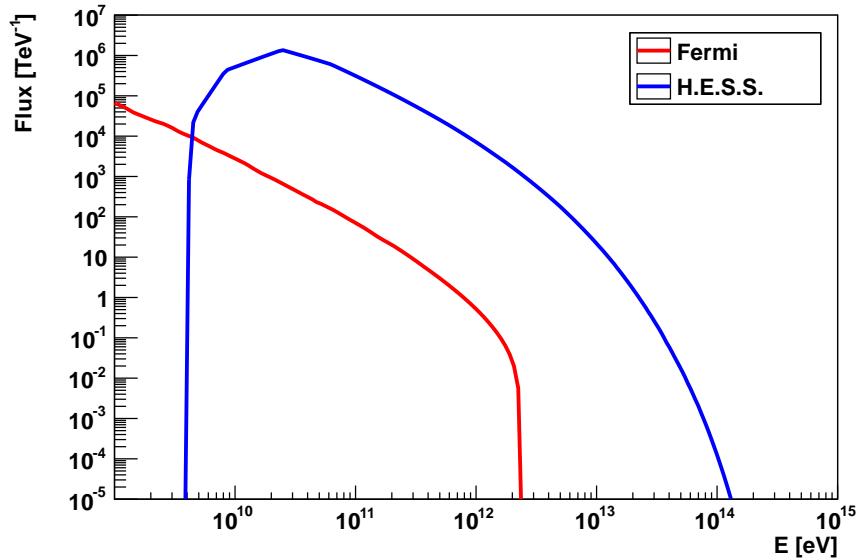
**Abbildung 40:** Effektive Flächen für *Fermi* (rot) und H.E.S.S. (blau).

In Abbildung 40 sieht man eindrucksvoll, dass sich die effektiven Flächen beider Experimente um etliche Größenordnungen unterscheiden. Die effektive Fläche von H.E.S.S. wurde hierbei über die zur Berechnung des Spektrums (vgl. Abbildung 18) verwendeten Daten gemittelt.

Die Beobachtungszeit von  $t_{\text{H.E.S.S.}} = 60,2$  h mit H.E.S.S. bezieht sich auf selbige Daten. Die Beobachtungszeit von *Fermi* wird aus der Gesamtzeit des in [Abdo et al. \(2011\)](#) verwendeten Datensatzes von 2 Jahren unter Berücksichtigung verschiedener Korrekturfaktoren zu  $t_{\text{Fermi}} = 1,4 \cdot 10^3$  h abgeschätzt.

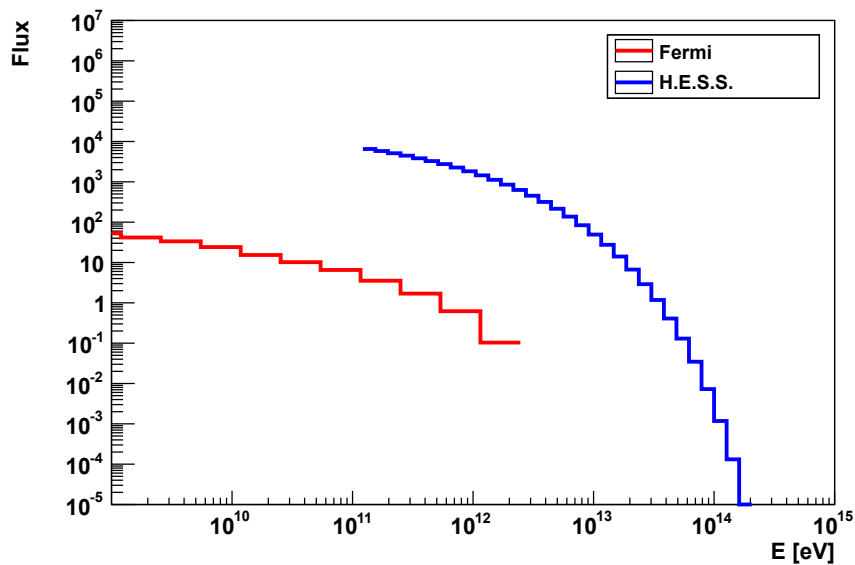
In diese Abschätzung geht vor allem das Gesichtsfeld des Large Area Telescopes von 2,4 sr ein. Daneben werden aber auch verschiedene Faktoren für fehlende Beobachtungszeiten berücksichtigt. So können bei Durchquerung der Südatlantischen Anomalie (SAA), zum Schutz des Instrumentariums vor hochenergetischen Teilchen, keine Daten genommen werden (ca. 13 %). Daneben reduziert sich die Beobachtungszeit durch Trigger-Totzeit (ca. 9 %) und gezielte Beobachtungen, die nicht im all-sky survey mode durchgeführt werden ( $< 25$  %) [[Abdo et al., 2009](#) & [2010](#)].





**Abbildung 41:** Spektrum korrigiert auf effektive Fläche und Beobachtungszeit für *Fermi* (rot) und H.E.S.S. (blau).

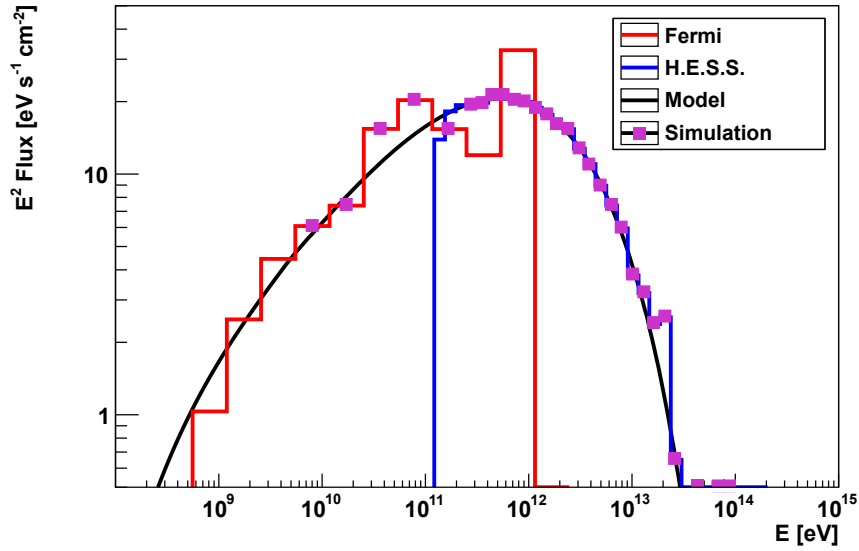
Als letzter Schritt werden die in Abbildung 41 gezeigten Spektren in Histogramme umgewandelt und auf die jeweiligen Binsgrößen skaliert. Das Binning orientiert sich hierbei an der Zahl der Spektrumspunkte beider Experimente, wie sie in den Abbildungen 15 und 18 dargestellt sind. Dort wird, ausgehend von einem an die Daten gefitteten Modell, das Spektrum jeweils in Bins eingeteilt, die mit einer Signifikanz von  $3\sigma$  über einer Untergrundabschätzung liegen.



**Abbildung 42:** Spektrum in Histogramm umgewandelt und auf Binsgröße korrigiert für *Fermi* (rot) und H.E.S.S. (blau). Der vergrößerte Energiebereich beider Experimente dient der Vermeidung von Randeffekten.

Nach diesen Histogrammen wird nun das Spektrum simuliert. Aus einer Poisson-Verteilung um die Gesamtzahl der Einträge im jeweiligen Histogramm wird die Zahl der zu simulierenden Ereignisse bestimmt. Jedes zu simulierende Ereignis wird nach dem Histogramm als zugrunde liegende Verteilung gewürfelt und mit einer Energieunschärfe von 10 % verschmiert.

Diese Berücksichtigung der Energieunschärfe ist auch der Grund, dass in Abbildung 42 jeweils an den Grenzen des *Fermi*- und H.E.S.S.-Energiebereichs zusätzliche Bins angefügt wurden, um Randeffekte zu vermeiden.



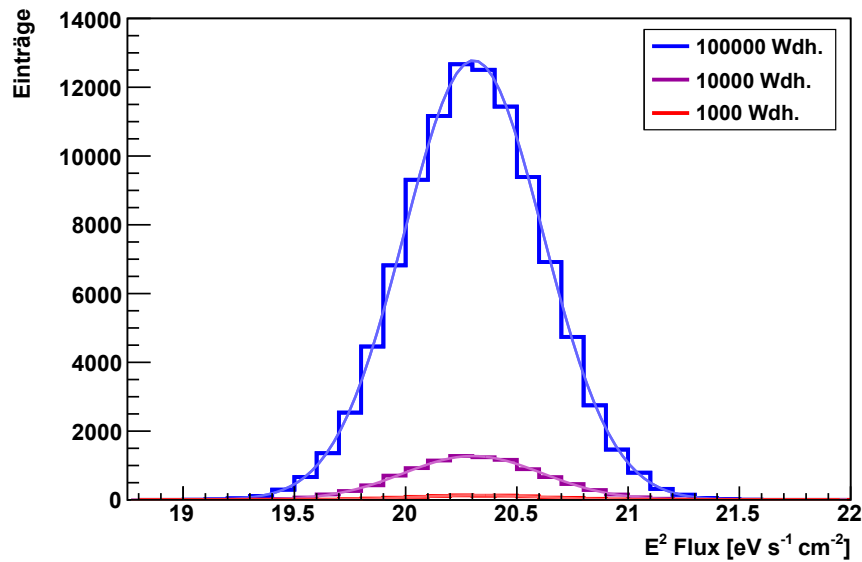
**Abbildung 43:** Simulationen des gemessenen Spektrums in SED umgerechnet für *Fermi* (rot) und H.E.S.S. (blau); in lila die simulierten „Messwerte“.

Aus den so simulierten Spektren für den *Fermi*- und H.E.S.S.-Energiebereich wird, analog zur Berechnung des „gemessenen“ Spektrums, auf die SED zurückgerechnet, wie sie in Abbildung 43 dargestellt ist.

## 5.2 Fehlerabschätzung

Für eine Abschätzung der Fehler wurden die Simulationen jeweils 10 000 mal wiederholt und die sich in jedem Bin ergebende Verteilung der simulierten Werte betrachtet.

In Abbildung 44 sind beispielhaft für das zweite Bin im H.E.S.S.-Energiebereich (7. Bin der Simulation,  $E = 0,32 \text{ TeV} - 0,41 \text{ TeV}$ ) verschiedene Verteilungen dargestellt. Dabei wurden zum Vergleich nicht nur 10 000 Wiederholungen betrachtet, sondern auch die Fälle von 1 000 und 100 000.



**Abbildung 44:** Verteilung der Einträge im 7. Bin ( $E = 0,32 \text{ TeV} - 0,41 \text{ TeV}$ ) der Simulation bei 1 000 (rot), 10 000 (lila) und 100 000 Wiederholungen (blau). Zusätzlich ist jeweils noch die gefittete Gauß-Kurve dargestellt.

Die Verteilungen lassen sich gut durch Gauß-Kurven der Form:

$$f(x) = a \cdot \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - \mu}{\sigma} \right)^2 \right]$$

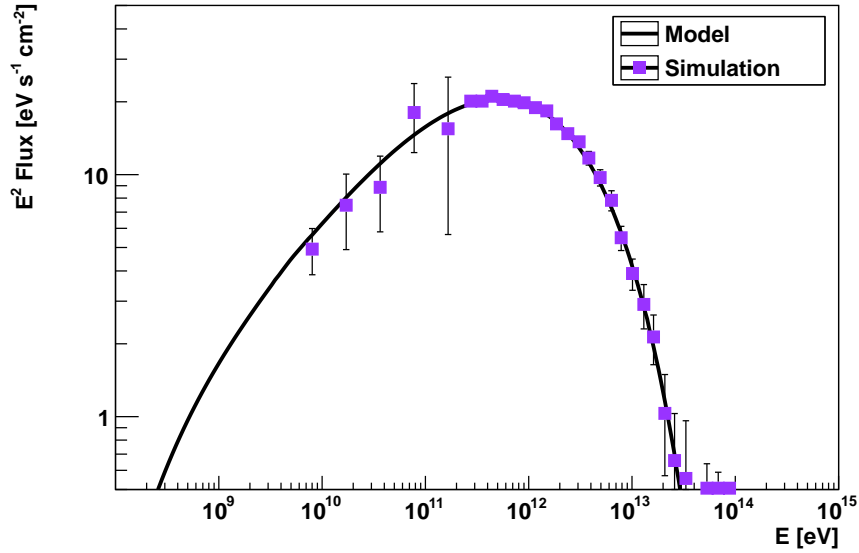
beschreiben. In Tabelle 1 sind die gefitteten Parameter aufgeführt:

**Tabelle 1:** Ergebnisse von Gauß-Fits an Verteilungen im 7. Bin der Simulation. Dabei wurden je 1 000, 10 000 und 100 000 Wiederholungen betrachtet. Aufgeführt sind der Skalierungsfaktor  $a$ , der Mittelwert  $\mu$  und die Standardabweichung  $\sigma$ .

Wdh.	$a$	$\mu$ in $\text{eV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	$\sigma$ in $\text{eV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	$X^2/\text{ndf}$
1 000	$1,34 \cdot 10^2 \pm 0,05 \cdot 10^2$	$20,323 \pm 0,009$	$0,296 \pm 0,007$	10,2/17
10 000	$1,28 \cdot 10^3 \pm 0,02 \cdot 10^3$	$20,302 \pm 0,003$	$0,312 \pm 0,002$	15,1/22
100 000	$1,278 \cdot 10^4 \pm 0,005 \cdot 10^4$	$20,3057 \pm 0,0010$	$0,3121 \pm 0,0007$	29,9/24

Um einen sinnvollen Kompromiss aus aufzuwendender Rechenzeit und wünschenswerter Präzision zu finden, wurde die Anzahl der Wiederholungen so festgelegt, dass der dreifache Fitfehler auf die Standardabweichung  $< 1\%$  sein soll. Dies ist bei 10 000 Wiederholungen der Fall.

In Abbildung 45 sind für alle simulierten Spektrumspunkte die auf diese Art abgeschätzten Fehler eingezeichnet.



**Abbildung 45:** Simulation mit statistischen Fehlern.

Ein Vergleich mit den echten Messwerten, wie sie z. B. in Abbildung 30 dargestellt sind, macht deutlich, dass durch obiges Vorgehen sowohl die Größenordnung, als auch der generelle Trend der Fehler reproduziert werden kann. Dabei wurden keinerlei systematische Fehler berücksichtigt.

The truth is really an ambition which is beyond us.

(Peter Ustinov, quoted in *International Herald Tribune*)

## 6 Ergebnisse der Simulationsstudie

### 6.1 Mittelwerte und Standardabweichungen der Parameter

Um zu untersuchen, wie sich eine Hinzunahme des *Fermi*-Energiebereichs auf die Bestimmung der Fitparameter auswirkt, wurde an die in Kapitel 5 beschriebene Simulation wiederum das dominant hadronische ein-Zonen-Modell angepasst – einmal mit den simulierten Werten im *Fermi*-Energiebereich und einmal ohne deren Berücksichtigung.

Dieses Vorgehen wurde jeweils 1 000 mal wiederholt. Dies stellt einen Kompromiss zwischen der pro individuellem Fit benötigten Rechenzeit von ca. 1,5 h und ausreichender Statistik dar. Aus den Fitresultaten der einzelnen Parameter wurden anschließend deren Mittelwerte berechnet und durch Annahme von Gauß'schen Fehlern die Standardabweichungen abgeschätzt.

**Tabelle 2:** Übersicht über die verschiedenen Fitparameter. Aufgelistet ist deren Einfluss auf Synchrotron- und  $\pi^0$ -Peak im dominant hadronischen ein-Zonen-Modell (Pfeile kennzeichnen die Verschiebung des Peak-Maximums) und der im best-fit Modell verwendete Parametersatz. Des Weiteren sind Mittelwerte und Standardabweichungen von je 1 000 Simulationen angegeben, jeweils mit den simulierten *Fermi*-Messwerten und ohne [an einigen Stellen wurde auf Beachtung der gültigen Ziffern zugunsten besserer Vergleichbarkeit verzichtet].

Parameter	Einfluss	best-fit Modell	Simulation mit <i>Fermi</i>	Simulation ohne <i>Fermi</i>
$d$ in $10^2$ pc	$\uparrow \uparrow$	8,3	8,8 $\pm$ 0,7	8,6 $\pm$ 1,1
$R$ in pc	$- \uparrow$	6,8	3,7 $\pm$ 2,2	4,3 $\pm$ 2,5
$r$ in pc	$- \uparrow$	1,21	1,45 $\pm$ 0,92	1,71 $\pm$ 0,96
$B$ in $\mu\text{G}$	$\uparrow -$	27,2	34,9 $\pm$ 1,6	35,2 $\pm$ 2,2
$E_{\text{tot}}$ in $10^{53}$ erg	$\uparrow \uparrow$	1,1	1,1 $\pm$ 0,2	1,1 $\pm$ 0,4
$\Gamma$	$\angle \angle$	-1,497	-1,623 $\pm$ 0,017	-1,670 $\pm$ 0,025
$\rho_0$ in $10^4 \text{ m}^{-3}$	$- \uparrow$	5,0	5,3 $\pm$ 2,5	4,7 $\pm$ 2,9
$E_{\text{max}}$ in TeV	$\nearrow \nearrow$	17,4	16,4 $\pm$ 0,4	16,7 $\pm$ 0,6

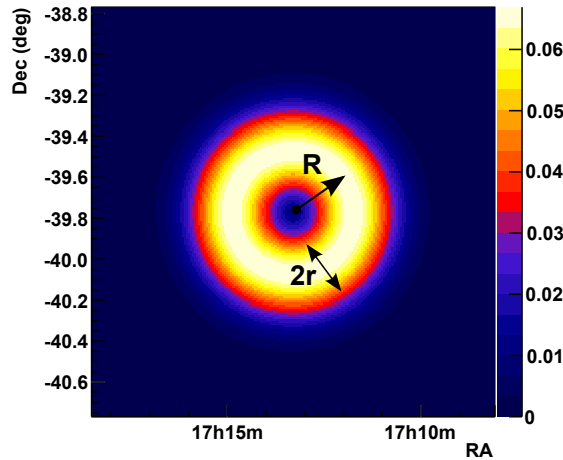
Wie in Tabelle 2 zu sehen, sind innerhalb von  $3\sigma$  die Mittelwerte der Simulationen mit den Parametern des best-fit Modells größtenteils vereinbar. Eine gewisse Abweichung lässt sich auch dadurch erklären, dass bei den Simulationen die Spektrums-Punkte gleichmäßig nach oben und

unten streuen (vgl. Kapitel 5.2). Wie in Kapitel 4.2 gezeigt, ist der Einfluss der verschiedenen Parameter aber nicht in allen Fällen in beiden Richtungen symmetrisch. Das kann dazu führen, dass best-fit Modell und Mittelwerte der Simulationen nicht genau übereinstimmen. Selbiges Verhalten zeigt sich auch, wenn die Gesamtzahl der simulierten Ereignisse bei den Simulationen konstant gehalten wird und die Energieauflösung nicht berücksichtigt wird.

Auch muss bedacht werden, dass, wie in Kapitel 6.2 noch ausführlich dargelegt, die Parameter untereinander korreliert sind. Wenn nur ein Parameter angepasst wird, während die anderen auf die Werte des best-fit Modells festgesetzt sind, so reproduziert der Mittelwert das Ergebnis des best-fit Modells. Für das Beispiel des spektralen Index ist der Mittelwert von Simulationen mit dem *Fermi*-Energiebereich  $\Gamma_{\text{mit}} = -1,49819 \pm 6,9 \cdot 10^{-5}$  und ohne  $\Gamma_{\text{ohne}} = -1,49818 \pm 7,3 \cdot 10^{-5}$ .

### Einordnung der Fitergebnisse

Für die Entfernung von RX J1713.7–3946 ist die Annahme von 1,1 kpc am verbreitetsten. Sie wird durch ASCA-Messungen der Säulendichte [Koyama et al., 1997] gestützt und ist konsistent mit Messungen von XMM-Newton [Cassam-Chenaï et al., 2004] oder NANTEN [Fukui et al., 2003]. Auch die Assoziation mit der historischen Supernova SN 393 von Wang et al. (1997) passt zu dieser Entfernung. Demgegenüber sind die gefitteten Parameter etwas zu klein. Allerdings fungiert die Entfernung, wie auch die Gesamtenergie der Protonen, als ein Skalierungsfaktor für das Modell, d.h. ein zu niedriger Wert für die Entfernung kann durch eine umso größere Gesamtenergie ausgeglichen werden.



**Abbildung 46:** Morphologie-Fit einer ringförmigen Gauß-Funktion an die H.E.S.S.-Daten. Für den Radius der Schale ergab sich ein Fitwert von  $R = 0^{\circ}302 \pm 0^{\circ}003$  und  $r = 0^{\circ}153 \pm 0^{\circ}003$ .

Um die Parameter Schalengröße und -dicke einzuordnen zu können, wurde die Morphologie untersucht. Dazu wurde an die Analyse-Ergebnisse, wie sie in Abbildung 17 zu sehen sind, eine ringförmige Gauß-Funktion der Form

$$L(x, y) = L_0 \times \exp \left[ \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma^2} \right]$$

gefittet. Das Fitergebnis ist in Abbildung 46 dargestellt. Daraus ergab sich ein Radius von  $R = 0^{\circ}302 \pm 0^{\circ}003$  und eine Dicke von  $r = 0^{\circ}153 \pm 0^{\circ}003$ . Bei einer Entfernung von 1 kpc entspricht dies  $R = (5,27 \pm 0,05)$  pc und  $r = (2,67 \pm 0,05)$  pc. Im Rahmen der relativ großen Fehler der gefitteten Parameter sind deren Ergebnisse vereinbar mit dem Morphologie-Fit.

Ein schwierig zu messender Parameter ist das Magnetfeld. Aus dem Verhältnis von Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung schließen u.a. [Aharonian et al. \(2006b\)](#), [Porter et al. \(2006\)](#) und [Ellison et al. \(2010\)](#) auf ein relativ schwaches mittleres Magnetfeld von  $B = \mathcal{O}(10 \mu\text{G})$ . Aus Filamenten in der *Chandra*-Messung des nordwestlichen Teils von RX J1713.7–3946 leiteten [Uchiyama et al. \(2003\)](#) und [Völk et al. \(2005\)](#) ein Magnetfeld von  $B = 58 \mu\text{G} - \mathcal{O}(100 \mu\text{G})$  her. Nach weiteren Beobachtungen mit *Chandra* schließt [Uchiyama et al. \(2007\)](#) aus der Variabilität der Röntgenemission von lokalen Quellen auf ein Magnetfeld  $> 1 \text{ mG}$ . Damit liegen die Mittelwerte der Simulationen im weiten Bereich der für das Magnetfeld hergeleiteten Werte.

Die gesamte kinetische Energie, die bei einer Supernova-Explosion frei wird, nimmt man standardmäßig mit  $E_{SN} = 10^{51} \text{ erg}$  an. Damit ist klar, dass die gefitteten Werte für die Gesamtenergie der Protonen deutlich zu groß sind. Da aus der Gesamtenergie die Normierungsfaktoren des Protonen- und Elektronen-Spektrums berechnet werden, kann dies mit anderen Skalierungsfaktoren zusammenhängen, wie der zu niedrig bestimmten Entfernung.

Wie in [Acero et al. \(2010\)](#) diskutiert, gibt es aber auch noch einige Effekte, die in einem einfachen ein-Zonen-Modell wie diesem, nicht berücksichtigt sind, welche sich auf die benötigte Gesamtenergie der hadronischen Komponente auswirken.

Aus dem Mangel an thermischer Strahlung in den XMM-Newton Beobachtungen schlossen [Cassam-Chenaï et al. \(2004\)](#) auf eine niedrige Atomdichte des umgebenden Mediums von  $\rho_0 < (0,02 - 0,03) \text{ cm}^{-3}$ . Ein anderes Upper-Limit für die Atomdichte ergibt sich aus der NANTEN-Messung [[Fukui et al., 2003](#)]. Aus dem Fehlen von messbarer CO-Strahlung schließen [Aharonian et al. \(2006b\)](#) auf  $\rho_0 < 2,6 \text{ cm}^{-3}$ . Mit  $\rho_0 \sim 0,05 \text{ cm}^{-3}$  liegen die Mittelwerte der Simulationen deutlich unter letzterem Upper-Limit.

### Standardabweichungen der Parameter

Wie Tabelle 2 zu entnehmen ist, gehen bei allen Parametern die Standardabweichungen zurück, wenn die Simulationen im *Fermi*-Energiebereich ebenfalls beim Fit berücksichtigt werden. Die Veränderungen sind aber nicht bei allen Parametern signifikant.

**Tabelle 3:** Übersicht über die Ergebnisse bei 5 Fitparametern. Aufgelistet ist deren Einfluss auf Synchrotron- und  $\pi^0$ -Peak im dominant hadronischen ein-Zonen-Modell (Pfeile kennzeichnen die Verschiebung des Peak-Maximums) und der im best-fit Modell verwendete Parametersatz. Des Weiteren sind Mittelwerte und Standardabweichungen von je 1 000 Simulationen angegeben, jeweils mit den simulierten *Fermi*-Messwerten und ohne [an einigen Stellen wurde auf Beachtung der gültigen Ziffern zugunsten besserer Vergleichbarkeit verzichtet].

Parameter	Einfluss	best-fit Modell	Simulation mit <i>Fermi</i>	Simulation ohne <i>Fermi</i>
$B$ in $\mu\text{G}$	$\uparrow -$	27,2	34,5 $\pm$ 1,9	34,5 $\pm$ 2,3
$E_{\text{tot}}$ in $10^{53} \text{ erg}$	$\uparrow \uparrow$	1,1	1,4 $\pm$ 0,1	1,5 $\pm$ 0,2
$\Gamma$	$\angle \angle$	-1,497	-1,625 $\pm$ 0,015	-1,669 $\pm$ 0,024
$\rho_0$ in $10^4 \text{ m}^{-3}$	$- \uparrow$	5,0	5,2 $\pm$ 0,3	5,5 $\pm$ 0,4
$E_{\text{max}}$ in TeV	$\nearrow \nearrow$	17,4	16,4 $\pm$ 0,5	16,8 $\pm$ 0,7

Der gleiche Trend zeigt sich auch, wenn für die Fits an die Simulationen einige der Parameter auf deren Wert im best-fit Modell festgesetzt werden [vgl. Tabelle 3].

Durch den Rückgang der Standardabweichungen bei Hinzunahme der Simulationen im *Fermi*-Energiebereich ist zu erkennen, dass zusätzliche Messwerte die Bestimmung der Parameter des dominant hadronischen ein-Zonen-Modells verbessern.

Ein ähnlicher Effekt ergibt sich aber nicht nur bei Hinzunahme von zusätzlichen Punkten im *Fermi*-Energiebereich. Durch Erhöhung der Binzahl in den Simulationen des H.E.S.S.-Energiebereichs ist ebenfalls ein Rückgang der resultierenden Standardabweichungen zu erreichen. Die Binzahl würde sich z. B. durch mehr Beobachtungszeit erhöhen.



## 6.2 Korrelationskoeffizienten

Die in Kapitel 6.1 betrachteten Parameter sind voneinander nicht unabhängig, so dass auch ein Blick auf deren Korrelationskoeffizienten interessant ist.

Dazu wird jeweils eine Kombination zweier Parameter  $a$  und  $b$  betrachtet. Für diese werden Gauß'sche Fehler angenommen und die Kovarianz zu

$$\text{Cov}(a, b) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (a_i - \bar{a})(b_i - \bar{b})$$

abgeschätzt, wobei  $\bar{a}$  für den Mittelwert des Parameters steht. Zusammen mit der Varianz von  $a$  und  $b$  lässt sich daraus der Korrelationskoeffizient

$$\rho(a, b) := \frac{\text{Cov}(a, b)}{\sqrt{\text{Var}(a)} \cdot \sqrt{\text{Var}(b)}}$$

bestimmen. Nachfolgend sind die Korrelationskoeffizienten für Simulationen mit und ohne *Fermi*-Energiebereich in Matrixschreibweise aufgelistet:

$$\rho_{\text{mit}}(a, b) = \begin{pmatrix} 1 & 0,103 & 0,002 & 0,322 & 0,823 & 0,224 & 0,073 & 0,354 \\ -0,103 & 1 & 0,532 & 0,182 & 0,014 & 0,018 & 0,083 & 0,185 \\ -0,002 & 0,532 & 1 & 0,086 & 0,025 & 0,073 & 0,611 & 0,062 \\ 0,322 & 0,182 & 0,086 & 1 & 0,170 & 0,236 & 0,237 & 0,945 \\ 0,823 & 0,014 & 0,025 & 0,170 & 1 & 0,123 & 0,015 & 0,192 \\ 0,224 & 0,018 & 0,073 & 0,236 & 0,123 & 1 & 0,089 & 0,527 \\ 0,073 & 0,083 & 0,611 & 0,237 & 0,015 & 0,089 & 1 & 0,183 \\ -0,354 & 0,185 & 0,062 & 0,945 & 0,192 & 0,527 & 0,183 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\rho_{\text{ohne}}(a, b) = \begin{pmatrix} 1 & -0,130 & 0,100 & 0,231 & 0,860 & 0,182 & 0,058 & 0,247 \\ -0,130 & 1 & 0,508 & 0,334 & 0,005 & 0,044 & 0,194 & 0,311 \\ 0,100 & 0,508 & 1 & 0,008 & 0,094 & 0,095 & 0,644 & 0,010 \\ 0,231 & 0,334 & 0,008 & 1 & 0,213 & 0,435 & 0,117 & 0,961 \\ 0,860 & 0,005 & 0,094 & 0,213 & 1 & 0,162 & 0,020 & 0,229 \\ 0,182 & 0,044 & 0,095 & 0,435 & 0,162 & 1 & 0,029 & 0,656 \\ 0,058 & 0,194 & 0,644 & 0,117 & 0,020 & 0,029 & 1 & 0,098 \\ -0,247 & 0,311 & 0,010 & 0,961 & 0,229 & 0,659 & 0,098 & 1 \end{pmatrix}$$

Die Reihenfolge der Zeilen und Spalten ist hierbei identisch mit der Auflistung der Parameter in Tabelle 2.

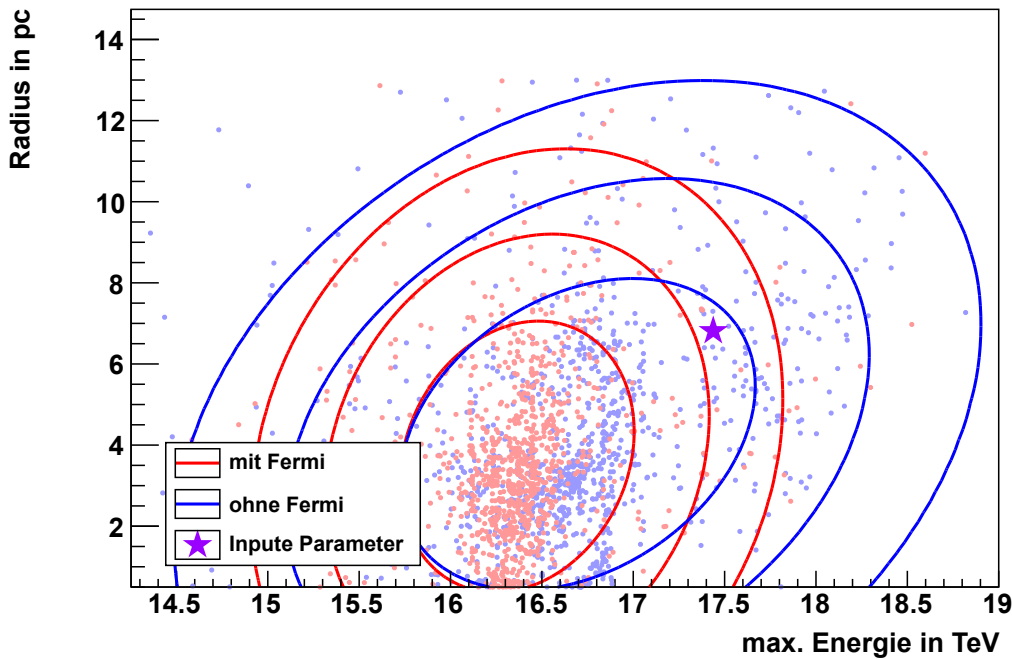
Allein der Vergleich der beiden Matrizen deutet auf keinen konkreten Effekt durch die Hinzunahme des *Fermi*-Energiebereichs auf die Korrelationskoeffizienten hin. Der Anteil der betragsmäßig zunehmenden Koeffizienten beträgt in etwa 50 %.

Inwiefern die zur Bestimmung der Korrelationskoeffizienten verwendeten Abschätzungen sinnvoll sind, sieht man an der graphischen Darstellung der Fitergebnisse.

Aus den oben berechneten Korrelationskoeffizienten zweier Parameter  $a$  und  $b$  ergibt sich die zweidimensionale Gauß-Funktion

$$p(x, y) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mathbf{cov}(a, b)}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} \bar{a} - x & \bar{b} - y \end{pmatrix} \mathbf{cov}^{-1}(a, b) \begin{pmatrix} \bar{a} - x \\ \bar{b} - y \end{pmatrix}\right)$$

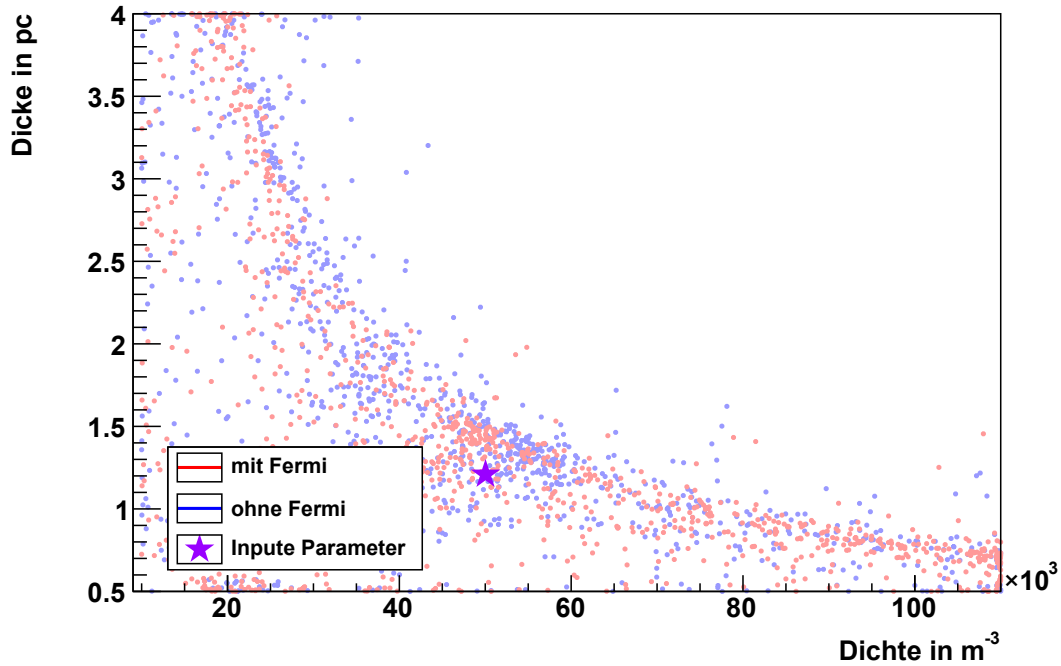
Die Konturen der Konfidenzbereiche wurden so gewählt, dass sie jeweils eine Wahrscheinlichkeit von 68 %, 95 % und 99,7 % beinhalten.



**Abbildung 47:** Fitresultate für die Parameterkombination Schalenradius und Cutoff-Energie des Protonen- und Elektronen-Spektrums. In rot Fits unter Berücksichtigung der Simulationen im *Fermi*-Energiebereich, in blau ohne deren Berücksichtigung. Der Parametersatz des best-fit Modells wird durch den Stern repräsentiert. Zusätzlich sind die zweidimensionalen Konfidenzbereiche unter Verwendung der oben aufgeführten Korrelationskoeffizienten eingezeichnet.

In Abbildung 47 sind die Ergebnisse für den Radius der Schale und die Cutoff-Energie des Protonen- und Elektronen-Spektrums gezeigt. Die berechneten Konfidenzbereiche beschreiben näherungsweise die Verteilung der gefitteten Parameter.

Durch den hier verwendeten Korrelationkoeffizienten wird allerdings nur die lineare Abhängigkeit zwischen den Parametern erfasst, die aber, wie in Abbildung 48 zu sehen ist, z. B. bei den Parametern Schalendicke und Atomdichte nicht gegeben ist.

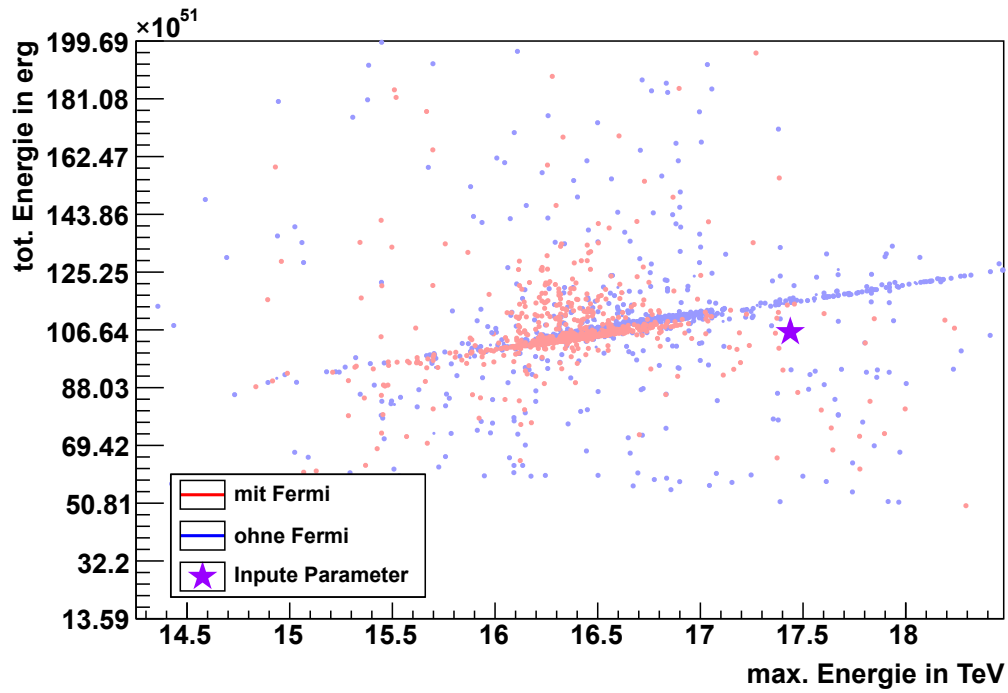


**Abbildung 48:** Fitresultate für die Parameterkombination Atomdichte und Schalendicke. In rot Fits unter Berücksichtigung der Simulationen im *Fermi*-Energiebereich, in blau ohne deren Berücksichtigung. Der Parametersatz des best-fit Modells wird durch den Stern repräsentiert.

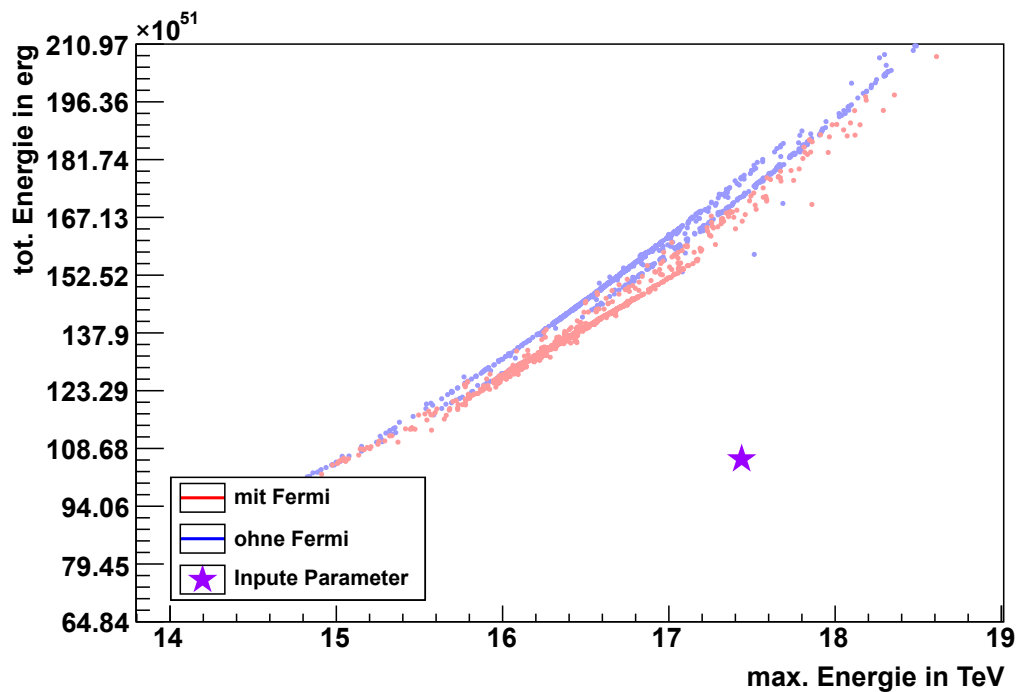
Ein anderer interessanter Aspekt ist, wie sich eine Verringerung der Anzahl an Fitparametern auf die resultierenden Verteilungen auswirkt. Dazu wurden die bereits in Tabelle 3 erwähnten Fits mit nur 5 Parametern als Vergleich herangezogen.

In den Abbildungen 49 und 50 werden als Beispiel die Fitresultate für die Parameter Gesamtenergie der Protonen und Cutoff-Energie des Protonen- und Elektronenspektrums gezeigt, einmal mit allen 8 Parametern, im anderen Fall mit nur 5. Es ist klar zu erkennen, dass durch die Reduktion der Parameterzahl vorhandene Strukturen in den Verteilungen deutlicher zum Vorschein kommen.

Dieses Verhalten zeigt sich auch bei allen anderen Kombinationen der 5 verbleibenden Fitparameter.



**Abbildung 49:** Fitresultate bei 8 Parametern für die Parameterkombination aus Gesamtenergie der Protonen und Cutoff-Energie des Protonen- und Elektronenspektrums. In rot Fits unter Berücksichtigung der Simulationen im *Fermi*-Energiebereich, in blau ohne deren Berücksichtigung. Der Parametersatz des best-fit Modells wird durch den Stern repräsentiert.



**Abbildung 50:** Fitresultate bei 5 Parametern für die Parameterkombination aus Gesamtenergie der Protonen und Cutoff-Energie des Protonen- und Elektronenspektrums. In rot Fits unter Berücksichtigung der Simulationen im *Fermi*-Energiebereich, in blau ohne deren Berücksichtigung. Der Parametersatz des best-fit Modells wird durch den Stern repräsentiert.

Science is a way of trying not to fool yourself. The first principle is that you must not fool yourself, and you are the easiest person to fool.

---

(Richard Feynman, "What is and What Should be the Role of Scientific Culture in Modern Society")

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine modellabhängige Simulationsstudie vorgestellt, mit der untersucht wurde, wie sich eine Berücksichtigung des von *Fermi* gemessenen Spektrums auf die Bestimmung der Modellparameter auswirkt.

Bei dem verwendeten Modell handelt es sich um ein dominant hadronisches ein-Zonen-Modell, in dem ausgehend von einem Protonen- und Elektronen-Spektrum verschiedene  $\gamma$ -Strahlung emittierende Prozesse modelliert werden. Zu diesen Prozessen gehören Synchrotron-Strahlung, inverser Compton-Effekt und  $\pi^0$ -Zerfall. Diese wurden insbesondere in Hinblick auf die Abhängigkeit von verschiedenen Parametern näher untersucht.

Nachdem gezeigt werden konnte, dass sich die spektrale Energieverteilung des Supernova-Überrests RX J1713.7–3946 über den gesamten Wellenlängenbereich von Radio- bis zur  $\gamma$ -Strahlung mit diesem einfachen Modell beschreiben lässt, diente dies als Grundlage für Simulationen des  $\gamma$ -Strahlungs-Spektrums.

Durch diese Simulationen konnte systematisch untersucht werden, wie sich eine Hinzunahme simulierter *Fermi*-Messwerte auf die Bestimmung der Modellparameter auswirkt. Als Ergebnis lässt sich sagen, dass sich bei allen betrachteten Parametern die Standardabweichung verringert. Dies macht die Anpassung des Modells an Messwerte stabiler, wodurch Parameter besser bestimmt werden können.

Auch die Korrelationskoeffizienten zwischen den Parametern wurden betrachtet. An dieser Stelle ist mit den vorliegenden Daten kein eindeutiger Einfluss durch Hinzunahme der simulierten *Fermi*-Messwerte erkennbar.

Über den Rahmen dieser Arbeit hinaus, werden die Abhängigkeiten der Parameter weiter untersucht werden, um so z. B. aussagen zu können, welche Korrelationen intrinsisch im Modell vorhanden sind und bei welchen Parameterkombinationen überhaupt Änderungen zu erwarten sind. Mit diesen Informationen sollte auch eine konkretere Aussage über die Korrelationskoeffizienten möglich sein.

Als weiterer Ausblick sei gesagt, dass es noch eine ganze Reihe anderer Ansatzpunkten gibt, die sich für weitere Untersuchungen anbieten.

Bei der Modellierung der SED wurde der betrachtete Parameterraum auf 8 Parameter eingegrenzt. Es ist aber sicherlich auch interessant, wie sich zusätzliche Parameter auswirken, z. B. das Verhältnis von Protonen zu Elektronen oder die bei der Supernova-Explosion ausgestoßene Masse. Dabei soll nicht versucht werden, die SED durch beliebig viele freie Parameter möglichst genau zu beschreiben. Vielmehr ist fraglich, ob sich durch eine konkrete Anpassung dieser Werte auf RX J1713.7–3946 nicht für manch andere Parameter Werte ergeben, die besser mit Messungen verträglich sind. Dabei sei insbesondere an die sehr hohe Gesamtenergie gedacht, die im gezeigten Modell zur Beschreibung der Messwerte erforderlich ist.

Neben den in dieser Arbeit betrachteten Messwerten von ATCA, *Suzaku*, *Fermi* und H.E.S.S. gibt es in verschiedenen Wellenlängenbereichen noch eine ganze Reihe anderer Observatorien, die den Supernova-Überrest RX J1713.7–3946 beobachtet haben. Deren zusätzlichen Messdaten können sich auch positiv auf die Bestimmung der Modellparameter auswirken.

In Hinblick auf eine Übertragbarkeit der Resultate auf andere Quellen ist es sicherlich erforderlich den Einfluss des Energiebereichs zu untersuchen, da der bei RX J1713.7–3946 abgedeckte Energiebereich überdurchschnittlich groß ist.

In dieser Arbeit wurde das Modell an Datenpunkte gefittet, die sich ihrerseits aus Spektrum-Fits und verschiedenen Modellen der einzelnen Beobachtungsinstrumente ergeben. Probleme die aus diesem Vorgehen resultieren, ließen sich durch einen gemeinsamen Spektrums-Fit vermeiden.







# Anhang



---

Colour is the place where our brain and the universe meet. That's why colour appears so entirely dramatic.

---

(Paul Cézanne, quoted in Joachim Gasque "What he told me - The motif")

## Literaturverzeichnis

- Abdo, A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. The On-Orbit Calibration of the *Fermi* Large Area Telescope. *Astroparticle Physics*, 32:193–219, Okt. 2009. doi: [10.1016/j.astropartphys.2009.08.002](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.08.002).
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. *Fermi* Large Area Telescope First Source Catalog. *The Astrophysical Journal Supplement*, 188:405–436, Juni 2010. doi: [10.1088/0067-0049/188/2/405](https://doi.org/10.1088/0067-0049/188/2/405).
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. Observations of the Young Supernova Remnant RX J1713.7–3946 with the *Fermi* Large Area Telescope. *The Astrophysical Journal*, 734:28, Juni 2011. doi: [10.1088/0004-637X/734/1/28](https://doi.org/10.1088/0004-637X/734/1/28).
- Acero, F., Ballet, J., Decourchelle, A., et al. A joint Spectro-Imaging Analysis of the XMM-Newton and H.E.S.S. Observations of the Supernova Remnant RX J1713.7–3946. *Astronomy & Astrophysics*, 505:157–167, Okt. 2009. doi: [10.1051/0004-6361/200811556](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811556).
- Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. First Detection of VHE  $\gamma$ -Rays from SN 1006 by H.E.S.S.. *Astronomy & Astrophysics*, 516:A62, Juni 2010. doi: [10.1051/0004-6361/200913916](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913916).
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S.. *Astronomy & Astrophysics*, 457:899–915, Okt. 2006a. doi: [10.1051/0004-6361:20065351](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065351).
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. A Detailed Spectral and Morphological Study of the Gamma-Ray Supernova Remnant RX J1713.7–3946 with H.E.S.S.. *Astronomy & Astrophysics*, 449:223–242, Apr. 2006b. doi: [10.1051/0004-6361:20054279](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054279).
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. Primary Particle Acceleration above 100 TeV in the Shell-Type Supernova Remnant RX J1713.7–3946 with deep H.E.S.S. Observations. *Astronomy & Astrophysics*, 464:235–243, März 2007a. doi: [10.1051/0004-6361:20066381](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066381).
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. H.E.S.S. Observations of the Supernova Remnant RX J0852.0–4622: Shell-Type Morphology and Spectrum of a Widely Extended Very High Energy Gamma-Ray Source. *The Astrophysical Journal*, 661:236–249, Mai 2007b. doi: [10.1086/512603](https://doi.org/10.1086/512603).

- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. The Large Area Telescope on the *Fermi* Gamma-Ray Space Telescope Mission. *The Astrophysical Journal*, 697:1071–1102, Juni 2009. doi: [10.1088/0004-637X/697/2/1071](https://doi.org/10.1088/0004-637X/697/2/1071).
- Berge, D. A Detailed Study of the Gamma-Ray Supernova Remnant RX J1713.7–3946 with H.E.S.S., 2006.
- Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. Background Modelling in Very-High-Energy  $\gamma$ -Ray Astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, 466:1219–1229, Mai 2007. doi: [10.1051/0004-6361:20066674](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066674).
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics*, 42: 237–271, Apr. 1970. doi: [10.1103/RevModPhys.42.237](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.42.237).
- Cassam-Chenaï, G., Decourchelle, A., Ballet, J., et al. XMM-Newton Observations of the Supernova Remnant RX J1713.7–3946 and its Central Source. *Astronomy & Astrophysics*, 427:199–216, Nov. 2004. doi: [10.1051/0004-6361:20041154](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041154).
- Drury, L. O., Markiewicz, W. J., & Völk, H. J. Simplified Models for the Evolution of Supernova Remnants Including Particle Acceleration. *Astronomy & Astrophysics*, 225:179–191, Nov. 1989.
- Ellison, D. C., Patnaude, D. J., Slane, P., & Raymond, J. Efficient Cosmic Ray Acceleration, Hydrodynamics, and Self-Consistent Thermal X-Ray Emission Applied to Supernova Remnant RX J1713.7–3946. *The Astrophysical Journal*, 712:287–293, März 2010. doi: [10.1088/0004-637X/712/1/287](https://doi.org/10.1088/0004-637X/712/1/287).
- Fermi* Website. [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/GLAST/main/index.html](http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/main/index.html).
- Fesen, R. A., Kremer, R., Patnaude, D., & Milisavljevic, D. The SN 393 – SNR RX J1713.7–3946 (G347.3–0.5) Connection. *The Astronomical Journal*, 143:27, Feb. 2012. doi: [10.1088/0004-6256/143/2/27](https://doi.org/10.1088/0004-6256/143/2/27).
- Fletcher, R. S., Gaisser, T. K., Lipari, P., & Stanev, T. SIBYLL: An Event Generator for Simulation of High Energy Cosmic Ray Cascades. *Physical Review D*, 50:5710–5731, Nov. 1994. doi: [10.1103/PhysRevD.50.5710](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.50.5710).
- Frater, R. H., Brooks, J. W., & Whiteoak, J. B. The Australia Telescope - Overview. *Journal of Electrical and Electronics Engineering Australia*, 12:103–112, Juni 1992.
- Fukui, Y., Moriguchi, Y., Tamura, K., et al. Discovery of Interacting Molecular Gas toward the TeV Gamma-Ray Peak of the SNR G347.3–0.5. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 55:L61–L64, Okt. 2003.
- Hauser, M. G. & Dwek, E. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 39:249–307, 2001. doi: [10.1146/annurev.astro.39.1.249](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.39.1.249).
- 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. *Physical Review D*, 74(3):034018, Aug. 2006. doi: [10.1103/PhysRevD.74.034018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.034018).
- Koyama, K., Kinugasa, K., Matsuzaki, K., et al. Discovery of Non-Thermal X-Rays from the Northwest Shell of the New SNR RX J1713.7–3946: The Second SN 1006? *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 49:L7–L11, Juni 1997.

- Lazendic, J. S., Slane, P. O., Gaensler, B. M., et al. A High-Resolution Study of Nonthermal Radio and X-Ray Emission from Supernova Remnant G347.3–0.5. *The Astrophysical Journal*, 602:271–285, Feb. 2004. doi: [10.1086/380956](https://doi.org/10.1086/380956).
- Longair, M. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011. ISBN 0-521-75618-1.
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. The X-Ray Observatory Suzaku. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 59:1–7, Jan. 2007.
- Muraishi, H., Tanimori, T., Yanagita, S., et al. Evidence for TeV Gamma-Ray Emission from the Shell Type SNR RX J1713.7–3946. *Astronomy & Astrophysics*, 354:L57–L61, Feb. 2000.
- Nakamura, K., Hagiwara, K., Hikasa, K., et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 37(7):075021, Juli 2010. doi: [10.1088/0954-3899/37/7A/075021](https://doi.org/10.1088/0954-3899/37/7A/075021).
- de Naurois, M. & Rolland, L. A High Performance Likelihood Reconstruction of  $\gamma$ -Rays for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Astroparticle Physics*, 32:231–252, Dez. 2009. doi: [10.1016/j.astropartphys.2009.09.001](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.09.001).
- Pfeffermann, E. & Aschenbach, B. ROSAT Observation of a New Supernova Remnant in the Constellation Scorpius. In H. U. Zimmermann, J. Trümper, & H. Yorke, *Röntgenstrahlung from the Universe*, 267–268, Feb. 1996.
- Platnauer, M. *Claudian*. Nummer 1 von The Loeb Classical Library. W. Heinemann, 1922.
- Porter, T. A., Moskalenko, I. V., & Strong, A. W. Inverse Compton Emission from Galactic Supernova Remnants: Effect of the Interstellar Radiation Field. *The Astrophysical Journal Letters*, 648:L29–L32, Sep. 2006. doi: [10.1086/507770](https://doi.org/10.1086/507770).
- Ramsey, J. *A Descriptive Catalogue of Greco-Roman Comets from 500 B.C. to A.D. 400*. Nummer 17 von Syllecta Classica. The University of Iowa, Department of Classics, 2006.
- Rybicki, G. & Lightman, A. *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley-VCH, 1979. ISBN 0-471-82759-7.
- Slane, P., Gaensler, B. M., Dame, T. M., et al. Nonthermal X-Ray Emission from the Shell-Type Supernova Remnant G347.3–0.5. *The Astrophysical Journal*, 525:357–367, Nov. 1999. doi: [10.1086/307893](https://doi.org/10.1086/307893).
- Tanaka, T., Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., et al. Study of Nonthermal Emission from SNR RX J1713.7–3946 with Suzaku. *The Astrophysical Journal*, 685:988–1004, Okt. 2008. doi: [10.1086/591020](https://doi.org/10.1086/591020).
- Truelove, J. K. & McKee, C. F. Evolution of Nonradiative Supernova Remnants. *The Astrophysical Journal Supplement*, 120:299–326, Feb. 1999. doi: [10.1086/313176](https://doi.org/10.1086/313176).
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., & Takahashi, T. Fine-Structure in the Nonthermal X-Ray Emission of SNR RX J1713.7–3946 Revealed by Chandra. *Astronomy & Astrophysics*, 400: 567–574, März 2003. doi: [10.1051/0004-6361:20021824](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021824).
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., & Maeda, Y. Extremely Fast Acceleration of Cosmic Rays in a Supernova Remnant. *Nature*, 449:576–578, Okt. 2007. doi: [10.1038/nature06210](https://doi.org/10.1038/nature06210).

- Völk, H. J., Berezhko, E. G., & Ksenofontov, L. T. Magnetic Field Amplification in Tycho and other Shell-Type Supernova Remnants. *Astronomy & Astrophysics*, 433:229–240, April 2005. doi: [10.1051/0004-6361:20042015](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042015).
- Wang, Z. R., Qu, Q.-Y., & Chen, Y. Is RX J1713.7–3946 the Remnant of the AD393 Guest Star? *Astronomy & Astrophysics*, 318:L59–L61, Feb. 1997.







The stone unhewn and cold  
Becomes a living mould,  
The more the marble wastes  
The more the statue grows.

---

*(Michelangelo Buonarroti , Sonnet)*

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Leuten herzlich bedanken die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

- ✧ Insbesondere bedanken möchte ich mich bei Prof. Christian Stegmann für die Möglichkeit meine Masterarbeit bei der H.E.S.S.-Gruppe in Erlangen anzufertigen und der Stellung eines interessanten und hochaktuellen Themas.
- ✧ Darüber hinaus möchte ich mich bei Dr. Ira Jung für die Betreuung in Erlangen bedanken, sowie für ihre stetige Hilfsbereitschaft, dem Korrekturlesen dieser Arbeit und der Geduld die sie bis zum Abschluss dieser Arbeit zeigte.
- ✧ Weiterhin gilt ein großer Dank Sebastian Heinz, der sich bei Fragen und Problemen immer Zeit genommen hat und hilfreiche Antworten parat hatte. Auch für das Korrekturlesen dieser Arbeit und den guten Kommentare sei gedankt.
- ✧ Nicht zu vergessen sei die SNR-Subgroup, deren wöchentliche Meetings immer wieder zu interessanten Diskussionen führten
- ✧ Ich danke auch der gesamten H.E.S.S.-Arbeitsgruppe für die angenehme Arbeitsatmosphäre, ihre Hilfsbereitschaft, den unterhaltsamen Kaffeepausen und einem Jahr, das wie im Flug vergangen ist.
- ✧ Zum Schluss danke ich meiner Familie und meinen Freunden für ihre großartige Unterstützung und die Geduld, die sie mit mir hatten.
- ✧ Und nicht zu vergessen meine liebe Katze Tippy, die mich seit der ersten Klasse begleitet und mir auch beim Schreiben dieser Masterarbeit stets vor dem Computer Gesellschaft geleistet hat.



You must also have a sense of when to stop.

---

*(Garry Kasparov, "How Life Imitates Chess")*

## Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 30. März 2012

Susanne Raab