

INAUGURAL-DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Johannes King M. Sc.
aus Osnabrück

Tag der mündlichen Prüfung: 09.02.2018

HOCHENERGETISCHE GAMMASTRAHLUNG AUS DEM
GALAKTISCHEN ZENTRUM

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann
Prof. Dr. Stefan Wagner

So eine Arbeit wird eigentlich nie fertig,
man muß sie für fertig erklären,
wenn man nach Zeit und Umständen
das möglichste getan hat.

— Johann Wolfgang von Goethe —

ZUSAMMENFASSUNG

Beobachtungen bei allen Wellenlängen haben eine Vielzahl von hoch-energetischen Prozessen aufgedeckt, die mit dem supermassereichen schwarzen Loch im Zentrum unserer Galaxie zusammenhängen. Die Gammaastronomie steuert Messungen mit satellitenbasierten und erdgebundenen Teleskopen, wie dem Fermi-LAT und HESS, bei. Diese Messungen können wichtige Beiträge zur Beantwortung einiger zentraler Fragen liefern. Die Gammaquelle HESS J1745-290 ist möglicherweise ein Produkt der Beschleunigung von kosmischer Strahlung zu PeV-Energien und wird daher in dieser Arbeit mit dem HESS II-Array untersucht, das das größte existierende Čerenkov-Teleskop enthält. Dabei werden Photonen mit einer Energie von unter 100 GeV gemessen. Außerdem ist das Galaktische Zentrum ein vielversprechendes Ziel für indirekte Suchen nach dunkler Materie. Eine solche Suche wird in dieser Arbeit basierend auf HESS- und Fermi-LAT-Daten durchgeführt. Da die Winkelauflösung der aktuellen Instrumente in der Gammaastronomie limitiert ist, sind Spektralanalysen oft das einzige Werkzeug zur Untersuchung von Gamma-Quellen. Daher werden in dieser Arbeit Studien durchgeführt, um zu klären, welche Analysemethoden zu verzerrten Parameterschätzern führen können.

ABSTRACT

Multi-wavelength observations of the centre of our Galaxy have revealed a number of energetic processes that are related to the central supermassive black hole. Gamma-ray astronomy contributes to these observations with measurements from satellite and ground based instruments such as Fermi-LAT and HESS. These measurements can make important contributions towards answering some of the key open questions. An analysis of the source HESS J1745-290, potentially linked to acceleration of cosmic rays to PeV-energies, is presented in this thesis. The analysis is performed using the HESS II array, which includes the largest existing Cherenkov telescope, in order to measure photon energies below 100 GeV. Furthermore, the Galactic centre is a promising target for indirect dark matter searches. Such a search is performed in this thesis based on HESS and Fermi-LAT data. Due to the limited angular resolution of current instruments in gamma-ray astronomy, spectral analysis is often the only tool for the investigation of gamma-ray sources. Therefore this thesis includes studies to test which spectral analysis methods can lead to biased parameter estimators.

DANKSAGUNG

Mit der Vollendung meiner Doktorarbeit danke ich allen, die mich auf meinem Weg begleitet haben.

Mein Doktorvater, Prof. Dr. Werner Hofmann, hat mir die Freiheit gelassen, meinen wissenschaftlichen Interessen nachzugehen, und ich danke ihm für die vielen erhellenden Diskussionen. Darüber hinaus habe ich wertvolle Rückmeldungen von meinem *thesis comittee*, bestehend aus Prof. Dr. Stefan Wagner und Prof. Dr. Jim Hinton, erhalten.

Dr. Dan Parsons hat mich in die Analyse von HESS-Daten eingeführt und bei der HESS II-Analyse des Galaktischen Zentrums betreut. Fragen zur Spektralanalyse und den damit verbundenen Studien konnte ich mit Dr. Regis Terrier und Prof. Dr. Christopher van Eldik diskutieren.

Meine Beiträge zu Gammapy waren nur durch den Austausch mit Dr. Christoph Deil und Axel Donath möglich. Allen meinen Kollegen am MPIK gilt mein Dank für eine angenehme, produktive Arbeitsatmosphäre und den regen Austausch in vielen Belangen.

Meinen Freunden aus der Zeit vor meiner Promotion danke ich für ein erfülltes Studium, das mich motiviert hat, eine eigenständige wissenschaftliche Arbeit in Angriff zu nehmen.

Über wissenschaftliche Fragestellungen hinaus hat mir meine Freundin, Hanna Bölting, insbesondere in den schwierigen Phasen meiner Promotion zur Seite gestanden. Meinen Eltern, Ulrike und Dr. Horst King, bin ich für ihre liebevolle Unterstützung, auch während meiner Studien- und Promotionszeit, sehr dankbar.

INHALTSVERZEICHNIS

I	EINFÜHRUNG	1
1	GAMMAASTRONOMIE	3
1.1	Überblick über den Gamma-Himmel	4
1.2	Teleskope	6
2	URSPRUNG DER KOSMISCHEN STRAHLUNG	11
2.1	Teilchenbeschleunigung	13
2.2	Strahlungsmechanismen	15
3	ANNIHILATION DUNKLER MATERIE	19
3.1	Das WIMP-Modell	22
3.2	Experimenteller Nachweis	24
II	SPEKTRALANALYSE	27
4	TECHNISCHE GRUNDLAGEN	29
4.1	Vorhergesagte Ereignisse	30
4.2	Gemessene Daten	35
4.3	Anpassungsstatistiken	39
5	VERZERRUNG VON PARAMETERSCHÄTZERN	49
5.1	Simulationen	50
5.2	Ergebnisse	54
5.3	Schlussfolgerungen	68
III	DAS GALAKTISCHE ZENTRUM	71
6	MULTIWELLENLÄNGEN-ÜBERSICHT	73
6.1	Die zentrale molekulare Zone	74
6.2	Sagittarius A*	83
6.3	HESS J1745-290	86
6.4	Dunkle Materie-Verteilung	92
7	ANALYSE VON HESS J1745-290 MIT H.E.S.S. II	97
7.1	Analyse	98
7.2	Ergebnisse	102
7.3	Schlussfolgerungen	104
8	DUNKLE MATERIE-SUCHE MIT HESS UND FERMI	109
8.1	Analyse	110
8.2	Ergebnisse	115
8.3	Schlussfolgerungen	123
IV	ANHANG	125
A	OFFENE DATENFORMATE	127
B	GAMMAPY	129
	LITERATUR	133

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1	Überblick über den Gamma-Himmel	5	
Abbildung 2	Differentielle Sensitivität verschiedener Gam- mateleskope	7	
Abbildung 3	Funktionsweise von IACTs	9	
Abbildung 4	CR-Spektrum auf der Erde	12	
Abbildung 5	Gammasppektren für verschiedene Primärteil- chen	18	
Abbildung 6	Rotationskurve von NGC 6503	21	
Abbildung 7	Schematische Darstellung des <i>freeze-out</i>	23	
Abbildung 8	Primärer Gammafluss in exemplarischen An- nihilationskanälen	25	
Abbildung 9	HESS-IRFs für <i>run 23523</i>	32	
Abbildung 10	Hintergrundschätzung mit der <i>reflected regions</i> - Methode	36	
Abbildung 11	Beispielhafter Datensatz für eine Beobachtung in der VHE-Gammaastronomie	38	
Abbildung 12	2D-Profil der WStat-Statistik	46	
Abbildung 13	Verteilung der Parameterschätzer in Szenario A	56	
Abbildung 14	Verzerrung als Funktion der wahren Quellpa- rameter in Szenario A	57	
Abbildung 15	Anpassung an die Beobachtung aus Abbildung 11	60	
Abbildung 16	Detaillierter Blick auf die Anpassung aus Ab- bildung 15	61	
Abbildung 17	Anpassungsergebnisse als Funktion der Klas- senbreite in Szenario B	64	
Abbildung 18	Korrelation der Parameterschätzer in Szenario I	66	
Abbildung 19	Verzerrung als Funktion der wahren Quellpa- ramter in Szenario I.	67	
Abbildung 20	Gasverteilung in der CMZ	75	
Abbildung 21	Radioemission in der CMZ	76	
Abbildung 22	Röntgenkarte der GC-Region	77	
Abbildung 23	HE-Karte der GC-Region	79	
Abbildung 24	VHE-Karte der GC-Region	81	
Abbildung 25	VHE-Signifikanzkarte der GC-Region	82	
Abbildung 26	SED von Sgr A*	84	
Abbildung 27	Modellierte SED von G359.05-0.04	88	
Abbildung 28	DM-Profil in der Milchstraße	93	
Abbildung 29	Aktueller Stand der ULs für den Wirkungs- querschnitt von DM-Annihilation	95	

Abbildung 30	<i>Gain</i> -Gradient in der Kamera von CT5	99
Abbildung 31	NSB-Karte der GC-Region	100
Abbildung 32	NSB-Effekte im GC	101
Abbildung 33	Morphologie der GC-Punktquelle	102
Abbildung 34	Spektrum von HESS J1745-290	103
Abbildung 35	Schematischer Überblick der zentralen pc	105
Abbildung 36	SED von HESS J1745-290 bei GeV- bis TeV-Energien	107
Abbildung 37	Fermi-Ereigniskarte mit <i>on</i> -Regionen	111
Abbildung 38	Hintergrundmessung mit HESS	112
Abbildung 39	Vorhergesagte Ereignisse aus DM-Annihilation	114
Abbildung 40	HESS-ULs für den Wirkungsquerschnitt von DM-Annihilation	117
Abbildung 41	Fermi-ULs für den Wirkungsquerschnitt von DM-Annihilation	119
Abbildung 42	Gemessene Fermi Ereignisse im GC-Halo	120
Abbildung 43	Kombinierte-ULs für den Wirkungsquerschnitt von DM-Annihilation	121
Abbildung 44	TS-Kurven für die kombinierte Analyse	122
Abbildung 45	Datenformate in der Gammaastronomie	127
Abbildung 46	Gammapy	130

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1	Strahlungsmechanismen	16
Tabelle 2	Verwendete Notation	36
Tabelle 3	Ergebnisse für alle simulierten Szenarien	55
Tabelle 4	Quellstatistik von HESS J1745-290 mit HESS II	103
Tabelle 5	Gemessene <i>on</i> - und <i>off</i> Ereignisse	116

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

1FIG	erster Fermi-LAT-Punktquellenkatalog der inneren Galaxie
3FGL	dritter Fermi-LAT-Quellkatalog
3FHL	dritter Katalog harter Fermi-Quellen
AGN	Aktiver Galaxienkern (Active Galactic Nucleus)
BH	Schwarzes Loch (Black Hole)
CMB	kosmische Mikrowellenhintergrundstrahlung (Cosmic Microwave Background)
CMZ	zentrale molekulare Zone (Central Molecular Zone)
CND	Circumnuclear Disk
CR	kosmische Strahlung (Cosmic rays)
CTA	Cherenkov Telescope Array
DM	dunkle Materie (Dark Matter)
DSA	diffusive Stoßbeschleunigung (Diffusive Shock Acceleration)
dSph	spheroidale Zwerggalaxie (Dwarf Spheroidal Galaxy)
ECPL	Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall (Exponential Cutoff Power Law)
FITS	Flexible Image Transport System
FoV	Gesichtsfeld (Field of View)
GC	Galaktisches Zentrum (Galactic Centre)
GCL	Galactic Center Lobe
GCRA	Galactic Center Radio Arc
GloC	Kugelsternhaufen (Globular Cluster)
GRB	Gammablitz (Gamma-Ray Burst)

GW	Gravitationswelle (Gravitational Wave)
HE	hohe Energie (High Energy, 10 MeV – 100 GeV)
HESS	High Energy Stereoscopic System
IACT	abbildendes atmosphärisches Čerenkov Teleskop (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope)
IC	inverse Compton (Inverse Compton)
IEM	interstellares Emissionsmodell
IRF	Apparatefunktion (Instrument Response Function)
IR	Infrarot
ISM	interstellares Medium
KN	Klein-Nishina
LAT	Large Area Telescope
LHC	Large Hadron Collider
LOS	Sichtlinie (Line of Sight)
MAGIC	Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes
MC	Monte Carlo
ML	Maximum Likelihood
MSP	Millisekunden-Pulsar
NSB	Nachthimmelhintergrund (Night sky background)
OGIP	Office of Guest Investigator Programs
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Probability Density Function)
PL	Potenzgesetz (Power Law)
PMT	Photoelektronenvervielfacher (Photomultiplier Tube)
PSF	Punktbildfunktion (Point Spread Function)

PWN	Pulsarwind-Nebel
ROI	Analyseregion (Region of Interest)
SED	spektrale Energieverteilung (Spectral Energy Distribution)
SF	Sternentstehung (Star Formation)
SMBH	supermassereiches schwarzes Loch (Supermassive Black Hole)
SM	Standardmodell
SNR	Supernovaüberrest (Supernova Remnant)
SN	Supernova
SSC	Synchrotron-Selbst-Compton
SUSY	Supersymmetrie
UL	obere Grenze (Upper Limit)
UV	Ultraviolett
VERITAS	Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System
VHE	sehr hohe Energie (Very High Energy, > 100 GeV)
WIMP	Weakly Interactive Massive Particle

Teil I

EINFÜHRUNG

Im Folgenden wird ein Überblick über die für diese Arbeit relevanten Grundlagen gegeben. Einem einleitenden Kapitel über die Gammaastronomie, in dem der Fokus auf experimentellen Techniken liegt, folgen zwei Kapitel zu den wissenschaftlichen Fragestellungen, die in dieser Arbeit behandelt werden. Das ist zum einen die Frage nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung bzw. die Suche nach den kosmischen Beschleunigern, die geladene Teilchen zu den höchsten Energien beschleunigen. Dies ist im Kontext dieser Arbeit für die Analyse von HESS J1745-290 in Kapitel 7 relevant. Zum anderen kann hochenergetische Gammastrahlung zum indirekten Nachweis von dunkler Materie dienen. Dieses Thema wird mit einer Suche nach dunkler Materie im Halo des Galaktischen Zentrums in Kapitel 8 wieder aufgegriffen.

GAMMA ASTRONOMIE

Die Gammastrahlen-Astronomie oder auch Gammaastronomie widmet sich der Beobachtung des Universums mittels Photonen bei hohen Energien (High Energy, 10 MeV – 100 GeV, HE) bis sehr hohen Energien (Very High Energy, > 100 GeV, VHE), die in einer Vielzahl von nicht-thermischen Prozessen erzeugt werden. Es handelt sich dabei um die höchstenergetische Form von elektromagnetischer Strahlung, die eng mit der Erforschung der kosmischen Strahlung (Cosmic rays, CRs), den höchstenergetischen Teilchen im Universum, verknüpft ist. Im Gegensatz zu CRs, die auf ihrem Weg zur Erde von Magnetfeldern abgelenkt werden, erreichen Photonen die Erde auf geraden Linien und lassen so Rückschlüsse auf die Orte ihrer Entstehung zu. Seit der ersten Schätzung des Gammaflusses aus verschiedenen Quellen durch Morrison (1958) hat die Gammaastronomie eine erstaunliche Entwicklung durchlaufen und ist heute eine etablierte astronomische Disziplin.

Da die Erdatmosphäre für Gamma-Photonen intransparent ist, waren es in den 1960er Jahren satellitengebundene Teleskope wie Explorer XI, die die ersten Gamma-Photonen aus dem All detektierten (Kraushaar und Clark, 1962). Es gab zu dieser Zeit aber bereits Überlegungen, Gamma-Photonen über Sekundärteilchen, die bei Wechselwirkungen in der Atmosphäre entstehen, von der Erde aus zu detektieren (Galbraith und Jelley, 1953; Jelley und Porter, 1963). Es dauerte aber noch gut 30 Jahre, bis Whipple den Krebsnebel als erste Gammaquelle vom Boden aus nachweisen konnte (Weekes u. a., 1989). Kurz darauf folgte die Entdeckung der ersten extragalaktischen Quelle, Markarian 421 (Punch u. a., 1992). Die erste erfolgreiche Beobachtung des Galaktischen Zentrums (Galactic Centre, GC) wurde im Jahr 2004 von CANGAROO durchgeführt (Tsuchiya u. a., 2004).

Mittlerweile hat das Large Area Telescope (LAT) an Bord des Fermi Satelliten über 3000 Gammaquellen bei HE identifiziert. Das High Energy Stereoscopic System (HESS) hat über 100 Quellen bei VHE nachgewiesen. Dieses Kapitel gibt zunächst einen Überblick über unser aktuelles Verständnis des Gamma-Himmels und geht dann näher auf experimentelle Techniken ein. Neuere Übersichtsartikel zu diesen Themen wurden z. B. von Hinton und Hofmann (2009), de Naurois (2012), Rieger u. a. (2013), de Naurois und Mazin (2015), Funk (2015) und Degrange und Fontaine (2015) verfasst.

1.1 ÜBERBLICK ÜBER DEN GAMMA-HIMMEL

Hochenergetische Gammastrahlung wurde auf einer Vielzahl von astronomischen Skalen detektiert, von kompakten Objekten wie Neutronensternen bis zu Aktiven Galaxienkernen (Active Galactic Nuclei, AGN) in fernen Galaxien. Abbildung 1 gibt einen Überblick über den Gamma-Himmel. Neben einem Band diffuser Emission, das durch die Wechselwirkung von CRs mit interstellarem Gas und Staub entsteht, sind zahlreiche einzelne Quellen auszumachen. Da die diffuse Emission ein weiches Spektrum aufweist als die meisten Quellen, bei höheren Energien also weniger Photonen emittiert, ist das Bild des Gamma-Himmels energieabhängig, was in Kapitel 6 am Beispiel der GC-Region näher erläutert wird.

Bei großen Latituden sind die in Abbildung 1 gezeigten Punktquellen extragalaktischen Ursprungs, vornehmlich AGN, supermassereiche schwarze Löcher (Supermassive Black Holes, SMBHs), die große Mengen an interstellarem Material akkretieren und teilweise kollimiert in Form von *jets* ins All schleudern. Eine Übersicht über HE- bzw. VHE-Beobachtungen von AGN sind bei Madejski und Sikora (2016) und Stawarz (2013) zu finden.

Abbildung 1 offenbart aber auch Quellen in der Galaktischen Ebene, die teilweise nur wenige kpc entfernt sind. Einige dieser Quellen sind ausgedehnt, was auf Emissionsregionen $\mathcal{O}(10 \text{ pc})$ schließen lässt. Galaktische Quellen lassen sich in verschiedene Klassen einteilen: Supernovaüberreste (Supernova Remnants, SNRs), Pulsare mit assoziiertem Pulsarwind-Nebel (PWN), Binärsysteme sowie unidentifizierte Quellen. All diese Gammaquellen lassen sich im GC beobachten, das im Fokus dieser Arbeit steht. Die GC-Region wird daher in Kapitel 6 separat vorgestellt.

Supernovae (SNe) entstehen entweder durch die thermonukleare Explosion eines akkretierenden weißen Zwerges (Typ Ia) oder durch den Kollaps des Kernes eines massereichen Sterns ($> 8 M_{\odot}$), der am Ende seiner Entwicklung seinen gesamten nuklearen Brennstoff verbraucht hat (*core-collapse*). Dabei entsteht eine Stoßwelle, die sich ins interstellare Medium (ISM) ausbreitet und dabei Teilchenbeschleunigung bis zu 10^{14} eV bewirkt, wie Kapitel 2.1 beschrieben.

SNRs sind etablierte Quellen von HE- und VHE-Emission, die durch hadronische Wechselwirkung der beschleunigten Teilchen mit Molekülwolken in der Umgebung oder Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen entsteht (siehe Kapitel 2.2). Man vermutet außerdem, dass SNRs die Quellen der galaktischen CRs sind, die auf der Erde gemessen werden (siehe Kapitel 2). Reynolds (2008) oder Hewitt und Lemoine-Goumard (2015) geben eine Übersicht zu Beobachtungen von SNRs. Ein bekanntes Beispiel ist RX J1713.7-3946, der wohl am besten verstandenen SNR bei VHE (Aharonian u. a., 2004).

Das GC nimmt in der Galaktischen Ebene eine Sonderstellung ein.

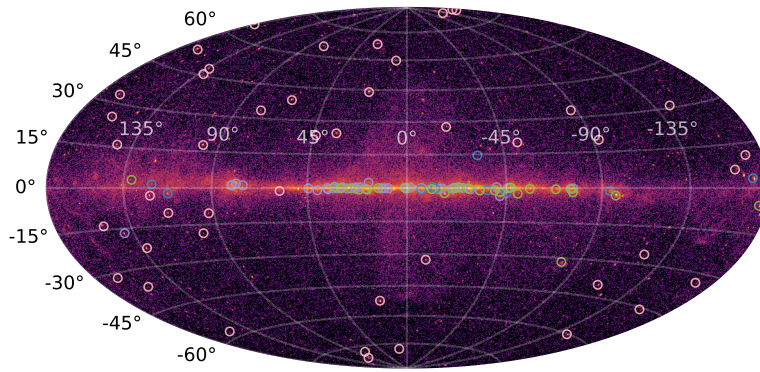


Abbildung 1: Überblick über den Gamma-Himmel. Auf einer Fermi-Ereigniskarte oberhalb von 10 GeV sind VHE-Quellen aus gamma-cat (<http://gamma-cat.readthedocs.io/>) gezeigt. Dazu zählen AGN (pink), PWN (grün), SNRs (blau) und unidentifizierte Quellen (violett). Abbildung nach einer Vorlage von A. Donath, private Kommunikation.

Pulsare sind Neutronensterne, die in einem starken Magnetfeld rotieren, wobei die Rotations- und die Magnetfeldachse nicht parallel sind. Während Pulsare unterhalb von 1 GeV die häufigsten Quellen sind, sind sie bei VHE nicht zu beobachten, weil ihr Spektrum zu schnell abklingt. Eine Übersicht ist bei Caraveo (2014) zu finden.

PWN sind die häufigsten Quellen bei TeV-Energien. Sie werden von in Pulsaren beschleunigten relativistischen Elektronen und Positronen erzeugt. Der Krebsnebel ist ein prominentes Beispiel für einen PWN. Hewitt und Lemoine-Goumard (2015) oder Gaensler und Slane (2006) geben eine detaillierte Einführung zu diesem Thema.

Gammastrahlung kann in Binärsystemen mit einem kompakten Objekt entstehen. Handelt es sich dabei um ein Schwarzes Loch (Black Hole, BH), kommt es zu Akkretion und der Bildung eines *jets*, ähnlich wie in AGN. Eine Einführung ist bei Dubus (2013) zu finden.

Eine Quelle von Gammastrahlung im keV- bis GeV-Bereich, die zuletzt viel Aufmerksamkeit erregt hat, sind Gammablitz (Gamma-Ray Bursts, GRBs). *Short* GRBs, die wenige Sekunden dauern, wurden schon länger mit der Verschmelzung von kompakten Objekten assoziiert (z.B. Metzger und Berger, 2012). Nachdem es der LIGO-Virgo Kollaboration 2015 zum ersten Mal gelungen ist, Gravitationswellen (Gravitational Waves, GWs) zu messen, die bei der Verschmelzung zweier BHs entstanden sind (Abbott u. a., 2016), folgte am 17. August 2017 die Entdeckung eines solchen Signals von der Verschmelzung zweier Neutronensterne (Abbott u. a., 2017). Tatsächlich verzeichneten Fermi und viele andere Teleskope einen *short* GRB als elektromagnetisches Gegenstück zu dem GW-Ereignis (Goldstein u. a., 2017). Die Messung eines GRBs bei VHE ist bisher noch nicht gelungen (Abdalla u. a., 2017b).

GWs eröffnen eine neue Ära der Multi-Messenger-Astronomie.

1.2 TELESKOPE

Die höchsten Photonen-Energien, die je gemessen wurden, liegen im Bereich 100 TeV (Aharonian u. a., 2007). Damit umfasst der für die Gammaastronomie relevante Energiebereich 7 Dekaden. Bei niedrigen Energien emittiert der Krebsnebel 10^{-3} Photonen/cm²/s und bereits eine Detektionsfläche $\mathcal{O}(1 \text{ m}^2)$ ist für eine aussagekräftige Messung ausreichend. Oberhalb von 100 MeV emittiert der Krebsnebel jedoch nur noch 10^{-7} Photonen/cm²/s, was nach größeren Detektionsflächen $\mathcal{O}(10^4 \text{ m}^2)$ verlangt. Aus dem GC erreicht oberhalb von 1 TeV nur 1 Photon/m²/y die Erde.

Satellitenbasierte Detektoren können daher aufgrund ihrer limitierten Größe Gamma-Photonen nur bei HE messen. Bei VHE reicht ihre Detektorfläche nicht mehr aus, sodass man auf indirekte Rekonstruktion der Gamma-Photonen von der Erde aus angewiesen ist. Abbildung 2 illustriert den Sensitivitätsbereich verschiedener Gammateleskope, die im Folgenden näher erläutert werden.

Satellitenbasierte Teleskope beruhen auf der Erzeugung von e^+e^- -Paaren.

Oberhalb von 20 MeV ist Paarerzeugung im Kernfeld die dominante Wechselwirkung von Photonen mit Materie, $\gamma + N \rightarrow N + e^+ + e^-$. Auf diesem Effekt beruhen Paarerzeugungs-Teleskope wie das LAT, das seit 2009 an Bord des Fermi-Satelliten im Energiebereich 0.02-300 GeV operiert (Atwood, 2009). Das LAT besteht aus einem Spurdetektor, der die Bahnen der e^+e^- -Paare aufzeichnet, einem Kalorimeter zur Energiemessung und einem Antikoinzidenz-Detektor, der für die Unterdrückung des CR-Hintergrundes verantwortlich ist.

Der Spurdetektor ist insgesamt eine Strahlungslänge¹ dick und besteht aus 18 Ebenen, von denen jede aus einer Wolfram-Konvertierungsschicht besteht, die von jeweils zwei einseitigen Silikon-Streifendetektoren umgeben ist. Die sensitive Oberfläche des Spurdetektors beträgt 0.95 m². Das Kalorimeter besteht aus insgesamt 1536 CsI(Tl)-Kristallen in acht Schichten und ist 8.6 Strahlungslängen dick, sodass Energien von einigen hundert GeV gemessen werden können. Die Trigger-Rate des Detektors beträgt einige kHz. Etwa 90% der Ereignisse werden noch an Bord des Satelliten als CR-Hintergrund verworfen, sodass nach der Ereignis-Rekonstruktion auf der Erde und zusätzlicher Gamma-Hadron-Separation eine Photonenrate von wenigen Hz verbleibt.

¹ Eine Strahlungslänge ist die charakteristische Längenskala von Paarbildung und Bremsstrahlung in einem Material mit Ordnungszahlen A und Z

$$X_0 = \left(4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} Z^2 \log(183Z^{-\frac{1}{3}}) \right)^{-1}, \quad (1)$$

wobei $\alpha = 137^{-1}$ die Feinstrukturkonstante, r_e der klassische Elektronenradius und N_A die Avogadro-Zahl ist. In Luft verliert ein Elektron durch Bremsstrahlung die Hälfte seiner Energie nach eine Strecke $X = X_0 \log(2)$. Ein typisches Kalorimeter an einem der Detektoren am Large Hadron Collider (LHC) ist etwa $25 X_0$ dick.

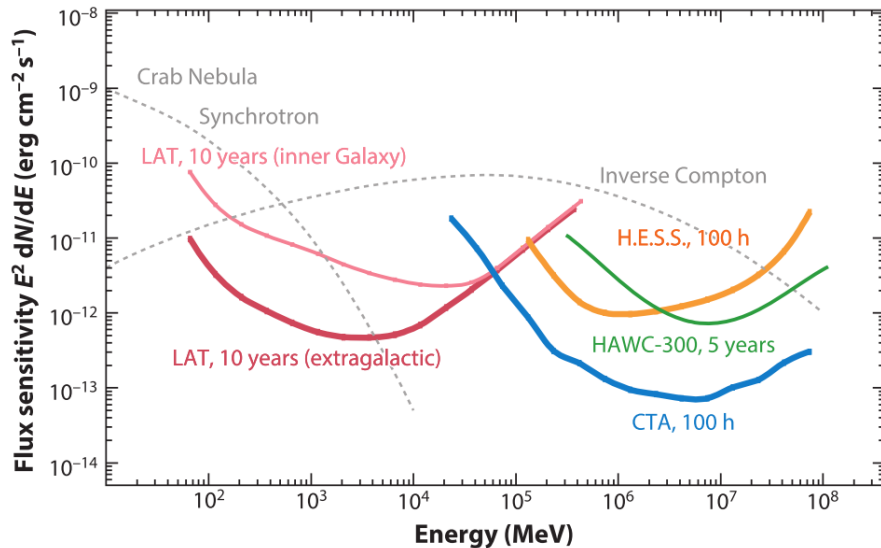


Abbildung 2: Differentielle Sensitivität verschiedener Gammateleskope für eine 5σ -Detektion. Ab etwa 100 GeV sind erdgebundene Teleskope wie HESS sensitiver als das satellitengebundene LAT. Ab 30 TeV haben momentan Wasser-Čerenkov-Detektoren wie HAWK die niedrigste Sensitivität. Mit der Inbetriebnahme von CTA werden oberhalb von 100 GeV um bis zu eine Größenordnung sensitivere Messungen möglich sein als mit aktuellen Experimenten. Für das LAT sind zwei Kurven gezeigt, weil die Sensitivität in verschiedenen Beobachtungsregionen durch den unterschiedlichen Hintergrund variiert. Zum Vergleich ist außerdem das Spektrum des Krebsnebels gezeigt. Abbildung aus Funk (2015).

Das Längenverhältnis des Spurdetektors (Höhe/Breite = 0.4) erlaubt ein großes Gesichtsfeld (Field of View, FoV) von 2.4 sr und dadurch eine einheitliche Belichtung des ganzen Himmels in 3 h (bei Betrieb im sogenannten *tracking mode*). Damit können variable Quellen überwacht und unvorhergesehene *transient*-Ereignisse beobachtet werden. Außerdem können Quellkataloge des ganzen Himmels angefertigt werden. Die Winkelauflösung für einzelne Photonen ist 3.5° bei 100 MeV und verbessert sich auf 0.15° oberhalb von 10 GeV. Damit kann eine Quelle mit einem Fluss von $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ oberhalb von 100 MeV innerhalb eines Jahres auf weniger als $0.5'$ genau lokalisiert werden.

Zur Messung von Gamma-Photonen oberhalb von 100 GeV von der Erde aus, existieren zwei grundsätzlich verschiedene Detektionstechniken: abbildende atmosphärische Čerenkov Teleskope (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, IACTs) und Wasser-Čerenkov-Detektoren. Erstere werden im Folgenden näher beschrieben, eine Einführung in letztere ist z. B. bei de Naurois und Mazin (2015) zu finden. Beide machen sich Teilchenschauer zu Nutze, die durch die Wechselwirkung von Gamma-Photonen in der Erdatmosphäre entstehen.

Erdgebundene Teleskope messen Sekundärteilchen in Luftschauern.

Die Mechanismen, die der Entstehung dieser *elektromagnetischen* Schauer zu Grunde liegen, sind Paarerzeugung und Bremsstrahlung im Coulomb-Feld der Nukleonen in der Atmosphäre durch hochenergetische Photonen und Elektronen. Ein für Schauer für ein 300 GeV-Photon ist in Abbildung 3 gezeigt. Eine Strahlungslänge in Luft beträgt 36.7 g cm^{-2} , sodass die Atmosphäre einem Kalorimeter mit einer Dicke von etwa 27 Strahlungslängen entspricht. Die Schauerentwicklung bricht ab, sobald die Teilchen im Schauer die sogenannte kritische Energie, $E_c = 83 \text{ MeV}$ in Luft, unterschreiten. Die Höhe des Schauermaximums, z_{max} , ist die Höhe, bei der die Teilchenzahl im Schauer am größten ist. In homogenen Kalorimetern hängt sie logarithmisch von der Energie des Primärteilchens, E_0 , ab, in der inhomogenen Atmosphäre ist Abhängigkeit schwächer. Für Primärenergien $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$, $z_{\text{max}} \approx 10 \text{ km}$.

Die ersten analytischen Modelle von elektromagnetischen Schauern wurden bereits in den 1950er Jahren entwickelt (Greissen, 1956; Heitler, 1954; Rossi, 1952). Heute werden Luftschauer meist mit Monte Carlo (MC)-Werkzeugen wie CORSIKA (Heck u. a., 1998) simuliert (z.B. in Bernlöhr, 2008).

Hadronische Luftschauer entstehen, wenn CRs auf die Erdatmosphäre treffen. Ihre Entwicklung hängt von mehreren charakteristischen Längenskalen ab und ist schwierig zu modellieren, da eine Vielzahl von Prozessen beachtet werden muss, z.B. π_0 induzierte elektromagnetische Subschauer und Myonen aus Zerfällen geladener Pionen. Die daraus resultierende, irreguläre Form hadronischer Luftschauer ist in Abbildung 3 gezeigt. Hadronische Luftschauer sind der dominante Hintergrund für erdgebundene Gammateleskope.

IACTs messen die Čerenkov-Strahlung, die von den ultra-relativistischen Teilchen im Schauer abgestrahlt wird. Bewegt sich ein Teilchen in einem dielektrischen Medium mit Brechungsindex n schneller als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, kommt es zu einer kohärenten Depolarisierung des Mediums, und N_{ph} Čerenkov-Photonen werden im Winkel θ_C pro Wellenlänge $d\lambda$ und Weglänge dx abgestrahlt,

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n}, \quad \frac{dN_{\text{ph}}}{dx d\lambda} = 2\pi \alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta_C}{\lambda^2}. \quad (2)$$

Trotz der Inhomogenität der Atmosphäre und dem dadurch variierenden Brechungsindex ist die Gesamtmenge an Čerenkov-Licht, die von einem Luftschauer abgestrahlt wird, zwischen 10 GeV und 10 TeV näherungsweise proportional zu E_0 , sodass eine kalorimetrische Messung möglich ist.

Der Čerenkov-Winkel variiert von $\theta_C \approx 0.2^\circ$ in 30 km Höhe zu $\theta_C \approx 1.5^\circ$ am Boden. Dadurch entsteht ein Ring aus Čerenkov-Licht um den theoretischen Einschlagspunkt (*impact point*) des Schauers mit einem Radius von 100-150 m, siehe Abbildung 3. Dieser Ring ist

IACTs bilden das Čerenkov-Licht der Schauerteilchen ab.

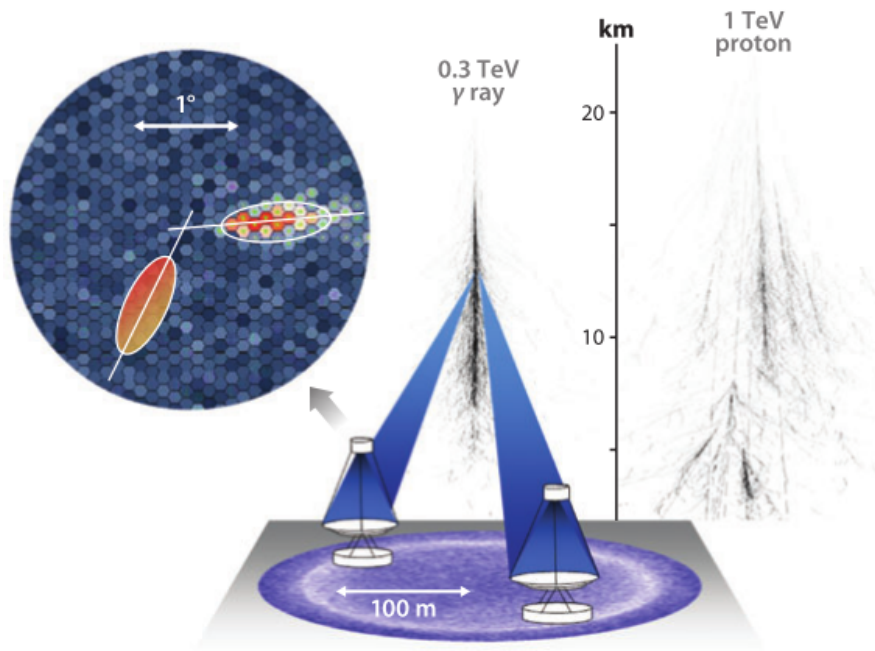


Abbildung 3: Funktionsweise von IACTs. Ein 300 GeV Gamma-Photon erzeugt in der Atmosphäre einen elektromagnetischen Luftschauer, der wiederum einen Čerenkov-Lichtkegel auf die Erde wirft. Dieser wird mit Hilfe von optischen Teleskopen abgebildet. Auf die Atmosphäre treffende CRs erzeugen hadronische Schauer. Abbildung aus Hinton und Hofmann (2009).

aufgrund von Mehrfachstreuung von Teilchen nahe an der Čerenkov-Schwelle näherungsweise homogen ausgefüllt. Durch die unterschiedliche Ankunftszeit von Čerenkov-Photonen aus verschiedenen Höhen beträgt die Dauer des Lichtblitzes nahe am Einschlagspunkt etwa 5 ns, bei einer Einschlagsdistanz (*impact distance*) von etwa 150 m 2 ns und wird bei größeren Distanzen deutlich länger.

Ein IACT, das in diesem Čerenkov-Lichtpool platziert wird, nimmt ein Bild des Luftschauers auf, wie in Abbildung 3 illustriert. Mit Hilfe eines Spiegels wird die Winkelverteilung der Čerenkov-Photonen auf eine aus mehreren Photoelektronenvervielfachern (Photomultiplier Tubes, PMTs) bestehende Kamera reflektiert. Dadurch ergibt sich eine effektive Detektionsfläche $\mathcal{O}(1 \times 10^5 \text{ m}^2)$, die etwa der Größe des Lichtpools entspricht. Ein Nachteil der IACT-Technik ist der kurze Arbeitszyklus, $\sim 10\%$: Beobachtungen können bevorzugt in klaren, mondlosen Nächten durchgeführt werden (siehe auch die Studie von Ahnen u. a. (2017) zur Beobachtung unter Mondlicht). Außerdem kann das Kalorimeter (die Atmosphäre) anders als bei satellitenbasierten Experimenten nicht im Labor kalibriert werden und man ist auf MC-Simulationen angewiesen.

IACTs werden typischerweise in einer Höhe von etwa 1500 m betrieben: Das ist hoch genug, um der Absorption des Čerenkov-Lichts in der Atmosphäre zuvorzukommen, und tief genug, um eine vollständige Schauerentwicklung zuzulassen, was für die kalorimetrische Messung unabdingbar ist. Die Gamma-Hadron-Separation in IACTs basiert auf Unterschieden in den Bildern von elektromagnetischen und hadronischen Schauern.

Folgende Konzepte sind ausschlaggebend für den Erfolg moderner IACTs: Große Spiegelflächen sind nötig, um mindestens 50-100 Čerenkov-Photonen zu messen und so ein verwertbares Bild des Luftschauers zu erhalten. Eine stereoskopische Beobachtung der Luftschauer ermöglicht eine präzisere Rekonstruktion des primären Gamma-Photons, eine bessere Gamma-Hadron-Separation und einen Koinzidenz-Trigger, der von Myonen oder dem Nachthimmelhintergrund (Night sky background, NSB) induzierte Trigger in einem Teleskop unterdrückt. Kleine Kamerapixel $\mathcal{O}(0.1^\circ)$ verbessern die Auflösung der Schauerbilder, was ebenfalls zu einer besseren Gamma-Hadron-Separation und einer besseren Energie- und Winkelauflösung führt.

Aus den Schauerbildern wird das Primärteilchen rekonstruiert.

Eine der frühesten Methoden zur Rekonstruktion der Primärteilchen aus den Schauerbildern ist die von Hillas (1985), die aus dem ersten und zweiten Moment der Lichtverteilung in der Kamera einige Parameter extrahiert, was effektiv der Modellierung des Schauerbildes mit einer zweidimensionalen Ellipse entspricht (siehe Abbildung 3). Moderne Methoden beruhen auf der Anpassung von simulierten Schauerbildern an die tatsächlich gemessenen (*template fitting*, siehe Parsons und Hinton, 2014; de Naurois und Rolland, 2009).

HESS bildet zusammen mit den Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes (MAGIC) und dem Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (VERITAS) die sogenannte dritte Generation von IACTs und befindet sich im Khomas-Hochland in Namibia auf einer Höhe von 1800 m. Das HESS-Array besteht aus vier 12 m Teleskopen (CT1-4), die in einem Quadrat mit 120 m Seitenlänge angeordnet sind, sowie einem 26 m Teleskop (CT5), das dem Array 2012 hinzugefügt wurde. Die Kameras der kleineren Teleskope bestehen aus 960 0.16° großen PMTs, die von CT5 aus 2048 0.1° großen PMTs. Das führt zu einem FoV von 5° bzw. 3° . Bei Beobachtungen im Zenit ist die untere Energieschwelle von HESS 100 GeV bzw. 30 GeV. Die Winkelauflösung für einzelne Photonen ist $3\text{-}6'$, die Energieauflösung etwa 15%. Eine Quelle, die 1% des Flusses des Krebsnebels emittiert, kann innerhalb von 25 h detektiert werden.

Das Cherenkov Telescope Array (CTA) wird in naher Zukunft den gesamten Himmel im Energiebereich von 10 GeV bis über 100 TeV mit insgesamt mehr als 100 Teleskopen in Chile und auf La Palma vermessen (Acharya u. a., 2013). Die ersten Teleskope sollen bereits 2019 installiert werden.

Kosmische Strahlung (Cosmic Rays, CRs) besteht aus geladenen Teilchen, größtenteils Protonen, aber auch Elektronen und Positronen sowie Kernen schwererer Elemente. Nach ihrer Entdeckung durch Hess (1912) diente sie zunächst vorrangig als Quelle hochenergetischer Teilchen und führte zur Entdeckung vieler Elementarteilchen, wie z. B. dem Positron in einer Nebelkammer durch Anderson (1933). Nachdem sich die Teilchenphysik mehr und mehr auf den Bau von Teilchenbeschleunigern verlegte, trat die Frage nach dem Ursprung der CRs in der Astrophysik in den Vordergrund.

Trotz intensiver Bemühungen sind die Mechanismen, die CRs zu Energie von bis zu 10^{20} eV (Patrignani u. a., 2016) beschleunigen, bis heute nicht gänzlich verstanden. Da multi-TeV-Teilchen durch Interaktion mit Strahlungsfeldern oder Materie GeV- und TeV-Photonen emittieren, ist die HE- und VHE-Gammaastronomie eine Disziplin, die zur Klärung dieser Frage wichtige Impulse liefern kann. Eine Übersicht zu diesem Thema findet sich z. B. bei Gaisser (2003), Kachelriess (2008) oder Blasi (2013).

Das CR-Spektrum, gezeigt in Abbildung 4, lässt sich oberhalb von 30 GeV mit einem Potenzgesetz (Power Law, PL), Gleichung (31), beschreiben, dessen Index sich an zwei charakteristischen Stellen ändert: Unterhalb des sogenannten Knies bei etwa 10^{15} eV, $\Gamma \approx 2.7$, oberhalb davon, $\Gamma \approx 3.1$ bis zum sogenannten Knöchel bei ungefähr 10^{17} eV, wo das Spektrum wieder härter wird. Man geht davon aus, dass das Knie durch die Überlagerung der Spektren verschiedener chemischer Komponenten entsteht, die in unserer Galaxie durch ihre verschiedene magnetische Steifigkeit zu verschiedenen Maximalenergien beschleunigt werden (Hörandel, 2004). Da das Spektrum der galaktischen CRs unter dieser Annahme bei $< 10^{17}$ eV enden müsste, wird der Fluss in der Knöchelregion extragalaktischen CRs zugeschrieben.

Aus der mittleren Verweildauer der CRs in unserer Galaxie $\tau_{\text{esc}} \approx 10^6$ y, die sich z. B. aus dem Verhältnis von Bor zu Kohlenstoff ermitteln lässt, und dem gemessenen Energiefluss ergibt sich, dass die Luminosität der Quelle(n) galaktischer CRs etwa 10^{48} erg y^{-1} beträgt. Baade und Zwicky (1934) bemerkten als Erste, dass SN-Explosionen diese Luminosität bereitstellen können. Dafür müssten bei einer SN-Explosion alle 30-50 y nur 1 – 10% der freigesetzten 10^{51} erg für Teilchenbeschleunigung aufgebracht werden (Berezhko, 2014). Neben diesem SN-Paradigma gibt es mehr und mehr Hinweise, dass das GC eine wesentliche Rolle bei der CR-Beschleunigung in der Galaxie spielt, siehe Kapitel 6.

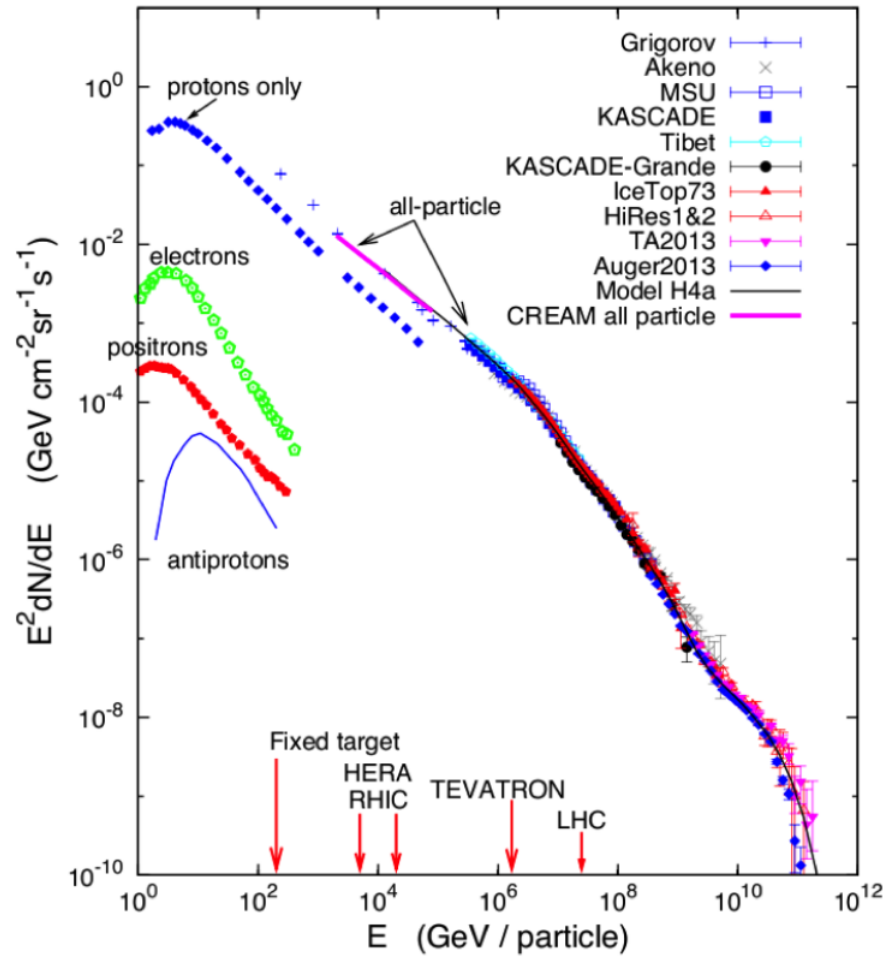


Abbildung 4: CR-Spektrum auf der Erde. Das gesamte Spektrum aller Komponenten ist ebenso wie die Spektren von Protonen, Elektronen, Positronen und Antiprotonen gezeigt. Die Datenpunkte stammen von einer Reihe verschiedener Experimente. Abbildung aus Blasi (2013).

2.1 TEILCHENBESCHLEUNIGUNG

Wie in einem künstlichen Beschleuniger beruht Teilchenbeschleunigung in astrophysikalischen Objekten auf der Präsenz von elektrischen Feldern. Während in ersteren großskalige homogene Felder angelegt werden, sind in der Astrophysik solche Felder aufgrund der zahlreich vorhandenen freien Ladungsträger in der Regel nicht vorhanden. Ausnahmen bilden elektrische Felder, die durch bewegte Magnetfelder, z. B. in Pulsaren oder rotierenden BHs, erzeugt werden (Levinson und Boldt, 2000).

Daher ist es wahrscheinlich, dass die Teilchenbeschleunigung in den meisten Objekten auf lokalisierten elektrischen Feldern beruht und stochastischer Natur ist. Fermi (1949) schlug vor, dass dies durch Reflexion an bewegten magnetisierten Wolken geschehen könnte. Dieser Mechanismus ist heute als Fermi-Beschleunigung *zweiter Ordnung* bekannt, weil er einen Energiezuwachs $\Delta E/E \propto (v/c)^2$ vorhersagt, wobei $v \ll c$ die Geschwindigkeit der Wolken ist. Die Beschleunigung ist also nicht sehr effizient. Das liegt daran, dass die Kollision mit einer Wolke von hinten und von vorne etwa gleich wahrscheinlich ist, Fermi-Beschleunigung zweiter Ordnung entspricht einer Diffusion im Impulsraum.

Aus diesem Grund wurde in den 1970er Jahren von mehreren Autoren diffusive Stoßbeschleunigung (Diffusive Shock Acceleration, DSA), auch Fermi-Beschleunigung *erster Ordnung* genannt, als alternativer Mechanismus vorgeschlagen (z. B. Bell, 1978). Stoßwellen können zum Beispiel entstehen, wenn sich die Auswürfe einer SN-Explosion oder eines Pulsarwindes mit Überschallgeschwindigkeit durch das ISM bewegen, treten aber auch in Akkretionsflüssen kompakter Objekte auf (Caditz und Tsuruta, 1998). DSA tritt in sogenannten stoßfreien Stoßwellen (*collisionless shocks*) auf, in denen die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Teilchen im ISM keine Rolle spielt.

Im Ruhesystem der Stoßwelle sei das der Stoßwelle vor- bzw. nachgelagerte Medium durch ρ_1 und v_1 bzw. ρ_2 und v_2 charakterisiert. Aus der Erhaltung von Energie, Impuls und Masse ergibt sich für starke Stoßwellen mit Mach-Zahl $M_1 = v_1/c_1 \gg 1$, wobei c_1 die Schallgeschwindigkeit im der Stoßwelle vorgelagerten Medium ist, und monoatomare Gase mit adiabatischem Index $\gamma = 5/3$ ein Kompressionsfaktor (de Naurois, 2012)

$$r = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = 4. \quad (3)$$

Hochenergetische Teilchen auf beiden Seiten der Stoßwelle durchqueren, von inhomogenen Magnetfeldern reflektiert, wieder und wieder die Stoßwelle. Dabei gewinnen sie jedes Mal Energie, weil sie stets frontal mit den Magnetfeldern auf der anderen Seite kollidieren. Die dafür nötige Energie wird der Stoßwelle selbst entzogen, die durch die kontinuierliche Teilchenbeschleunigung immer langsamer wird.

In vielen Objekten liefert DSA effizient hochenergetische Teilchen.

Der mittlere Energiezuwachs eines Teilchens nach einem Zyklus, also dem zweimaligem Durchqueren der Stoßwelle, ist

$$\beta = \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{4 v_1 - v_2}{3 c} = \frac{4 v_1}{3 c} \frac{r-1}{r}. \quad (4)$$

Natürlich beeinflussen die an der Stoßwelle beschleunigten Teilchen oder umliegende Magnetfelder dieses vereinfachte Szenario und machen nicht-lineare DSA-Theorien nötig (Caprioli, 2012).

DSA erzeugt auf natürliche Weise ein PL-Spektrum.

Einige Aussagen über das Energiespektrum der beschleunigten Teilchen lassen sich aber bereits im besprochenen, vereinfachten Szenario treffen. In jedem Zyklus verlässt ein Teilchen die Beschleunigungsregion in das der Stoßwelle nachgelagerte Medium mit einer Wahrscheinlichkeit

$$P = \frac{4v_2}{r c} \ll 1. \quad (5)$$

Nach k Zyklen haben daher $N = N_0(1 - P)^k$ Teilchen eine Energie $E_k = E_0(1 + \beta)^k$. Daraus ergibt sich das integrierte Energiespektrum

$$\frac{N(E \geq E_k)}{N_0} = \left(\frac{E_k}{E_0} \right)^{\frac{\log(1-P)}{\log(1+\beta)}} \approx \left(\frac{E_k}{E_0} \right)^{-\frac{3}{r-1}}. \quad (6)$$

DSA führt also zu einem PL-Energiespektrum mit einem differentiellen Index

$$\Gamma = -\frac{3}{r-1} + 1, \quad (7)$$

der für $r = 4$ in der Nähe des Beobachteten, $\Gamma \approx 2.7$, liegt. Die maximale Energie, die ein Beschleuniger erreichen kann, hängt zum einen von seiner Größe ab, die mindestens dem Gyrationradius der beschleunigten Teilchen entsprechen muss (Hillas-Kriterium), zum anderen vom Alter des Systems, aber auch von Synchrotronverlusten (siehe Kapitel 2.2).

Hochenergetische Teilchen erzeugen im ISM Gamma-Photonen.

Die beschleunigten Teilchen bewegen sich von der Quelle weg und erzeugen dabei Gammastrahlung durch Interaktion mit Strahlungsfeldern oder interstellarem Material. Man kann CRs quasi dabei beobachten, wie sie sich von ihrem Entstehungsort durch Diffusion oder Konvektion entfernen (Hinton und Hofmann, 2009). Ausgedehnte Quellen spiegeln die Geschwindigkeit des Teilchenflusses, die Verteilung des Zielmediums und die Lebensdauer der propagierenden Teilchen wider. Punktquellen sind entweder weit entfernt oder durch ein kompaktes Zielmedium, im GC $\mathcal{O}(10 \text{ pc})$, siehe Kapitel 6, verursacht. Für diffusiven Teilchentransport ist der erwartete quadratische Abstand zur Quelle proportional zur Zeit, $\langle r^2 \rangle = 2DT$, wobei der Diffusionskoeffizient $D \propto \eta R_g$, vom Grad der Turbulenz des B-Feldes $\eta = (\delta B/B)^2$ und vom Gyrationradius $R_g \propto E/B$ abhängig ist. Die langsamste Diffusion geschieht im Bohm-Limit $\eta \sim 1$.

2.2 STRAHLUNGSMECHANISMEN

CRs emittieren Gammastrahlung über eine Reihe von Prozessen, wobei man zwischen *hadronischen* und *leptonischen* Prozessen unterscheidet. Erstere umfassen die Wechselwirkung von Atomkernen, meistens Protonen, mit dem ISM, bei der neutrale Pionen erzeugt werden, die dann unter anderem in Gamma-Photonen zerfallen. Letztere umfassen Wechselwirkungen von Elektronen (und Positronen) mit einem Strahlungs- oder Magnetfeld.

Durch inverse Compton (Inverse Compton, IC)-Streuung erhält ein Photon Energie von einem hochenergetischen Elektron. Außerdem kann ein Elektron mit einem virtuellen Photon im Coulomb-Feld eines Atomkerns wechselwirken, in diesem Fall spricht man von Bremsstrahlung.

In einem Magnetfeld erfährt ein geladenes Teilchen durch die Lorentzkraft eine Beschleunigung senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung und emittiert sogenannte Synchrotron-Strahlung. Wird das Teilchen entlang gebogener Magnetfeldlinien beschleunigt, spricht man von *curvature radiation*. Man bezeichnet diese Prozesse als leptonisch, weil sie in der Regel nur für Elektronen relevant sind, grundsätzlich sind aber auch Protonen davon betroffen, möglicherweise sogar in Sgr A* (siehe Kapitel 6.2).

Alle genannten Prozesse sind ausführlich in der Literatur behandelt (z. B. Blumenthal und Gould, 1970; Gaisser, 2003; Hinton und Hofmann, 2009; de Naurois, 2012). Eine quantitative Übersicht ist in Tabelle 1 zu finden. Im Folgenden werden einige Anwendungsbeispiele diskutiert.

Die Wechselwirkung von Protonen mit dem ISM ist durch den Wechselwirkungsquerschnitt $\sigma_{pp} \approx 35 \text{ mb}$ bestimmt, der oberhalb von 5 GeV im Wesentlichen energieunabhängig ist. Etwa 1/6 der Primärteilchenenergie wird über π^0 -Zerfälle in Photonen umgewandelt. Die spektrale Energieverteilung (Spectral Energy Distribution, SED) dieser Photonen ist in Abbildung 5 gezeigt. Eine Population von Protonen, die einem PL, Gleichung (31), folgt, resultiert in einer PL-Verteilung von Photonen mit dem gleichen spektralen Index. Charakteristika im Protonen-Spektrum, wie etwa ein exponentieller Abklang, erscheinen im Photonen-Spektrum geglättet. Bei $m_\pi/2 \approx 67.5 \text{ MeV}$ tritt der sogenannte *pion bump* auf.

Von einer Molekülwolke mit Masse M in einer Entfernung d , die von einem CR-Fluss wie dem auf der Erde gemessenen erleuchtet wird, erwartet man einen Fluss

$$\Phi_{>1 \text{ TeV}} = 1.6 \times 10^{-12} \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (8)$$

oberhalb von 1 TeV (Hinton und Hofmann, 2009). Ist der Gammafluss bekannt, lässt sich mit dieser Relation beispielsweise der CR-Fluss in den Molekülwolken im GC bestimmen (siehe Kapitel 6).

*Hadronische
Prozesse laufen z. B.
in dichten
Molekülwolken ab.*

Tabelle 1: Übersicht über die Strahlungsmechanismen, die in der Gammaastronomie relevant sind. Gezeigt sind die analytischen Ausdrücke für den Energieverlust des Primärteilchens (Elektron oder Proton), die Gammaenergie bei der das Maximum der abgestrahlten Photonen ist, und die Abkühlzeit $\tau = E \left(\frac{dE}{dt} \right)^{-1}$. Diese ist für IC-Streuung im Klein-Nishina-Regime durch den Faktor $f_{KN} = (1 + b)^{-1.5}$ unterdrückt, siehe Text.

Prozess	Energieverlust	Gammaenergie	Abkühlzeit
Synchrotronstrahlung	$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \beta^2 \gamma^2$	$E_\gamma \approx 0.087 \text{ eV} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^2$	$\tau = 1.3 \times 10^7 \text{ y} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{-2} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1}$
IC-Streuung (Thomson)	$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{\text{rad}} \gamma^2$	$E_\gamma \approx 1 \text{ TeV} \left(\frac{E_T}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^2$	$\tau = 3.1 \times 10^5 \text{ y} f_{KN}^{-1} \left(\frac{U_{\text{rad}}}{1 \text{ eV cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1}$
IC-Streuung (KN)	$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{\text{rad}} \gamma^2$	$E_\gamma \approx \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) \frac{2.1 \text{ b}}{(1 + (2.1 \text{ b})^{0.8})^{1/0.8}}$	$\tau = 3.1 \times 10^5 \text{ y} f_{KN}^{-1} \left(\frac{U_{\text{rad}}}{1 \text{ eV cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1}$
Bremsstrahlung	$\frac{dE}{dt} \propto E$	$E_\gamma \approx 500 \text{ GeV} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)$	$\tau \approx 3.9 \times 10^7 \text{ y} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)$
Hadronische Wechselwirkung	$\frac{dE}{dt} \propto E$	$E_\gamma \approx 100 \text{ GeV} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)$	$\tau \approx 3 \times 10^7 \text{ y} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)$

IC-Streuung ist im Grenzfall $b = 4E_e E_T / (m^2 c^2) \ll 1$ durch den klassischen Thomson-Wechselwirkungsquerschnitt charakterisiert, wobei E_e die Elektronenenergie und E_T die Energie des Strahlungsfeldes ist. Für höhere Energien, im Klein-Nishina (KN)-Regime, nimmt der Wechselwirkungsquerschnitt logarithmisch ab, was zwei Konsequenzen hat: Einerseits ist IC-Streuung weniger effizient und führt zu einem steiler werdenden Spektrum. Andererseits fällt die Abkühlung durch IC-Verluste immer weniger ins Gewicht, sodass höhere Elektronenenergien erreicht werden.

IC-Streuung geschieht mit verschiedenen Strahlungsfeldern.

Eine Population von Elektronen, die einem PL mit Index Γ' folgt, erzeugt durch IC-Streuung eine weichere PL-Verteilung von Photonen mit Index $\Gamma = (\Gamma' + 1)/2$, die gleiche Relation gilt auch für Synchrotronstrahlung. Der Übergang ins KN-Regime führt zu einem Bruch im Spektrum, $\Gamma = \Gamma' + 1$. Diese Relationen werden durch einen weiteren Bruch oberhalb der Energie modifiziert, bei der die Abkühlzeit der Elektronen mit dem Alter der Population vergleichbar wird.

Welche Art von Strahlungsfeld zur Produktion von Gammastrahlung führt, hängt von der Elektronenenergie ab. Bei IC-Streuung mit der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung (Cosmic Microwave Background, CMB), $E_{\text{CMB}} = 0.61 \times 10^{-3} \text{ eV}$, produzieren 20 TeV-Elektronen Photonen mit $E_\gamma = 1 \text{ TeV}$, bei IC-Streuung mit dem Infrarot (IR)-Hintergrund, $E_{\text{IR}} = 10^{-2} \text{ eV}$, produzieren 1.5 GeV-Elektronen Photonen mit $E_\gamma = 100 \text{ keV}$.

Das Verhältnis der Luminositäten aus Synchrotron- und IC-Prozessen ist durch

$$\frac{L_{\text{IC}}}{L_{\text{sync}}} = \frac{U_{\text{rad}}}{U_{\text{B}}} \quad (9)$$

Das SSC-Modell verknüpft Synchrotronstrahlung und IC-Streuung.

gegeben. Für IC-Streuung am CMB und Synchrotronstrahlung in einem $100 \mu\text{G}$ -Feld ist die IC-Emission 10-mal stärker und kühlt die Elektronen innerhalb von 100 y ab. Im Synchrotron-Selbst-Compton (SSC)-Modell findet die Streuung mit Synchrotron-Photonen statt, die von derselben Elektronenpopulation emittiert wurden, die auch am IC-Prozess teilnimmt. In diesem Fall ist $U_{\text{rad}} \propto L_{\text{sync}}$ und das Verhältnis der Luminositäten, Gleichung (9), wird quadratisch.

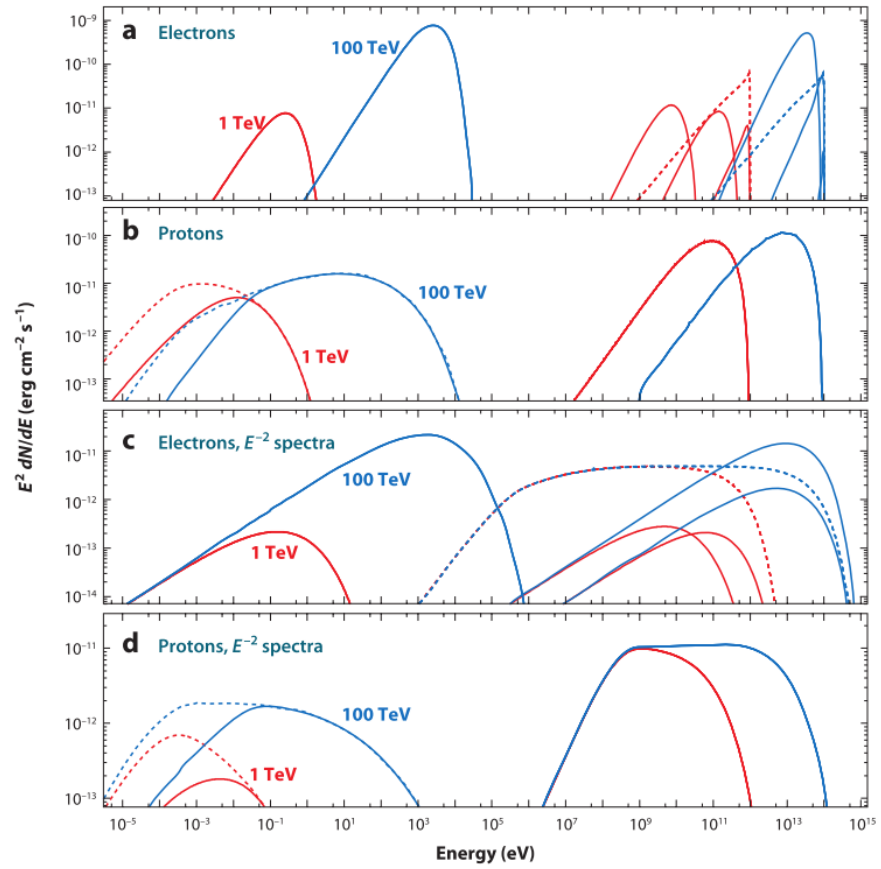


Abbildung 5: Gammaspektren für verschiedene Primärteilchenpopulationen. Panel (a) zeigt die Synchrotron- und IC- (durchgezogene Linien) sowie die Bremsstrahlungsspektren (gestrichelte Linie) von 1 TeV- bzw. 100 TeV-Elektronen. Die IC-Spektren sind durch Streuung am CMB, $E_{\text{CMB}} \approx 2.3 \times 10^{-4} \text{ eV}$, an Fern-IR-Strahlung, $E_{\text{FIR}} = 0.02 \text{ eV}$, und an optischem Sternenlicht, $E_{\text{opt}} = 1.5 \text{ eV}$ verursacht. Panel (b) zeigt die Gammaspektren, die durch hadronische Wechselwirkung von Protonen entstehen, und die Synchrotronstrahlung der Sekundärelektronen. Diese sind durch Kühlung verzerrt, die Injektion erfolgt über 10^4 y (durchgezogene Linie) bzw. 10^5 y in einem $30 \mu\text{G}$ Magnetfeld. Paneele (c) und (d) zeigen dieselben Prozesse für eine Primärteilchenpopulation, die einem ECPL mit $\Gamma = 2$ und $E_{\text{cut}} = 1 \text{ TeV}$ folgt. Abbildung aus Hinton und Hofmann (2009).

ANNIHILATION DUNKLER MATERIE

Dunkle Materie (Dark Matter, DM) bezeichnet eine Art von Materie, die den Gesetzen der Gravitation unterworfen ist, aber nicht elektromagnetisch wechselwirkt und daher nicht sichtbar ist. Schon Zwicky (1933) folgerte aus Beobachtungen des Coma-Galaxienhaufens, dass sichtbare Masse nicht für die gesamte Materiebilanz des Universums verantwortlich sein kann. Dennoch ist die Frage nach der Natur der DM immer noch eines der größten ungelösten Probleme der modernen Kosmologie bzw. Astrophysik (siehe z. B. Übersichtsartikel von Bertone u. a. (2005) und Bergström (2012)).

Das Λ CDM-Modell der Standard-Kosmologie (z.B. Bartelmann und Schneider, 2001; Frieman u. a., 2008) enthält als Parameter die Menge einer bestimmten Spezies i

Nur 5% der Masse des Universums sind sichtbar.

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (10)$$

relativ zur kritischen Dichte

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N}, \quad (11)$$

wobei H der Hubble-Parameter und G_N die Gravitationskonstante ist. Die Parameter können mit einer Anpassung dieses Modells an das Leistungsdichtespektrum der Temperaturanisotropien im CMB, die durch Quantenfluktuationen während der Inflationsphase verursacht sind, bestimmt werden. Aus den neuesten Daten des Planck-Satelliten ergibt sich (Ade u. a., 2016)

$$H = (67.8 \pm 0.9) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (12)$$

$$\Omega_b = 0.0486 \pm 0.0010 \quad (13)$$

sowie

$$\Omega_\chi = 0.2589 \pm 0.0057, \quad (14)$$

wobei Ω_b und Ω_χ die Dichteparameter für baryonische Materie bzw. DM sind. Der Anteil von baryonischer Materie an der gesamten Energiedichte des Universums ist also 5-mal kleiner als der von DM. Insgesamt trägt gravitativ wechselwirkende Materie nur etwa 30% zur Energiedichte des Universums bei.

Belege für DM
beruhen auf
gravitativen
Effekten.

Neben dem Nachweis mittels Galaxienhaufen und Messungen des CMB kann DM auch auf anderen Skalen nachgewiesen werden. In einzelnen Galaxien zum Beispiel mit dem starken Gravitationslinseneffekt (Kochanek, 2006; Treu, 2010), also der mehrfachen Beobachtung eines astrophysikalischen Objekts aufgrund der Raumkrümmung durch ein massereiches Objekt in der Sichtlinie (Line of Sight, LOS). Nach dem experimentellen Nachweis durch die Beobachtung des Quasars Q0957+561 (Walsh u. a., 1979) ist der starke Gravitationslinseneffekt mittlerweile auch in der VHE- (Ahnen, M. L. u. a., 2016) und HE-Gammaastronomie (Cheung u. a., 2014) beobachtet worden.

Einen weiteren Nachweis für die Existenz von DM liefert die Messung von Rotationskurven, wie in Abbildung 6 am Beispiel von NGC 6503 gezeigt. Die Abweichungen von der erwarteten Kurve, die entsteht, wenn man nur die sichtbare Masse der Galaxie berücksichtigt, lassen darauf schließen, dass es einen weiteren, unsichtbaren Beitrag zur Massenbilanz der Galaxie gibt.

Die genaue
Verteilung von DM
in Galaxien ist nicht
bekannt.

Rotationskurven sind darüber hinaus ein wichtiges Werkzeug zur Ermittlung der Verteilung von DM in einer Galaxie. In der klassischen Mechanik ist die Rotationsgeschwindigkeit eines Objektes mit Abstand vom Drehzentrum r

$$v^2 = \frac{G_N M(r)}{r}, \quad (15)$$

wobei $M(r)$ die vom Orbit umschlossene Masse ist. Die Beobachtung einer konstanten Rotationsgeschwindigkeit für große Abstände impliziert die Existenz eines DM-Halos mit $M(r) \sim r$ und damit einer Massendichte $\rho(r) \sim \frac{1}{r^2}$.

In der Nähe des Galaxiezentriums lässt sich die Verteilung der DM allerdings nicht aus der Rotationskurve der Galaxie ableiten (Strigari, 2013). Simulationen von Galaxien, die der unseren ähnlich sind, legen nahe, dass die DM-Verteilung haloartig ist und zum Zentrum der Galaxie hin ansteigt (Diemand u. a., 2008). Solche spitzen (*cuspy*) Profile wurden z.B. von Navarro u. a. (1997) oder Einasto (1965) parametrisiert:

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \rho_s \left[\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s} \right)^2 \right]^{-1} \quad (16)$$

$$\rho_{\text{E}}(r) = \rho_s \exp \left(-\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_s} \right)^\alpha - 1 \right] \right). \quad (17)$$

Andere Simulationen (Gentile u. a., 2004) bevorzugen hingegen ein flaches (*shallow*) Profil, wie das von Burkert (1995),

$$\rho_{\text{Bur}}(r) = \rho_s r_s^3 \left[(r + r_s)(r^2 + r_s^2) \right]^{-1} \quad (18)$$

Auf den speziellen Fall des Galaktischen Zentrums wird in Kapitel 6.4 näher eingegangen.

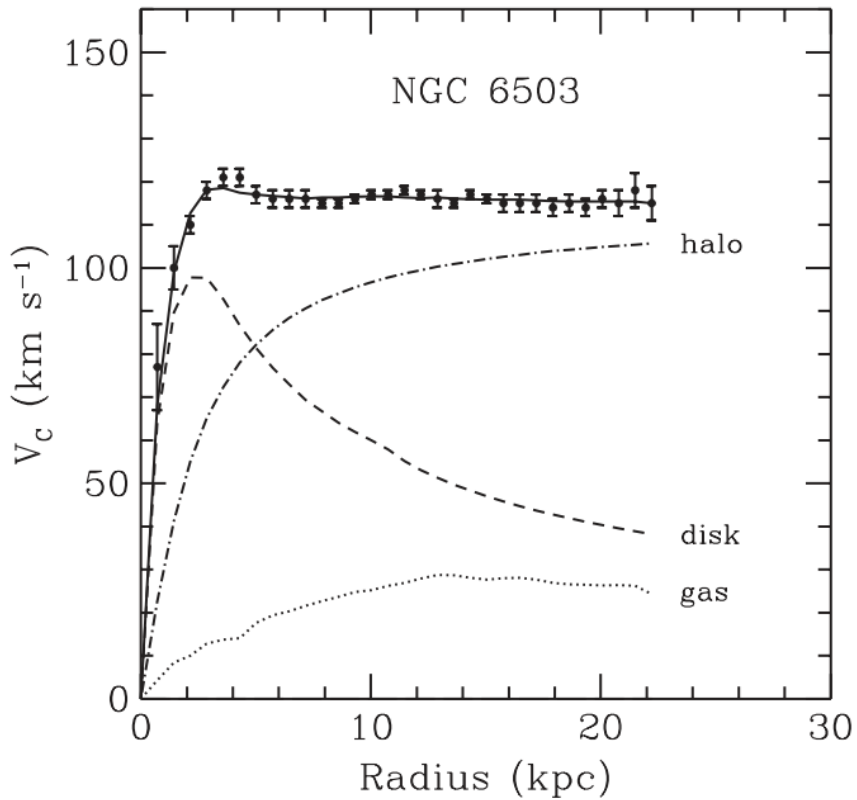


Abbildung 6: Rotationskurve von NGC 6503 (Bertone u. a., 2005). Die Geschwindigkeit von Sternen und Gas ist als Funktion ihres Abstands vom Zentrum der Galaxie aufgetragen. Die Erwartung basierend auf sichtbarer Masse fällt für große Abstände ab, während die beobachtete Kurve flach ist. Dieser Effekt lässt sich durch einen DM-Halo erklären.

3.1 DAS WIMP-MODELL

Nachdem Belege für die Existenz von DM vorgestellt wurden, wird nun auf die Frage nach ihrer Natur eingegangen. Kandidaten für DM-Teilchen müssen gravitativ wechselwirken und eine elektrische Ladung $q = 0$ besitzen, da sie sonst elektromagnetisch wechselwirken würden.

Kandidaten für DM müssen stabil sein.

Außerdem muss es eine bisher unbekannte Erhaltungsgröße bzw. Quantenzahl geben, die den Zerfall von DM-Teilchen in Standardmodell (SM)-Teilchen verbietet, sodass die DM-Teilchen stabil sind. Diese Erhaltungsgröße ist analog zur elektrischen Ladung, die als Erhaltungsgröße aus der nicht gebrochenen $U(1)$ -Symmetrie der Quantenelektrodynamik (QED) resultiert und die Stabilität des Elektrons garantiert: Es gibt keine leichteren Teilchen mit $q = -1$, in die das Elektron zerfallen könnte.

Die einfachste Symmetrie, die zu so einer neuen Erhaltungsgröße führen könnte, ist Z_2 , die diskrete, multiplikative Gruppe aus 2 Elementen, nämlich 1 und -1 (Bergström, 2012). Wenn alle SM-Teilchen eine Z_2 -Ladung von $+1$ und alle nicht-SM-Teilchen eine Z_2 -Ladung von -1 haben, gibt es automatisch ein leichtestes und somit stabiles nicht-SM-Teilchen, das einen exzellenten DM-Kandidaten darstellt. Diese hypothetischen Teilchen bezeichnet man auch als Weakly Interactive Massive Particles (WIMPs).

Eine mögliche Z_2 -Symmetrie ist die Symmetrie zwischen bosonischen Teilchen mit ganzzahligem Spin und fermionischen Superpartnern mit halbzahligem Spin und umgekehrt, auch Supersymmetrie (SUSY) genannt. SUSY-Theorien postulieren eine erhaltene Quantenzahl, die R-Parität

$$R = (-1)^{3(B-L)+2s}, \quad (19)$$

wobei B die Baryonenzahl, L die Leptonenzahl und s der Spin des Teilchens ist. Diese R-Parität ist die gesuchte Erhaltungsgröße, die zu einem stabilen DM-Kandidaten führt. Eine Einführung in supersymmetrische DM-Modelle ist bei Jungman u. a. (1996) zu finden. Dort werden auch Alternativen zum WIMP-Modell diskutiert.

Durch den freeze-out gibt es heute eine messbare Teilchendichte.

Im WIMP-Modell lässt sich die heute gemessene Massenbilanz der DM, Gleichung (14), wie folgt erklären: Ein DM-Teilchenpaar $\chi\bar{\chi}$ hat eine Z_2 -Ladung von $+1$ und kann daher mit SM-Teilchen wechselwirken. Dadurch stellt sich in der Frühphase des Universums durch paarweise Annihilation und Erzeugung

$$\chi + \bar{\chi} \leftrightarrow \text{SM} \quad (20)$$

ein thermisches Gleichgewicht ein, solange die Annihilationsrate

$$\Gamma = N_\chi^2 \sigma v \quad (21)$$

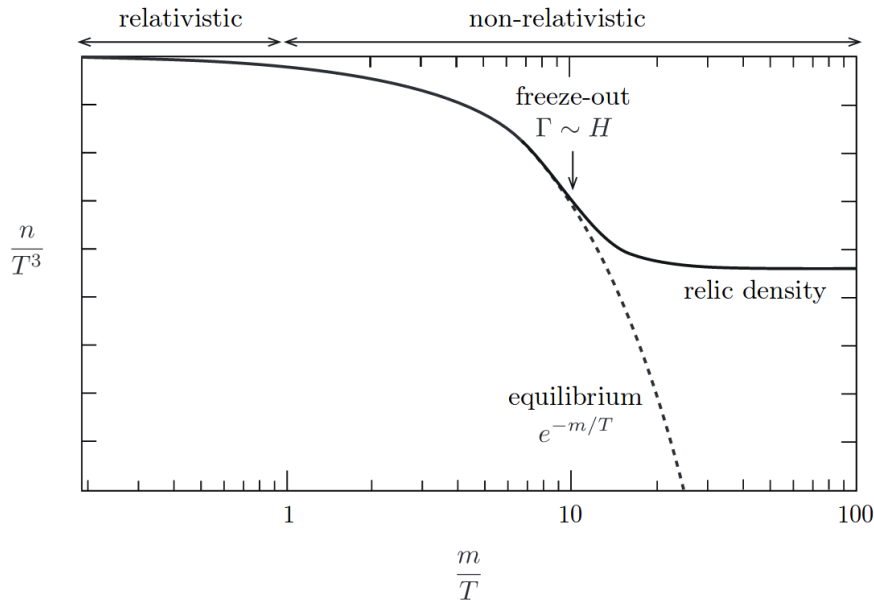


Abbildung 7: Schematische Darstellung des *freeze-out*. Die Dichte einer bestimmten Teilchenspezies ist für sinkende Temperaturen exponentiell unterdrückt. Durch den *freeze-out* verlassen die Teilchen die Gleichgewichtsdichte und behalten eine konstante Dichte bei. Abbildung aus Baumann (2015).

größer ist als die Expansionsrate des Universums H , wobei N_χ die Teilchenzahl in einem mitbewegten Volumen, σ der Annihilationsquerschnitt und v die mittlere Geschwindigkeit ist. Im expandierenden, sich abkühlenden Universum nimmt Γ allerdings ab, sodass eine Teilchenspezies bei einer Temperatur T_f das thermische Gleichgewicht verlässt: Es kommt zum sogenannten *freeze-out*, wie in Abbildung 7 schematisch gezeigt.

Die Abnahme von Γ ist auf eine abnehmende Teilchendichte zurückzuführen, die Annihilationen immer unwahrscheinlicher macht. N_χ als Funktion der dimensionslosen Variable $x = m_\chi/T$, wobei T die Temperatur ist, ist durch die Boltzmann-Gleichung

$$\frac{dN_\chi}{dx} = \frac{-\lambda}{x^2} \left[N_\chi^2 - (N_\chi^{\text{eq}})^2 \right] \quad (22)$$

gegeben. Dabei ist λ eine dimensionslose Konstante und N_χ^{eq} die Teilchenzahl im thermischen Gleichgewicht (z. B. Bender und Sarkar, 2012). Numerisch findet man, dass der *freeze-out* etwa bei $x_f \approx 10$ stattfindet. Die Lösung von Gleichung (22) für $x \rightarrow \infty$ ist die sogenannte *relic abundance*

$$N_\chi^\infty = \frac{x_f}{\lambda}, \quad (23)$$

also die heute gemessene Teilchendichte.

Die beobachtete DM-Dichte ist (Baumann, 2015)

$$\Omega_\chi \approx 0.26 \left(\frac{x_f}{10} \right) \left(\frac{10}{g_\star(M_\chi)} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{10^{-8} \text{ GeV}^{-2}}{\langle \sigma v \rangle} \right), \quad (24)$$

wobei $g_\star(M_\chi)$ die relativistische Anzahl von Freiheitsgraden und $\langle \sigma v \rangle$ der über die Geschwindigkeit gemittelte Wirkungsquerschnitt ist. Die beobachtete DM-Dichte ergibt sich für $M_\chi = \mathcal{O}(100 \text{ GeV})$, $g_\star(M_\chi) \approx 10$, und einem Wirkungsquerschnitt $\mathcal{O}(1 \text{ pb})$, also in der Größenordnung der schwachen Wechselwirkung. Der geschwindigkeitsgemittelte Wirkungsquerschnitt beim thermalen *freeze-out* ist damit

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{thermal}} \approx 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (25)$$

Die Tatsache, dass man die beobachtete DM Dichte so gut reproduzieren kann, bezeichnet man auch als *WIMP miracle*.

3.2 EXPERIMENTELLER NACHWEIS

Es gibt grundsätzlich drei Möglichkeiten zum Nachweis von DM: Die Produktion in Teilchenbeschleunigern, der direkte Nachweis durch Streuung an einem Detektormedium und der indirekte Nachweis durch die Messung von Sekundärteilchen, die bei der Annihilation oder dem Zerfall von DM-Teilchen entstehen. Neben geladenen Teilchen sind dies auch Gamma-Photonen. Ein Einführung in direkte DM-Suchen ist bei (Marrodán Undagoitia und Rauch, 2016) zu finden. DM-Suchen am LHC werden von Kahlhoefer (2017) zusammengefasst. Neuere Übersichtsartikel zu indirekten Suchen sind z. B. die von Cirelli (2012) und Klasen u. a. (2015). Eine indirekte DM-Suche mit HESS und Fermi wird in Kapitel 8 präsentiert.

*Gamma-Photonen
entstehen bei
DM-Annihilation
über viele Kanäle.*

Cirelli u. a. (2011) haben die Energiespektren von Gamma-Photonen, die bei der Annihilation von annähernd ruhenden DM-Teilchen mit Massen zwischen 5 GeV und 1 TeV entstehen, simuliert und in numerischer Form bereitgestellt¹. Dabei werden Gamma-Photonen einerseits als direkter Annihilationskanal behandelt. Da DM-Teilchen nicht mit Photonen wechselwirken, ist eine solche Annihilation nur über Schleifenprozesse erlaubt. In anderen Annihilationskanälen entstehen Photonen durch hadronische Zerfälle, wie $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Darüber hinaus sind für $m_{\text{DM}} > m_W$ elektroschwache Korrekturen zu beachten (Ciafaloni u. a., 2011). Die primären Gamma-Spektren für verschiedene Annihilationskanäle sind in Abbildung 8 zu sehen. Ein zusätzlicher Gamma-Fluss ist aus Synchrotronstrahlung und IC-Streuung von Sekundärelektronen zu erwarten, die bei DM-Annihilationen entstehen (siehe Kapitel 2.2).

¹ <http://www.marcocirelli.net/PPPC4DMID.html>

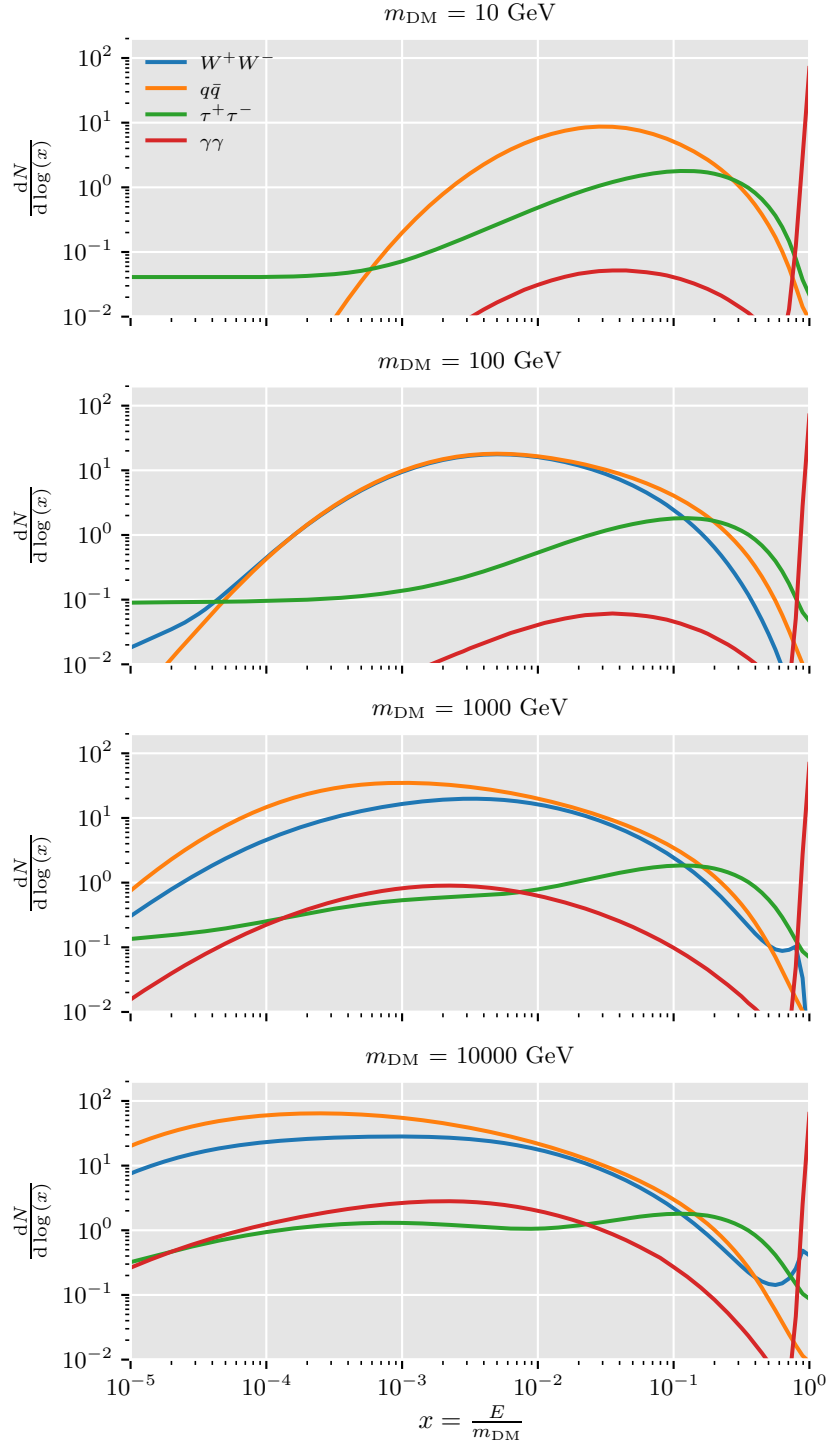


Abbildung 8: Primärer Gammafluss in exemplarischen Annihilationskanälen für 4 verschiedene DM-Massen gemäß Cirelli u. a. (2011). Die Annihilation in Quark-Antiquark-Paare oder Eichbosonen mit anschließender Hadronisierung führt zu einem breiten Gamma-Spektrum, das weicher ist als im Fall von τ -Leptonen. Der direkte Zerfall in Photonen ist über Schleifenprozesse möglich und führt zu einem linienartigen Spektrum.

Der differentielle Photonenfluss, der auf der Erde aus einer Richtung $d\Omega$ gemessen wird, ist

$$\frac{d\phi_\gamma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_{DM}^2} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \times J(\Delta\Omega). \quad (26)$$

Hierbei ist

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \sum_f B_f \frac{dN_\gamma^f}{dE_\gamma} \quad (27)$$

die Anzahl der produzierten Photonen pro Annihilation summiert über alle Kanäle mit partieller Annihilationsbreite B_f und

$$J(\Delta\Omega) = \int_\Delta \Omega \int_{LOS} ds d\Omega \rho^2(\Omega, s) \quad (28)$$

der sogenannte J-Faktor, der das Quadrat der DM-Dichte ρ entlang der LOS im Raumwinkel $\Delta\Omega$ integriert. Für eine sphärische DM-Verteilung, wie sie z. B. im GC erwartet wird, ist $\rho(\Omega, s) = \rho(r(s, \theta))$, wobei

$$r(s, \theta) = \sqrt{r_\odot^2 + s^2 - 2r_\odot s \cos(\theta)}. \quad (29)$$

Dabei ist s der Abstand entlang der LOS, θ der Winkel zwischen der LOS und der Richtung des GC, und r_\odot der Abstand zum GC. Während also der J-Faktor alle geometrischen Gegebenheiten der Beobachtung berücksichtigt, umfasst der Faktor $\langle\sigma v\rangle$ in Gleichung 26 die physikalischen Gesetzmäßigkeiten der Annihilation.

Der Ort einer DM-Suche gibt mit Ausschlag über ihren Erfolg.

Die größte Herausforderung beim indirekten Nachweis von DM ist der durch reguläre astrophysikalische Prozesse verursachte Hintergrund (Cirelli, 2012). Man beobachtet daher bevorzugt Regionen, in denen durch eine erhöhte DM-Dichte und/oder einen reduzierten Hintergrund ein gutes Signal-Hintergrund-Verhältnis zu erwarten ist. Von Vorteil ist außerdem, wenn die Entfernung r zu der Region nicht zu groß ist, da der Gammafluss mit r^{-2} skaliert. Neben der GC-Region (siehe Kapitel 6.4) konzentrieren sich indirekte DM-Suchen daher auf Kugelsternhaufen (Globular Cluster, GloC) (Abramowski u. a., 2011a), spheroidale Zwerggalaxien (Dwarf Spheroidal Galaxies, dSphs) (Abdo u. a., 2010; Aharonian u. a., 2008), mittelschwere schwarze Löcher (Intermediate Mass Black Holes, IMBHs) (Aharonian u. a., 2008) und großskalige Strukturen im nahen Universum (Ackermann u. a., 2010).

Teil II

SPEKTRALANALYSE

In diesem Teil der Arbeit werden Studien vorgestellt, die sich mit den technischen Aspekten der Spektralanalyse in der Gammaastronomie beschäftigen. Die akkurate Beschreibung der spektralen Eigenschaften von astrophysikalischen Quellen ist ein wichtiger Beitrag zum Verständnis der Produktionsmechanismen von Gammastrahlung. Daher werden die gängigen Methoden in der Spektralanalyse im Folgenden zunächst vorgestellt und dann kritisch beleuchtet. Dabei steht die Frage im Vordergrund, in welchem Ausmaß die Schätzwerte, die sich mit bestimmten Methoden für die Parameter eines angenommenen Quellmodells ergeben, verzerrt sind, also systematische Abweichungen von den wahren Werten aufweisen.

Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, folgen die Energieverteilungen der Teilchen, die in astrophysikalischen Objekten beschleunigt werden, über einen weiten Energiebereich Potenzgesetzen. Die beschleunigten Teilchen emittieren Photonen im GeV bis TeV Bereich, wie in Kapitel 2.2 beschrieben. Auch die Energieverteilungen dieser Photonen lassen sich durch Potenzgesetze beschreiben, deren Parameter von denen der Primärteilchenpopulation abhängig sind. Das Ziel einer Spektralanalyse in der Gammaastronomie ist es, den differentiellen Photonenfluss einer astrophysikalischen Quelle

$$\phi(E) = \frac{dn_\gamma}{dt dA dE}, \quad (30)$$

also die Anzahl von Photonen n_γ pro Zeit t , Fläche A und Energieintervall E , zu bestimmen.

Der Analyse einer solchen Quelle liegt die Energieverteilung der detektierten Photonen zu Grunde, die der zu untersuchenden Quelle zugeordnet worden sind. Um die Emission der Quelle zu beschreiben, vergleicht man diese Energieverteilung mit Vorhersagen eines parametrischen Flussmodells. Dabei muss zusätzlich die Apparatefunktion (Instrument Response Function, IRF) sowie die Beobachtungszeit berücksichtigt werden. In einem sogenannten Schätz- oder Anpassungsverfahren (*fit*) ermittelt man dann geeignete Werte für die Parameter des Flussmodells. Diese Werte bezeichnet man als Schätzwerte (*estimators*) für die Modellparameter.

Grundsätzlich gibt es verschiedene Methoden, Schätzwerte für Modellparameter zu bestimmen. In der Gammaastronomie findet in der Regel ein Maximum Likelihood (ML)-Verfahren Anwendung, d. h. die Schätzwerte für die Parameter des Flussmodells werden dadurch ermittelt, dass man die Wahrscheinlichkeit die gemessenen Daten zu beobachten maximiert. Diese Wahrscheinlichkeit wird mit Hilfe einer Likelihood-Funktion bzw. einer Anpassungsstatistik quantifiziert. Die Wahl einer geeigneten Likelihood-Funktion kann das Ergebnis des Anpassungsverfahrens erheblich beeinflussen.

Den Schätzwert eines Parameters bezeichnet man als erwartungstreu (*unbiased*), wenn sein Erwartungswert dem wahren Wert des Parameters entspricht. Ist das nicht der Fall, nennt man den Schätzwert verzerrt (*biased*). Eine Verzerrung ist ein systematischer Fehler. Oft wird angenommen, dass die in einem ML-Verfahren ermittelten Schätzwerte erwartungstreu bzw. unverzerrt sind. Diese Annahme ist jedoch nicht allgemein zutreffend (Neyman und Scott, 1948).

Eine Anpassung optimiert die Parameter eines Flussmodells

Die ermittelten Schätzwerte können einen systematischen Fehler aufweisen.

Sind die Schätzwerte eines Flussmodells für eine astrophysikalische Quelle verzerrt, kann dies zu einer fehlerhaften Messung des differentiellen Photonenflusses und damit zu einer falschen physikalischen Interpretation der Quelle führen. Dieses potentielle Problem ist in der Gammaastronomie bisher wenig thematisiert worden. In solchen Fällen sollte man die Verzerrung der Schätzwerte durch Simulationen bestimmen und korrigieren.

Die WStat-Statistik ist bisher wenig untersucht worden

Dieses Kapitel stellt die Grundlagen der Spektralanalyse dar, wobei der Fokus auf die Analyse von IACT-Daten gelegt wird. In Kapitel 4.1 wird zunächst ausgeführt, wie man mit Hilfe von IRFs das Photonspektrum vorhersagt, das mit einem gegebenen Quellmodell im Detektor gemessen werden würde. Die in einem realen Messprozess aufgezeichneten Daten werden in Kapitel 4.2 vorgestellt. Die statistischen Grundlagen der Spektralanalyse werden ausführlich in Kapitel 4.3 behandelt. Dabei werden vor allem die in der Gammaastronomie am weitesten verbreiteten Anpassungsstatistiken, die Cash- und die WStat-Statistik, vorgestellt. Eine systematische Einführung der WStat-Statistik oder eine Gegenüberstellung mit der Cash-Statistik ist in der Literatur bisher nicht zu finden. In Kapitel 5 wird dann die Verzerrung von Schätzwerten für die Cash- und die WStat-Statistik anhand von Simulationen in beispielhaften Fällen untersucht.

4.1 VORHERGESAGTE EREIGNISSE

Jede Spektralanalyse beruht darauf, gemessene Ereignissen mit Vorhersagen eines Flussmodells zu vergleichen. Typische Flussmodelle, die benutzt werden, um den Fluss von astrophysikalischen Quellen zu charakterisieren, sind neben anderen ein reines Potenzgesetz (Power Law, PL),

$$\phi(E; \phi_0, E_0, \Gamma) = \phi_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}, \quad (31)$$

ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall (Exponential Cutoff Power Law, ECPL)

$$\phi(E; \phi_0, E_0, \Gamma, \lambda) = \phi_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \exp(-\lambda E), \quad (32)$$

oder eine logarithmische Parabel

$$\phi(E; \phi_0, E_0, \alpha, \beta) = \phi_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\alpha + \beta \log(E/E_0))}. \quad (33)$$

E_0 ist dabei eine willkürlich gewählte Referenzenergie, ϕ_0 ein Normalisierungsfaktor, Γ der sogenannte spektrale Index, $\lambda \equiv E_c^{-1}$ das Inverse der Höchstgrenze (*cutoff energy*) E_c und α bzw. β Parameter, die die Form der logarithmischen Parabel bestimmen.

Aus einem gegebenen Flussmodell folgt die Anzahl der Ereignisse, die in einem bestimmten Intervall rekonstruierter Energie gemessen wird, mit der *forward folding* Methode (siehe Anhang A in Piron, 2001),

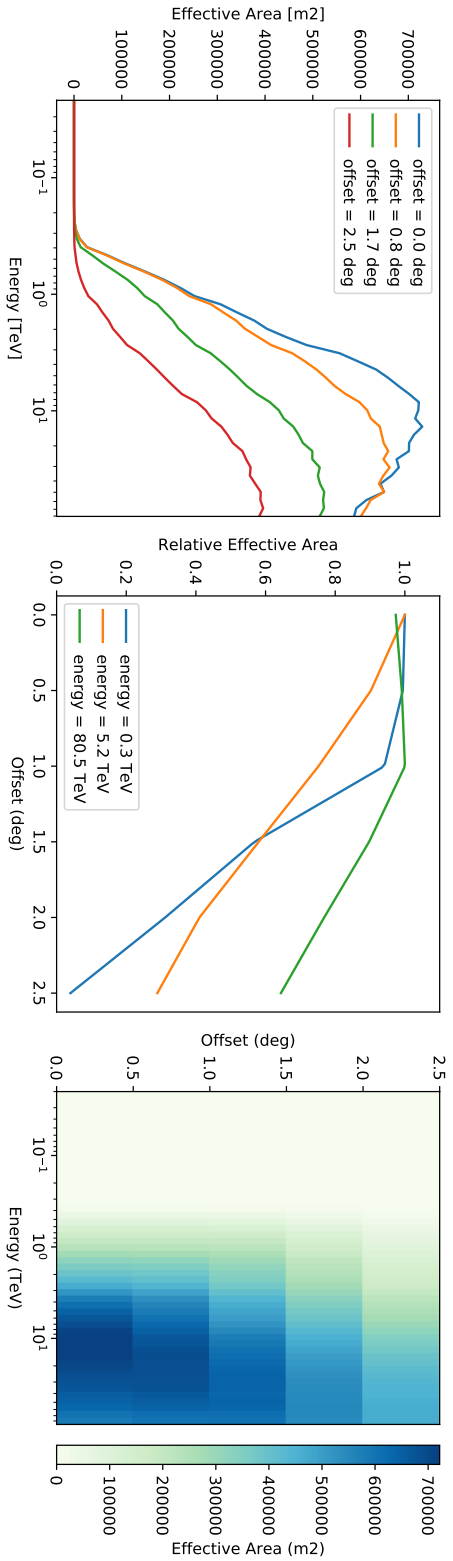
$$\mu_{\text{sig}}^{(j)} = \tau \int_{E_r^{(j)}}^{E_r^{(j)} + \Delta E_r^{(j)}} dE_r \int_{E=0}^{\infty} \phi(E) A(E) R(E, E_r) dE. \quad (34)$$

Hierbei ist $[E_r^{(j)}, E_r^{(j)} + \Delta E_r^{(j)}]$ das Intervall in rekonstruierter Energie und τ die Beobachtungszeit. Die IRF setzt sich aus der effektiven Fläche $A(E)$, also der über die Detektorfläche integrierten Wahrscheinlichkeit ein Gamma-Photon zu messen, und der Energiedispersion $R(E, E_r)$, also der Wahrscheinlichkeit ein Gamma-Photon mit Energie E bei einer Energie E_r zu rekonstruieren, zusammen.

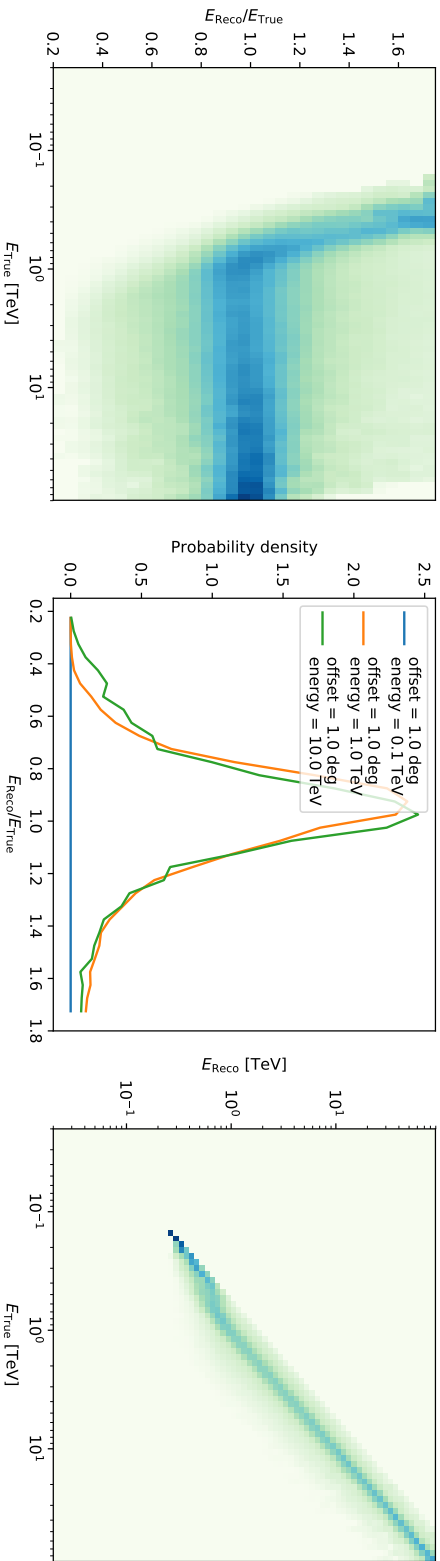
Weil in der VHE-Gammaastronomie die Erdatmosphäre einen wesentlichen Bestandteil des Detektors darstellt (siehe Kapitel 1.2), können die IRFs für IACTs nicht gemessen werden, sondern müssen durch MC-Simulationen bestimmt werden. Diese Prozedur ist z. B. bei Hoppe (2008) detailliert beschrieben. Da die IRFs eines IACTs vom Zenitwinkel θ_z und Azimutwinkel ν_{az} einer Beobachtung sowie vom Winkelabstand des einfallenden Gamma-Photons von der Ausrichtungsposition des Teleskopes, dem FoV-offset ψ , abhängen, werden die Simulationen für verschiedene, feste Werte dieser Parameter durchgeführt. So entstehen sogenannte *lookups*, die interpoliert werden, um die IRFs für die gewünschten Werte von θ_z , ν_{az} und ψ zu erzeugen. Diese *lookups* bilden auch die Grundlage für den Export der IRFs ins Flexible Image Transport System (FITS)-Format (siehe Anhang A).

Die effektive Fläche als Funktion der Energie und ψ ist für eine konkrete HESS-Beobachtung, also für feste θ_z und ν_{az} , in Abbildung 9a gezeigt. Es ist zu beachten, dass in HESS die energieabhängige Selektionseffizienz für Gamma-Photonen in die effektive Fläche mit einberechnet wird. Diese hängt daher von der verwendeten Rekonstruktionsmethode bzw. Methode zur Gamma-Hadron-Separation ab und muss entsprechend für jede neue Analysekonfiguration neu simuliert werden. Insbesondere muss die Größe der *on*-Region (siehe Kapitel 4.2) schon beim Generieren der IRFs festgelegt werden. Üblicherweise wird diese für die Analyse einer Punktquelle optimiert: Die *on*-Region wird kleiner gewählt als eine durch die Punktbildfunktion (Point Spread Function, PSF) verschmierte Punktquelle, sodass nicht der gesamte Quellfluss gemessen wird, dafür aber das Signal-Hintergrund-Verhältnis optimal ist. Die *point-source* IRFs sind für dieses *leakage* korrigiert und können daher nicht für die Analyse ausgedehnter Quellen verwendet werden. Für solche Analysen werden *full enclosure* IRFs simuliert, in denen eine unendlich große *on*-Region angenommen wird.

Die IRFs eines IACTs sind für jede Beobachtung verschieden.



(a) Effektive Fläche



(b) Energiedispersion

Abbildung 9: HESS-IRFs für run 23523. Das Ziel dieser Beobachtung bei $\theta_z \approx 49^\circ$ und $\nu_{ax} \approx 22^\circ$ war der Krebsnebel. Die Analysekfiguration ist *std_fullEnclosure*. Die effektive Fläche steigt oberhalb der unteren Energieschwelle des Detektors rasch an und saturiert bei hohen Energien. Für größere offsets nimmt sie ab, da Schauerbilder, die nicht vollständig in der Kamera enthalten sind, durch den sogenannten *nominal distance cut* verworfen werden. Die Energiemigration weist bei kleinen Energien eine deutliche Verzerrung auf, die auf den *amplitude cut* zurückzuführen ist, der positive Energiefluktuationen bevorzugt.

Für Beobachtungen bei größeren Zenitwinkeln steigt die untere Energieschwelle des Detektors, weil der Abstand zwischen dem Ort der maximalen Schauerentwicklung und dem Teleskop größer wird und eine höhere Primärenergie und demzufolge mehr Čerenkov-Licht nötig ist, um ein verwertbares Bild in der Kamera zu erzeugen. Dafür steigt die effektive Fläche bei höheren Energien, weil der Čerenkov-Lichtkegel flacher auf den Boden fällt und seine Projektion am Boden daher $\propto \cos^{-1}(\theta_z)$ größer wird. Für kleinere Zenitwinkel gilt das Gegenteil. Die Azimuthabhängigkeit der effektiven Fläche hängt mit dem Erdmagnetfeld zusammen, das die Entwicklung der Luftschauer beeinflusst und zu einer Verwaschung oder Verschiebung des Čerenkov-Lichtpools im Vergleich zum theoretischen Aufschlagspunkt des Primärteilchens führt. Dadurch wird die effektive Fläche zu höheren Energien verschoben, wenn die Magnetfeld- und die Schauerachse in einem größeren Winkel zueinander stehen. Auf dem HESS-Gelände geschieht dies bei Beobachtungen in Richtung Süden (siehe dazu auch Hofmann, 1998).

Die untere Energieschwelle variiert ebenfalls.

Abbildung 9b zeigt die Energiedispersion einer HESS-Beobachtung. Die simulierte und in *lookups* gespeicherte Größe ist die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Energiemigration,

Kleine Energien werden verzerrt rekonstruiert.

$$\mu(E, E_r) = \frac{E_r - E}{E}, \quad (35)$$

als Funktion der wahren Gammaenergie, in Abbildung 9b im linken und mittleren Paneel gezeigt. Die Breite dieser Verteilung ist die Auflösung, der Mittelwert die Verzerrung der Energierekonstruktion. Bei kleinen Energien tritt eine nicht zu vernachlässigende Verzerrung auf, die darauf zurückzuführen ist, dass bei der Rekonstruktion eine minimale Schaueramplitude gefordert wird (*amplitude cut*), sodass eher Ereignisse berücksichtigt werden, deren Energie zu hoch rekonstruiert wird.

Für eine Spektralanalyse wird aus der Verteilung der Energiemigration meist die sogenannte *response matrix*,

$$R_{jk} = \frac{1}{\Delta E^{(k)}} \int_{E^{(k)}}^{E^{(k)} + \Delta E^{(k)}} R_k(E) dE, \quad (36)$$

mit

$$R_k(E) = \int_{\mu(E_r^{(j)})}^{\mu(E_r^{(j)} + \Delta E_r)} \mu(E, E_r) d\mu \quad (37)$$

berechnet, also die Wahrscheinlichkeit ein Gamma-Photon mit einer wahren Energie im Intervall $[E^{(k)}, E^{(k)} + \Delta E^{(k)}]$ im Intervall rekonstruierter Energie $[E_r^{(j)}, E_r^{(j)} + \Delta E_r^{(j)}]$ zu messen, Abbildung 9b rechtes Paneel.

Dadurch wird Gleichung (34) nach Berechnung der im Intervall $[E^{(k)}, E^{(k)} + \Delta E^{(k)}]$ erwarteten Ereignisse $\mu_{\text{pred}}^{(k)}$ durch Integration des Quellmodells zu einer einfachen Matrixmultiplikation,

$$\mu_{\text{sig}}^{(j)} = \tau \sum_k \mu_{\text{pred}}^{(k)} A_k R_{jk}, \quad (38)$$

wobei A_k die im Intervall $[E^{(k)}, E^{(k)} + \Delta E^{(k)}]$ gemittelte effektive Fläche ist.

In HESS wird aus den IRF-Simulationen neben der effektiven Fläche $A(E)$ auch die effektive Fläche als Funktion der rekonstruierten Energie $\tilde{A}(E_r)$ extrahiert. Diese kombiniert die Information über die effektive Fläche und die Energieauflösung des Detektors, sodass sich die Zahl der vorhergesagten Ereignisse in einem bestimmten Intervall rekonstruierter Energie noch leichter berechnen lässt. Der Nachteil dieser Methode ist, dass $\tilde{A}(E_r)$ vom bei der Simulation angenommenen Quellspektrum (üblicherweise E^{-2}) abhängt.

Zur Senkung des energy threshold muss man die IRFs gut verstehen.

Ein weiteres vor allem für die in Kapitel 7 präsentierte Analyse wichtiges Konzept ist die untere Energieschwelle der Spektralanalyse, der sogenannte *energy threshold*, der nicht mit der unteren Energieschwelle des Detektor zu verwechseln ist. Der *energy threshold* wird üblicherweise als die Energie definiert ist, bei der die Verzerrung in der Energieauflösung 10% erreicht. Dadurch wird der steil ansteigende Teil der effektiven Fläche bei kleinen Energien vermieden, der mit großen systematischen Fehlern aus der MC-Simulation behaftet ist.

In den Studien in Kapitel 5 wird der Einfachheit halber von einer perfekten Energieauflösung ausgegangen, d. h.

$$R(E, E_r) \equiv \delta(E - E_r). \quad (39)$$

Außerdem wird angenommen, dass die effektive Fläche oberhalb einer bestimmten unteren Grenze E_{thres} konstant ist, also

$$A(E) \equiv \begin{cases} 0, & E < E_{\text{thres}} \\ A_0, & E \geq E_{\text{thres}}. \end{cases} \quad (40)$$

Dadurch vereinfacht sich Gleichung (34) für $E^{(j)} \geq E_{\text{thres}}$ zu

$$\mu_{\text{sig}}^{(j)} = \tau A_0 \int_{E^{(j)}}^{E^{(j)} + \Delta E^{(j)}} \phi(E) dE. \quad (41)$$

Des Weiteren wird der Faktor τA_0 mit in den Normalisierungsfaktor ϕ_0 des Quellmodells einbezogen, welcher dann so gewählt wird, dass sich im gesamten untersuchten Energieintervall eine gewünschte Anzahl von vorhergesagten Ereignissen μ_{sig} ergibt (siehe Kapitel 5.1).

4.2 GEMESSENE DATEN

Das Ergebnis einer Beobachtung in der Gammaastronomie ist eine Liste von Kandidaten für Gamma-Photonen mit einer rekonstruierten Ankunftsrichtung und Energie. In einer klassischen IACT Analyse werden daraus Photonen selektiert, die aus einer bestimmten Himmelsregion kommen (*aperture photometry*). Diese sogenannte *on*-Region ist üblicherweise kreisförmig und auf die Position der beobachteten Quelle zentriert.

Wenn *pointlike*-IRFs verwendet werden, ist der Radius der *on*-Region vorgegeben (siehe Kapitel 4.1), bei *full Enclosure*-IRFs wird er in der Regel so gewählt, dass die *on*-Region einen Großteil der Quellemission beinhaltet.

Die Spektralanalyse basiert auf der eindimensionalen Energieverteilung der gemessenen Ereignisse in der *on*-Region. Neben tatsächlichen Signalphotonen enthält die *on*-Region aber auch Hintergrundphotonen verschiedener Art. Das Gros des Hintergrunds für IACTs sind CRs, die fälschlicherweise als Photonen rekonstruiert worden sind (siehe Kapitel 1.2). Die größte Herausforderung der Spektralanalyse ist die korrekte Behandlung dieses Hintergrunds.

Um den Anteil des Hintergrunds in der *on*-Region zu bestimmen, führt man eine gleichzeitige Messung des Hintergrunds in Regionen im FoV des Teleskopes aus, die keine Quellen enthalten. Diese Regionen bezeichnet man auch als *off*-Regionen.

Die am weitesten verbreitete Methode zur Platzierung dieser *off*-Regionen ist die *reflected regions*-Methode (Berge u. a., 2007). Wie in Abbildung 10 gezeigt, wird die *on*-Region um die Ausrichtungsposition (*pointing position*) des Teleskopes rotiert und als *off*-Region überall dort platziert, wo sie nicht mit Regionen überlappt, die ein potentielles Signal beinhalten (*exclusion regions*). Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die *off*-Regionen denselben Winkelabstand zur Ausrichtungsposition haben wie die *on*-Region, sodass angenommen werden kann, dass die Effizienz des Detektors in den *on*- und *off*-Regionen identisch ist. Durch dieses Vorgehen werden systematische Unsicherheiten in der Spektralanalyse minimiert.

Aus den Daten, die von einem IACT aufgenommen werden, extrahiert man also einen Satz von *on*-Ereignissen aus einer *on*-Region und einen Satz von *off*-Ereignissen aus *off*-Regionen. Die hier verwendete Notation ist in Tabelle 2 zusammengefasst. Da die rekonstruierte Energie $E_r^{(i)}$ für jedes Photon i bekannt ist, kann man die *on*- und *off*-Ereignisse in Klassen (*bins*) rekonstruierter Energie einteilen. Dies dient einerseits zur Veranschaulichung der Daten, andererseits können die so erstellten Histogramme wie in Kapitel 4.3 beschrieben als Grundlage für eine Modellanpassung verwendet werden. Die Klassenbreite wird meist konstant in $\log_{10}(E_r)$ gewählt.

Aus den Daten werden Signal und Hintergrund geschätzt.

IACT Spektralanalyse basiert auf klassierten Daten

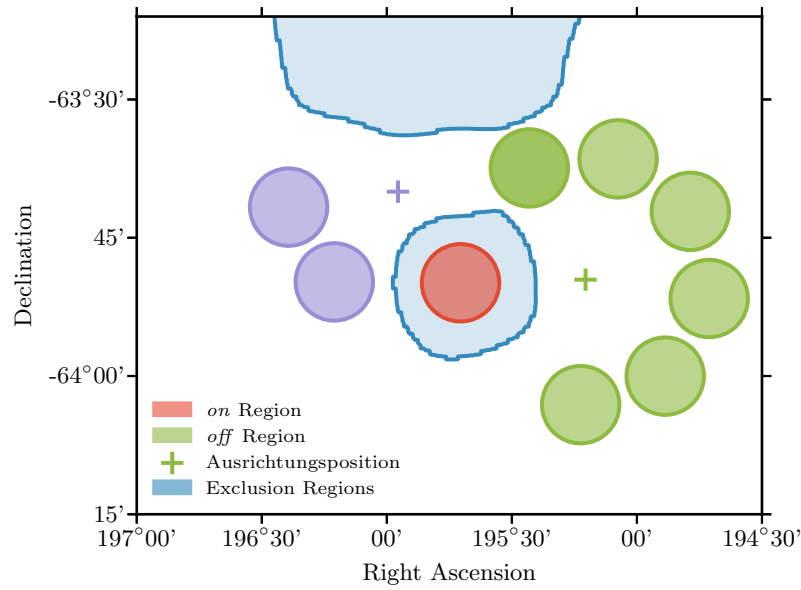


Abbildung 10: Hintergrundschätzung mit der *reflected regions*-Methode. Durch Rotation der *on*-Region um die Ausrichtungsposition des Teleskopes werden *off*-Regionen so platziert, dass kein Überlapp mit den *exclusion regions* entsteht. Die Anzahl der gefundenen *off*-Regionen, und damit die Präzision der Hintergrundmessung, variiert je nach Ausrichtungsposition. Zur Anwendung dieser Methode muss das Teleskop versetzt zu der zu beobachtenden Quelle ausgerichtet werden (*wobble mode*).

Tabelle 2: In den folgenden Kapiteln verwendete Notation.

n_{on}	Zahl der gemessenen Photonen in der <i>on</i> -Region
μ_{on}	Zahl der vorhergesagten Photonen in der <i>on</i> -Region
n_{sig}	Zahl der gemessenen Signalphotonen in der <i>on</i> -Region
μ_{sig}	Zahl der vorhergesagten Signalphotonen in der <i>on</i> -Region
n_{bkg}	Zahl der gemessenen Hintergrundphotonen in der <i>on</i> -Region
μ_{bkg}	Zahl der vorhergesagten Hintergrundphotonen in der <i>on</i> -Region
n_{off}	Zahl der gemessenen Photonen in der <i>off</i> -Region
μ_{off}	Zahl der vorhergesagten Hintergrundphotonen in der <i>off</i> -Region
α	Normalisierungsfaktor für die Hintergrundmessung

Der Signalüberschuss (*excess*) für eine Klasse j ist definiert als

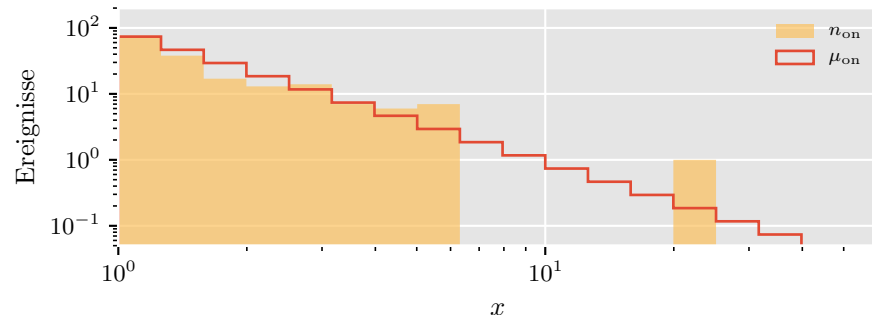
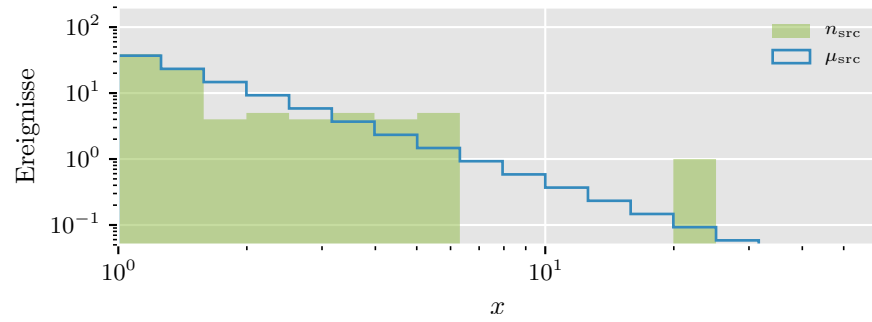
$$n_e^{(j)} \equiv n_{\text{on}}^{(j)} - \alpha \cdot n_{\text{off}}^{(j)}. \quad (42)$$

Hierbei ist $\alpha = \epsilon_{\text{on}}/\epsilon_{\text{off}}$ ein Faktor, der die unter Umständen verschiedene Belichtung (*exposure*) ϵ_{on} und ϵ_{off} der *on*- bzw. *off*-Regionen quantifiziert. Grundsätzlich kann α von Energieklasse zu Energieklasse variieren, also $\alpha = \alpha(j)$. Dieser Fall wird in den Beispielen in Kapitel 5 jedoch nicht berücksichtigt, sodass im Folgenden von einem konstanten α ausgegangen wird. Für die *reflected regions*-Methode gilt $\alpha = N_{\text{off}}^{-1}$, wobei N_{off} die Anzahl der *off*-Regionen ist. Das Produkt $\alpha \cdot n_{\text{off}}$ ist ein Schätzwert für die Anzahl von Hintergrundphotonen in der *on*-Region. Die statistische Signifikanz des Signalüberschusses für Klasse j wird mit der Methode von Li und Ma (1983) berechnet:

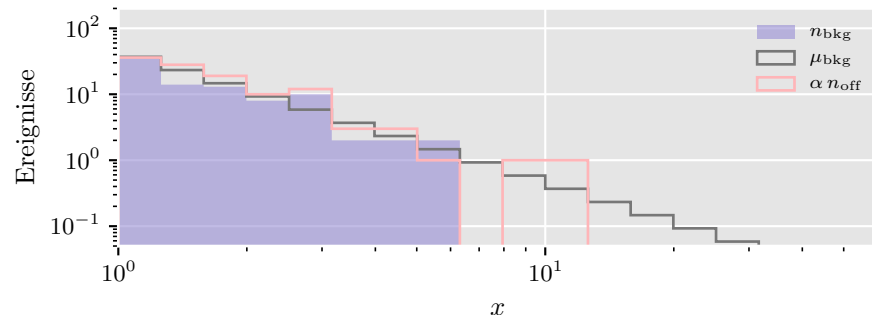
$$\sigma^{(j)} = \sqrt{2} \left[n_{\text{on}}^{(j)} \log \left(\frac{1 + \alpha}{\alpha} \cdot \frac{n_{\text{on}}^{(j)}}{n_{\text{on}}^{(j)} + n_{\text{off}}^{(j)}} \right) + n_{\text{off}}^{(j)} \log \left((1 + \alpha) \cdot \frac{n_{\text{off}}^{(j)}}{n_{\text{on}}^{(j)} + n_{\text{off}}^{(j)}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (43)$$

Abbildung 11 zeigt eine simulierte IACT-Beobachtung. Das zugrundeliegende Quellmodell ist ein PL, Gleichung 31, mit $\Gamma = 3$. Der Normalisierungsfaktor ϕ_0 wurde so gewählt, dass $\mu_{\text{sig}} = 100$. Der Hintergrund ist durch dasselbe Modell beschrieben, ferner $\alpha = 1$. Das entspricht z. B. einer Messung, in der nur eine *reflected region* platziert wurde. In Abbildung 11a sind die gemessenen und vorhergesagten *on*-Ereignisse als Funktion von $x = E_r/E_0$ gezeigt. Durch statistische Fluktuationen sind oberhalb von $x \approx 6$ in fast allen Klassen keine Ereignisse gemessen worden. Abbildungen 11b und 11c schlüsseln auf, wie sich die im obigen Beispiel gemessenen *on*-Ereignisse auf Signal und Hintergrund verteilen. In Abbildung 11c sieht man außerdem den Schätzwert $\alpha \cdot n_{\text{off}}$, der sich aus den gemessenen *off*-Daten ergibt. Während die Übereinstimmung mit μ_{bkg} bei niedrigen Energien noch sehr gut ist, wird die Hintergrundschätzung bei höheren Energien aufgrund der niedrigen Zahl von gemessenen *off*-Ereignissen sehr unpräzise. Die *off*-Daten sind in Abbildung 11d gezeigt sind.

Die gemessenen Daten unterliegen statistischen Fluktuationen.

(a) Gemessene und vorhergesagte *on*-Ereignisse

(b) Gemessene und vorhergesagte Signalereignisse



(c) Gemessene und vorhergesagte Hintergrundereignisse

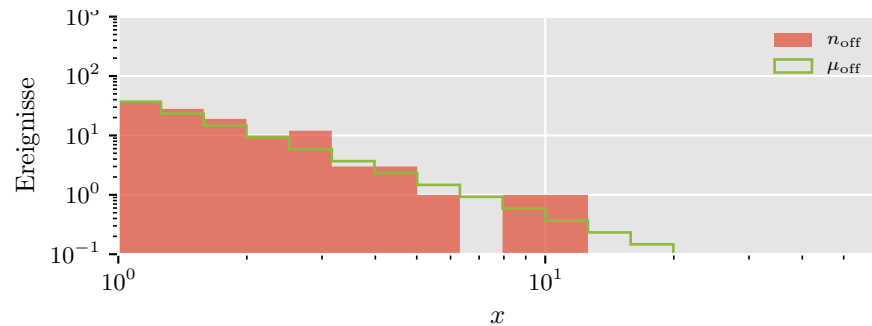
(d) Gemessene und vorhergesagte *off*-Ereignisse

Abbildung 11: Beispielhafter Datensatz für eine Beobachtung in der VHE-Gammaastronomie. Von oben nach unten sind die gemessenen und vorhergesagten Zahlen der *on*-, der Signal-, der Hintergrund- und der *off*-Ereignisse als Funktion von $x = \frac{E_r}{E_0}$ gezeigt, wobei E_0 die untere Energieschwelle des Detektors ist. Alle Ereignisse sind mit Hilfe der Software, die in Kapitel 5.1 beschrieben wird, simuliert und in 10 Klassen pro Dekade eingeteilt. Die zugrundeliegenden Quell- und Hintergrundmodelle sind PL mit $\Gamma = 3$ und $\mu_{\text{sig}} = 100$ bzw. $\mu_{\text{bkg}} = 100$, außerdem $\alpha = 0.1$. Dieser Satz von Parametern entspricht Szenario C in Kapitel 5.1.

4.3 ANPASSUNGSSTATISTIKEN

Moderne Anpassungsverfahren in der Gammaastronomie beruhen auf der ML-Methode¹, d. h. die Wahrscheinlichkeit, eine beobachtete Reihe von Ereignissen zu messen, ist für die Schätzwerte der Modellparameter maximal. Für ein gegebenes Modell mit einem Parametervektor $\vec{\theta}$, kann man eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Probability Density Function, PDF) $f(\vec{x}|\vec{\theta})$ konstruieren, welche die Wahrscheinlichkeitsdichte angibt, einen Satz von Ereignissen \vec{x} zu messen. Um im Umkehrschluss für einen gegebenen Satz von Ereignissen geeignete Werte für den Parametervektor des Flussmodells zu erhalten, maximiert man die Likelihood-Funktion

$$\mathcal{L}(\vec{\theta}|\vec{x}) \equiv f(\vec{x}|\vec{\theta}). \quad (44)$$

Diejenigen Parameter $\hat{\vec{\theta}}$, für die \mathcal{L} maximal ist, heißen ML-Schätzwerte (ML *estimators*) für die Parameter $\vec{\theta}$. Der Einfachheit halber wird üblicherweise die Anpassungsstatistik (*fit statistic*)

$$S = -2 \log(\mathcal{L}) \quad (45)$$

minimiert, anstatt \mathcal{L} zu maximieren. Soll die Anpassung an nicht-klassierte Daten durchgeführt werden, kann die PDF und damit die Anpassungsstatistik direkt aus der Form des Flussmodells abgeleitet werden. Für eine Anpassung an klassierten Daten konstruiert man eine PDF, indem man die Anzahl von Ereignissen pro Klasse vorher sagt und dann die Poisson-Verteilung anwendet.

In der Gammaastronomie werden verschiedene Anpassungsstatistiken für klassierte Daten angewendet. Die häufigsten sind die Cash- und die CStat-Statistik (Cash, 1979) sowie die WStat-Statistik (Arnaud u. a., 2015; de Naurois, 2012). Alle genannten Statistiken werden in diesem Kapitel eingeführt.

Der wesentliche Unterschied zwischen der Cash- und CStat-Statistik auf der einen und der WStat-Statistik auf der anderen Seite ist die Art und Weise, wie der Hintergrund unter einem zu charakterisierenden Signal behandelt wird. Wenn der Hintergrundfluss a-priori bekannt ist oder zumindest hinreichend genau parametrisiert werden kann, verwendet man ein Hintergrundmodell. Solch ein Modell kann entweder aus Simulationen entstehen oder aus einer Zusammenstellung von Beobachtungen anderer Regionen am Himmel, die keine Quellen enthalten.

Die verwendete Statistik ist der Kern jeden Anpassungsverfahrens.

Ist der Hintergrund bekannt, verwendet man die Cash- oder CStat-Statistik

¹ Es gibt auch Methoden, die auf einer χ^2 -Anpassung eines Modells an Flusspunkte beruhen. Solche Methoden werden immer noch verwendet, obwohl seit Langem bekannt ist, dass sie zu offensichtlich verzerrten Schätzwerten führen (siehe z. B. Humphrey u. a., 2009, und die darin enthaltenen Referenzen).

In der HE-Gammaastronomie ist der Hintergrund hauptsächlich durch einen diffusen Fluss von Gammastrahlung verursacht und wird von der Fermi-Kollaboration mit Hilfe des galaktischen interstellaren Emissionsmodells (IEM) beschrieben (Acero u. a., 2016). Die Anpassung des Fluss- und Hintergrundmodells wird dann mit der Cash- oder CStat- Statistik an klassierte Daten oder direkt an die nicht-klassierten Daten durchgeführt.

Die WStat-Statistik macht keine Annahmen über den Hintergrund

In der VHE-Gammaastronomie ist der Hintergrund vorwiegend durch CR verursacht, die fälschlicherweise als Gamma-Photonen rekonstruiert wurden. Für diesen CR-Hintergrund gibt es keine Modelle. Deshalb muss der Hintergrund während des Anpassungsverfahrens geschätzt werden. Dafür greift man auf die Verteilung der gemessenen *off*-Ereignisse zurück (siehe Kapitel 4.2).

Prinzipiell könnte man diese Verteilung verwenden, um ein Modell für den Hintergrund zu konstruieren. Die weitaus üblichere Methode ist aber, die Anpassung mit der WStat-Statistik durchzuführen. Dafür müssen keine Annahmen über die spektrale Form des Hintergrunds gemacht werden. Das ist insofern statistisch korrekt, als dass die Poisson-Fluktuationen im Hintergrund auf natürliche Art und Weise berücksichtigt werden. Allerdings ist unklar, in welchem Ausmaß die WStat-Statistik zu verzerrten Parameterschätzwerten führt. Diese Frage wird in Kapitel 5 näher untersucht.

Nicht-klassierte Daten

Für ein PL kann die Anpassung analytisch erfolgen.

Zunächst wird die Anpassung eines PLs, Gleichung (31), an nicht-klassierte Daten untersucht (siehe z. B. Hoogenboom u. a., 2006). Die Daten enthalten keinen Hintergrund, sodass alle Ereignisse, die in der *on*-Region aufgezeichnet wurden, Signalphotonen sind. Die PDF zur Vorhersage der gemessenen Ereignisse ergibt sich, indem man Gleichung (31) oberhalb der unteren Energieschwelle des Detektors, E_{thres} , zu 1 normiert und ist daher

$$f_{\text{PL}}(x) = \begin{cases} 0, & x < 1 \\ (\Gamma - 1)x^{-\Gamma}, & x \geq 1, \end{cases} \quad (46)$$

wobei $E_0 \equiv E_{\text{thres}}$ gewählt wurde und $x = E/E_{\text{thres}}$ die Photonen-Energie in Einheiten der unteren Energieschwelle des Detektors ist. Ein Satz von n_{on} unabhängigen Ereignissen mit Energien x_i , $i = 1 \dots n_{\text{on}}$, die aus der PDF f_{PL} gezogen werden, ergibt die Likelihood-Funktion

$$\mathcal{L}(\Gamma|\vec{x}) = \prod_{i=1}^{n_{\text{on}}} f_{\text{PL}}(x_i|\Gamma). \quad (47)$$

Durch das Anpassungsverfahren soll ein Schätzwert für den spektralen Index Γ gefunden werden. Die Anpassungsstatistik ist

$$U_{\text{PL}} = -2 \log \mathcal{L} = -2n_{\text{on}} \log(\Gamma - 1) + 2\Gamma \cdot \sum_{i=1}^{n_{\text{on}}} \log x_i. \quad (48)$$

Der ML Schätzwert $\hat{\Gamma}$ ist der Wert für den spektralen Index Γ , für den U_{PL} minimal ist. Durch Lösen von $\partial U_{\text{PL}} / \partial \Gamma = 0$, ergibt sich

$$\hat{\Gamma} = \frac{n_{\text{on}}}{\sum_i \ln x_i} + 1. \quad (49)$$

Es ist zu beachten, dass jeder Term in U_{PL} ignoriert werden kann, der den Parameter, für den ein Schätzwert gefunden werden soll, nicht enthält. Ebenso können solche Terme ohne Weiteres hinzugefügt werden, da sie den Ausdruck für den Schätzwert des Parameters nicht beeinflussen.

Mit der Anpassungsstatistik U_{PL} , Gleichung (48), kann kein Schätzwert für die Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse, μ_{sig} , gefunden werden. Um einen solchen Schätzwert zu erhalten muss man die Likelihood-Funktion modifizieren und einen Poisson-Term hinzufügen, der die Wahrscheinlichkeit parametrisiert, n_{on} Ereignisse zu messen, wenn μ_{sig} Ereignisse erwartet werden. Diese erweiterte Likelihood-Funktion (*extended likelihood*) ist (Barlow, 1990)

$\hat{\mu}_{\text{sig}}$ ergibt sich aus der erweiterten ML-Methode

$$\mathcal{L}(\Gamma, \mu_{\text{sig}} | \vec{x}) = \frac{\mu_{\text{sig}}^{n_{\text{on}}}}{n_{\text{on}}!} \cdot \exp(-\mu_{\text{sig}}) \cdot \prod_{i=1}^{n_{\text{on}}} (\Gamma - 1) x_i^{-\Gamma}. \quad (50)$$

Die dazugehörige Anpassungsstatistik ist

$$U_{\text{ePL}} = U_{\text{PL}} - 2n_{\text{on}} \log(\mu_{\text{sig}}) + 2\mu_{\text{sig}}, \quad (51)$$

wobei Terme unabhängig von Γ und μ_{sig} vernachlässigt wurden. Wenn man U_{ePL} gleichzeitig für beide Parameter minimiert, erhält man denselben Schätzwert $\hat{\Gamma}$ wie in Gleichung (49). Der Schätzwert für μ_{sig} ist $\hat{\mu}_{\text{sig}} = n_{\text{on}}$.

Die Anpassung eines ECPL, Gleichung (32), ist komplexer. Die PDF

$$f_{\text{ECPL}}(x) = \begin{cases} 0, & x < 1 \\ \frac{\lambda^{1-\Gamma}}{\gamma(1-\Gamma, \lambda)} \cdot x^{-\Gamma} \cdot \exp(-\lambda x), & x \geq 1 \end{cases} \quad (52)$$

enthält die unvollständige Gammafunktion der unteren Grenze. Daher müssen die Schätzwerte $\hat{\Gamma}$, $\hat{\lambda}$ und $\hat{\mu}_{\text{sig}}$, die die zugehörige Anpassungsstatistik minimieren, mit Hilfe numerischer Methoden gefunden werden.

Die obige Betrachtung zeigt, dass für die Anpassung eines PL an nicht-klassierte Daten analytische Lösungen für $\hat{\Gamma}$ und $\hat{\mu}_{\text{sig}}$ gefunden werden können. In Kapitel 5.2 wird gezeigt, dass dies ebenso für die Verzerrungen dieser Schätzwerte gilt. Die Anpassung des PL an nicht-klassierte Daten wird daher als Referenz für alle komplexeren Szenarien dienen.

Klassierte Daten

Die Cash-Statistik ist das Produkt der Poisson-Statistiken pro Klasse.

In der Gammaastronomie ist es üblich, die gemessenen Ereignisse vor dem Anpassungsverfahren in Energieklassen einzuteilen. Dafür muss eine geeignete Anpassungsstatistik gewählt werden. Sei m die Anzahl der verwendeten Klassen, dann ist die Likelihood-Funktion

$$\mathcal{L} \left(\mu_{\text{sig}}^{(1)} \dots \mu_{\text{sig}}^{(m)} \mid n_{\text{on}}^{(1)} \dots n_{\text{on}}^{(m)} \right) = \prod_{j=1}^m \frac{\left(\mu_{\text{sig}}^{(j)} \right)^{n_{\text{on}}^{(j)}}}{n_{\text{on}}^{(j)}!} \cdot \exp \left(-\mu_{\text{sig}}^{(j)} \right), \quad (53)$$

da die Anzahl von Ereignissen in jeder Klasse j einer Poisson-Verteilung folgt. Die Anzahl an vorhergesagten Ereignissen in Energieklasse j , $\mu_{\text{sig}}^{(j)}$, erhält man mittels Gleichung (34), also indem man das Flussmodell ϕ über den Energiebereich integriert, den Klasse j umfasst, und dabei die IRFs mit berücksichtigt. Wie zuvor erhält man Schätzwerte für die Parameter von ϕ , indem man die Likelihood-Funktion maximiert bzw. die Anpassungsstatistik

$$C = -2 \log(\mathcal{L}) = -2 \sum_{j=1}^m \left(n_{\text{on}}^{(j)} \cdot \log(\mu_{\text{sig}}^{(j)}) - \mu_{\text{sig}}^{(j)} \right) \quad (54)$$

minimiert. Gleichung (54) ist die bereits erwähnte Cash-Statistik, die von Cash (1979) im Kontext von Experimenten, die auf der Detektion einzelner Photonen beruhen, eingeführt wurde.

Die CStat-Statistik enthält ein Maß für die Anpassungsgüte.

Die Cash-Statistik kann weiter modifiziert werden, um ein Maß für die Güte eines Anpassungsverfahrens (*goodness of fit*) zu erhalten. Dies geschieht durch einen Likelihood-Quotienten-Test. Nimmt man kein parametrisches Flussmodell an, ist Gleichung (53) maximal, wenn die Anzahl der vorhergesagten Ereignisse in jeder Klasse der Anzahl der gemessenen Ereignisse entspricht, $\mu_{\text{sig}}^{(j)} = n_{\text{on}}^{(j)} \forall j$. Dann folgt der Likelihood-Quotient

$$\begin{aligned}
C' &= -2 \log \frac{\mathcal{L}(\mu_{\text{sig}}^{(1)} \dots \mu_{\text{sig}}^{(m)} | n_{\text{on}}^{(1)} \dots n_{\text{on}}^{(m)})}{\mathcal{L}(n_{\text{on}}^{(1)} \dots n_{\text{on}}^{(m)} | n_{\text{on}}^{(1)} \dots n_{\text{on}}^{(m)})} \\
&= -2 \sum_{j=1}^m \left[n_{\text{on}}^{(j)} \left(\log(\mu_{\text{sig}}^{(j)}) - \log(n_{\text{on}}^{(j)}) + 1 \right) - \mu_{\text{sig}}^{(j)} \right] \quad (55)
\end{aligned}$$

einer χ_{m-n}^2 -Verteilung, wobei n die Anzahl der freien Parameter des Flussmodells ϕ ist. Gleichung (55) ist die CStat-Statistik, die in XSPEC (Arnaud u. a., 2015) implementiert ist. Sie unterscheidet sich von der Cash-Statistik, Gleichung (54), nur durch Terme, die nicht vom Flussmodell abhängen. Beide Statistiken liefern daher die gleichen Schätzwerte. Der Einfluss der Klassenbreite auf die Ergebnisse des Anpassungsverfahrens wird in Kapitel 5.2 untersucht.

Klassierte Daten mit Hintergrund

Wie bereits ausgeführt, ist eine statistisch korrekte Behandlung des Hintergrunds unkompliziert, wenn ein geeignetes Hintergrundmodell vorliegt. In der VHE-Gammaastronomie ist dies in der Regel jedoch nicht der Fall und der Hintergrund wird geschätzt, indem man Ereignisse in *off*-Regionen misst. Die gemessenen Ereignisse in den *on*- und *off*-Regionen folgen einer Poisson-Verteilung, mit den Erwartungswerten $\mu_{\text{sig}} + \mu_{\text{bkg}}$ bzw. μ_{off} . Die Likelihood-Funktion ist daher

Die off-Messung wird in die Poisson-Statistik einbezogen.

$$\begin{aligned}
&\mathcal{L}(\mu_{\text{sig}}^{(1)} \dots \mu_{\text{sig}}^{(m)}, \mu_{\text{off}}^{(1)} \dots \mu_{\text{off}}^{(m)} | n_{\text{on}}^{(1)} \dots n_{\text{on}}^{(m)}, n_{\text{off}}^{(1)} \dots n_{\text{off}}^{(m)}, \alpha) \\
&= \prod_{j=1}^m \frac{(\mu_{\text{sig}}^{(j)} + \alpha \mu_{\text{off}}^{(j)})^{n_{\text{on}}^{(j)}}}{n_{\text{on}}^{(j)}!} \cdot \exp(-\mu_{\text{sig}}^{(j)} - \alpha \mu_{\text{off}}^{(j)}) \\
&\quad \times \frac{(\mu_{\text{off}}^{(j)})^{n_{\text{off}}^{(j)}}}{n_{\text{off}}^{(j)}!} \cdot \exp(-\mu_{\text{off}}^{(j)}). \quad (56)
\end{aligned}$$

Die Anpassungsstatistik ist

$$\begin{aligned}
W &= -2 \log(\mathcal{L}) \\
&= -2 \sum_{j=1}^m \left(n_{\text{on}}^{(j)} \log(\mu_{\text{sig}}^{(j)} + \alpha \mu_{\text{off}}^{(j)}) + n_{\text{off}}^{(j)} \log(\mu_{\text{off}}^{(j)}) \right. \\
&\quad \left. - \mu_{\text{sig}}^{(j)} - (1 + \alpha) \mu_{\text{off}}^{(j)} \right). \quad (57)
\end{aligned}$$

Gleichung (57) wurde in anderer Notation erstmals von Wachter u. a. (1979) für die Analyse klassierter Röntgendaten mit Hintergrund hergeleitet.

Der Hintergrund
wir als
Störparameter
angesehen.

Bis zu diesem Punkt könnte man immer noch ein Hintergrundmodell verwenden, um $\mu_{\text{off}}^{(j)}$ und $\mu_{\text{bkg}}^{(j)} = \alpha \cdot \mu_{\text{off}}^{(j)}$ vorherzusagen. Eine Anpassung würde dann simultan an die Ereignisse in der *on*- und *off*-Region erfolgen. Dieses Verfahren wird auch in Kapitel 5 angewendet, um die Anpassung eines Hintergrundmodells an VHE-Daten zu realisieren. Ist jedoch kein Hintergrundmodell zur Hand, kann man den Parameter $\mu_{\text{off}}^{(j)}$ im Rahmen eines Profil-Likelihood-Ansatzes (Patrignani u. a., 2016; Rolke u. a., 2005) als Störparameter *nuisance parameter* behandeln und seinen Schätzwert analytisch berechnen. Effektiv ist dies eine Modellierung des Hintergrunds mit einem Modell, das m freie Parameter hat. Der Schätzwert für $\mu_{\text{off}}^{(j)}$ ergibt sich durch Minimieren von Gleichung (57) in $\mu_{\text{off}}^{(j)}$,

$$\hat{\mu}_{\text{off}}^{(j)} \left(\mu_{\text{sig}}^{(j)}, n_{\text{on}}^{(j)}, n_{\text{off}}^{(j)} \right) = \frac{C^{(j)} + D^{(j)}}{2\alpha(\alpha + 1)}, \quad (58)$$

wobei

$$C^{(j)} = \alpha(n_{\text{on}}^{(j)} + n_{\text{off}}^{(j)}) - (\alpha + 1) \mu_{\text{sig}}^{(j)}, \quad (59)$$

$$(D^{(j)})^2 = (C^{(j)})^2 + 4(\alpha + 1) \alpha n_{\text{off}}^{(j)} \mu_{\text{sig}}^{(j)}. \quad (60)$$

Beim Einsetzen von $D^{(j)}$ in Gleichung (58) muss die positive Lösung $D^{(j)} \geq 0$ von Gleichung (60) gewählt werden, damit sichergestellt ist, dass $\hat{\mu}_{\text{off}}^{(j)} \geq 0$. Dies ist nötig, da $\hat{\mu}_{\text{off}}^{(j)}$ ein Schätzwert für $\mu_{\text{off}}^{(j)}$ ist, und $\mu_{\text{off}}^{(j)} \geq 0$ per Definition. Tatsächlich gilt $\hat{\mu}_{\text{off}}^{(j)} \leq 0 \forall D^{(j)} \leq 0$.

Die Herleitung von
WStat ist analog zu
der von CStat.

Nach Einsetzen von Gleichung (58) in Gleichung (57) hängt letztere nur noch von $\mu_{\text{sig}}^{(j)}$ ab. Wie bei der Cash-Statistik kann ein Maß für die Anpassungsgüte durch einen Likelihood-Quotienten-Test mit den Annahmen $\mu_{\text{sig}}^{(j)} = n_{\text{e}}^{(j)} \forall j$ bzw. $\hat{\mu}_{\text{off}}^{(j)} = n_{\text{off}}^{(j)} \forall j$ hinzugefügt werden, wobei $n_{\text{e}}^{(j)}$ der gemessene Signalüberschuss gemäß Gleichung 42 ist. Daraus ergibt sich die WStat-Statistik, die die Grundlage fast aller Spektralanalysen in der VHE-Gammaastronomie ist, zu

$$\begin{aligned} W' &= -2 \log \frac{\mathcal{L} \left(\mu_{\text{sig}}^{(1)} \dots \mu_{\text{sig}}^{(m)}, \hat{\mu}_{\text{off}}^{(1)} \dots \hat{\mu}_{\text{off}}^{(m)} \mid n_{\text{on}}^{(1)} \dots n_{\text{on}}^{(m)}, n_{\text{off}}^{(1)} \dots n_{\text{off}}^{(m)}, \alpha \right)}{\mathcal{L} \left(n_{\text{e}}^{(1)} \dots n_{\text{e}}^{(m)}, n_{\text{off}}^{(1)} \dots n_{\text{off}}^{(m)} \mid n_{\text{on}}^{(1)} \dots n_{\text{on}}^{(m)}, n_{\text{off}}^{(1)} \dots n_{\text{off}}^{(m)}, \alpha \right)} \\ &= -2 \sum_{j=1}^m \left[n_{\text{on}}^{(j)} \left(\log(\mu_{\text{sig}}^{(j)} + \alpha \hat{\mu}_{\text{off}}^{(j)}) - \log(n_{\text{on}}^{(j)}) + 1 \right) \right. \\ &\quad \left. + n_{\text{off}}^{(j)} \left(\log(\hat{\mu}_{\text{off}}^{(j)}) - \log(n_{\text{off}}^{(j)}) + 1 \right) \right. \\ &\quad \left. - \mu_{\text{sig}}^{(j)} - (1 + \alpha) \hat{\mu}_{\text{off}}^{(j)} \right]. \quad (61) \end{aligned}$$

Das 2D-Profil, das sich aus Gleichung (61) in einer Klasse j für feste $n_{\text{on}}^{(j)}, n_{\text{off}}^{(j)}$ und α ergibt, ist in Abbildung 12 zu sehen. Außerdem

gezeigt ist das Likelihood-Profil, das sich aus Gleichung (58) ergibt. Abbildung 12a zeigt den Fall $n_{\text{on}}^2 = 8, n_{\text{off}} = 2, \alpha = 1$. Die Lösung $\mu_{\text{bkg}} = \alpha \cdot n_{\text{off}}$ bzw. $\mu_{\text{sig}} = n_{\text{on}} - \mu_{\text{bkg}}$ entspricht dem globalen Minimum des 2D-Profils. Außerdem geht auch die Kurve, die sich aus der Profil-Likelihood Methode ergibt, durch dieses Minimum. Das gilt auch für den Fall $\mu_{\text{sig}} = 0$, der in Abbildung 12b gezeigt ist. Die Sonderfälle, in denen $n_{\text{on}} = 0$ oder $n_{\text{off}} = 0$, werden im Folgenden näher untersucht, da vermutet wurde, dass sie von der WStat-Statistik nicht korrekt behandelt werden (siehe Kapitel 5).

Für $n_{\text{on}} = 0$ vereinfacht sich die WStat-Statistik, Gleichung (57), zu

$$W = -2 (n_{\text{off}} \log(\mu_{\text{off}}) - \mu_{\text{sig}} - (1 + \alpha)\mu_{\text{off}}). \quad (62)$$

Der Fall $n_{\text{on}} = 0$ entspricht einer reinen Hintergrundmessung.

Wenn man nun analog zu oben den Störparameter μ_{off} eliminiert, erhält man den geschätzten Hintergrund

$$\hat{\mu}_{\text{off}} = \frac{n_{\text{off}}}{1 + \alpha}. \quad (63)$$

Das Einsetzen von $\hat{\mu}_{\text{off}}$ in Gleichung (62) ergibt den Likelihood-Quotienten

$$W' = 2 (n_{\text{off}} \log(1 + \alpha) + \mu_{\text{sig}}), \quad (64)$$

der direkt mit dem allgemeinen Fall, Gleichung (61), verglichen werden kann. Das 2D-Profil gemäß Gleichung (64) ist in Abbildung 12c gezeigt. Da das globale Minimum von Gleichung (64) bei $\mu_{\text{sig}} = 0$ liegt, ist auch $\hat{\mu}_{\text{sig}} = 0$, d. h. der Schätzwert für das Signal liegt an der unteren physikalisch erlaubten Grenze, und zwar unabhängig von der Anzahl von *off*-Ereignissen. Daher kann jede Messung mit $n_{\text{off}} \geq 0$ als reine Hintergrundmessung verstanden werden, bei der aufgrund statistischer Fluktuationen alle Ereignisse in der *off*- und keine in der *on*-Region gemessen werden. Für $\alpha = 1$ erwartet man daher $\hat{\mu}_{\text{off}} = \frac{n_{\text{off}}}{2}$. Gleichung (63) bestätigt dies: für $\alpha \rightarrow 0$, $\hat{\mu}_{\text{off}} \rightarrow n_{\text{off}}$, wie erwartet.

Die Profil-Likelihood-Methode angewandt auf den Fall $n_{\text{off}} = 0$ ergibt

Der Fall $n_{\text{off}} = 0$ ist komplexer.

$$W' = \begin{cases} -2(\mu_{\text{sig}} \frac{1}{\alpha} + n_{\text{on}} \log(\frac{\alpha}{1+\alpha})) & \text{falls } \mu_{\text{sig}} \leq n_{\text{on}} \frac{\alpha}{1+\alpha} \\ 2(\mu_{\text{sig}} + n_{\text{on}}(\log n_{\text{on}} - \log(\mu_{\text{sig}}) - 1)) & \text{sonst.} \end{cases} \quad (65)$$

mit dem Schätzwert für den Hintergrund

$$\hat{\mu}_{\text{off}} = \begin{cases} \frac{n_{\text{on}}}{1+\alpha} - \frac{\mu_{\text{sig}}}{\alpha} & \text{falls } \mu_{\text{sig}} \leq n_{\text{on}} \frac{\alpha}{1+\alpha} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (66)$$

2 Der Index j wird im Folgenden zur besseren Lesbarkeit weggelassen.

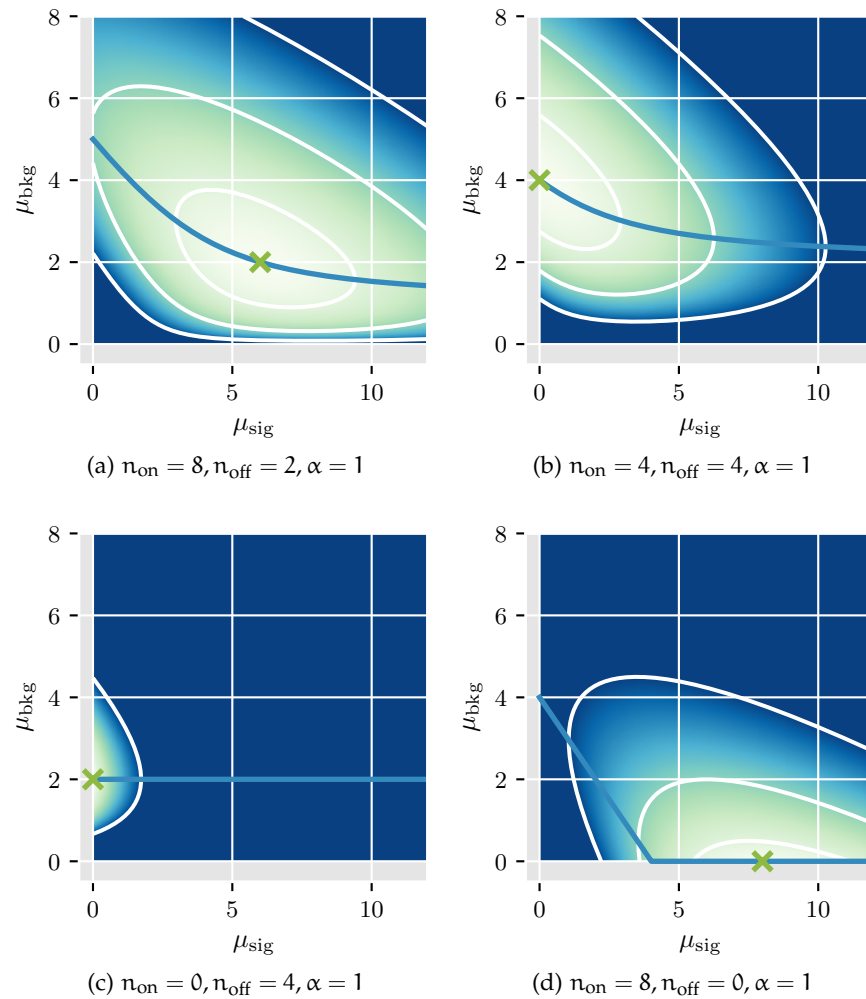


Abbildung 12: 2D-Profil der WStat-Statistik. Das globale Minimum ist mit einem grünen Kreuz markiert. Die weißen Konturen entsprechen einer Zunahme der Statistik von 1, 4 und 9. Die blaue Kurve zeigt das Likelihood-Profil gemäß Gleichung (58). Die vier Paneele entsprechen unterschiedlichen Werten für $n_{\text{on}}, n_{\text{off}}$ und α .

Nimmt man zunächst $\mu_{\text{sig}} = 0$ an, findet man sich in einer ähnlichen Situation wie im vorherigen Absatz, nämlich einer reinen Hintergrundmessung, mit dem Unterschied, dass nun alle Ereignisse in der *on*-Region gemessen wurden: Für $\alpha = 1$, $\hat{\mu}_{\text{off}} = \frac{n_{\text{on}}}{2}$, wie erwartet. Analog $\hat{\mu}_{\text{off}} \rightarrow n_{\text{on}}$ für $\alpha \rightarrow 0$.

Für $\mu_{\text{sig}} > 0$ ergibt Gleichung (66) die Anzahl von *on*-Ereignissen, die eigentlich durch den Hintergrund verursacht sind, obwohl $n_{\text{off}} = 0$. Sobald jedoch $\mu_{\text{sig}} > n_{\text{on}} \frac{\alpha}{1+\alpha}$, $\hat{\mu}_{\text{off}} = 0$. D.h. alle *on*-Ereignisse werden dem Signal zugeschrieben. Das ist in Abbildung 12d der Fall für $\mu_{\text{sig}} > 4$. Für $\alpha \rightarrow 0$ passiert das schon für $\mu_{\text{sig}} > 0$. Es sei darauf hingewiesen, dass Gleichung (65) in diesem Fall äquivalent zur CStat-Statistik, Gleichung (55), ist.

Die bisherige Betrachtung zeigt, dass die Fälle $n_{\text{on,off}} = 0$ von der WStat-Statistik korrekt gehandhabt werden, zumindest wenn man jede Klasse j separat betrachtet. Grobe Fehler sind bei der Anwendung der WStat-Statistik daher nicht zu erwarten. Bei einer Anpassung an eine tatsächlich gemessene Ereignisverteilung sind die μ_{sig} für jede Energieklasse allerdings korreliert, das sie mit demselben Quellmodell vorhergesagt werden.

In diesem Zusammenhang kann $\mu_{\text{sig}} \leq n_{\text{on}} \frac{\alpha}{1+\alpha}$ und daraus folgend $\hat{\mu}_{\text{off}} > 0$ nicht nur einer nicht gemessenen Hintergrundkomponente geschuldet sein kann, sondern auch einer zufälligen Fluktuation der Anzahl von Signalereignissen in der *on*-Region. Die Wahrscheinlichkeit, dass dieser Fall eintritt, steigt mit größer werdendem α , also einer schlechteren Bestimmung des Hintergrunds. Zudem kann dieser Fall bei höheren Energien auftreten, wo die gängigen Quellmodelle - vor allem solche mit einem exponentiellen Abfall - wenige Ereignisse vorhersagen, und die Zahl der gemessenen Hintergrundereignisse von Natur aus gering ist.

Natürlich ist $\hat{\mu}_{\text{off}} > 0$ für $n_{\text{off}} = 0$ im Rahmen der Poisson-Statistik erlaubt, dennoch ist zu untersuchen, ob dieses Verhalten der WStat-Statistik keine unerwünschten Nebeneffekte hat. Die Studien im nächsten Kapitel sind ein erster Schritt in diese Richtung.

VERZERRUNG VON PARAMETERSCHÄTZERN

Im vorherigen Kapitel wurden die Grundlagen der Spektralanalyse in der Gammaastronomie behandelt. Insbesondere wurden die Cash- bzw. CStat-Statistik sowie die WStat-Statistik eingeführt, die am häufigsten für ML-Anpassungen verwendet werden. Bei ML-Anpassungsverfahren ist es nicht ausgeschlossen, dass die Parameterschätzer Verzerrungen aufweisen.

Der Grad der Verzerrung kann dabei von den wahren Modellparametern sowie der verfügbaren Statistik, also der Anzahl der gemessenen Ereignisse, abhängen. Unter welchen Umständen aber ist eine Verzerrung der ML-Schätzwerte in der Gammaastronomie zu erwarten?

Die Cash- und die WStat-Statistik wurden zuerst für die Analyse von Röntgendaten verwendet und sind in diesem Feld seit einigen Dekaden in Gebrauch (Arnaud u. a., 2015; Cash, 1979; Refsdal u. a., 2009). Es gibt zahlreiche Veröffentlichungen, die sich mit der Anwendung der Cash-Statistik auf Röntgendaten befassen (siehe z. B. Humphrey u. a., 2009, und die darin enthaltenen Referenzen).

Im Gegensatz dazu wurde die WStat-Statistik bisher kaum dokumentiert, und ihr Verhalten insbesondere im Hinblick auf Beobachtungen, in denen wenige Ereignisse gemessen wurden, ist noch nie systematisch untersucht worden. Die einzige belegbare Aussage ist der folgende qualitative Hinweis in der Dokumentation des XSPEC Paketes (Arnaud u. a., 2015):

“In practice, it [die WStat-Statistik] works well for many cases but for weak sources can generate an obviously wrong best fit. It is not clear why this happens although binning to ensure that every bin contains at least one count often seems to fix the problem.”

In der HE- und VHE-Gammaastronomie gibt es im Allgemeinen wenige Erkenntnisse über Verzerrungen in der Spektralanalyse. Im Fall der WStat-Statistik gibt es eine Studie von Jouvin u. a. (2015), die besagt, dass die Schätzwerte der Modellparameter für starke Quellen erwartungstreu, für schwache aber verzerrt sind.

Trotz dieses Mangels an systematischen Untersuchungen ist die WStat-Statistik zur Analyse von IACT-Daten in der VHE-Gammaastronomie weit verbreitet. Besonders im Hinblick auf die in Kürze beginnenden CTA-Beobachtungen sind systematische Studien nötig, um die Verwendung der WStat-Statistik auf eine solidere Grundlage zu stellen.

Die Literaturlage für die WStat-Statistik fällt schwach aus.

Verzerrungen werden mit Hilfe von Simulationen untersucht.

Daher werden im Folgenden einige Studien vorgestellt, die quantitative Aussage über den Grad der Verzerrung von Parameterschätzern in der Gammaastronomie zu treffen. Die Grundlage dieser Studien bilden simulierte Gamma-Daten. Dabei soll die Frage beantwortet werden, in wie weit sich die Cash- und die WStat-Statistik für die Spektralanalyse in der HE- und VHE-Gammaastronomie eignen, in welchen Fällen also mit erwartungstreuen Schätzwerten gerechnet werden kann und in welchen nicht.

Als Quellmodelle dienen dabei ein PL, Gleichungen (31), und ein ECPL, Gleichung (32). Andere übliche Quellmodelle, wie z. B. eine logarithmische Parabel (*Log-Parabola*) oder ein Potenzgesetz mit veränderlichem Index (*Broken power law*), zeigen vermutlich ein vergleichbares Verhalten. Ausgehend vom einfachsten Fall, nämlich der Anpassung an nicht-klassierte, hintergrundfreie Daten, werden nach und nach weitere Faktoren berücksichtigt. Am Ende steht die Anpassung an klassierte Daten mit einer a-priori unbekanntem Hintergrundkomponente. Für jeden Fall wird ein Satz von wohldefinierten Szenarien untersucht, die sich beispielsweise in der Gesamtzahl der vorhergesagten Signal- und Hintergrundereignisse unterscheiden. Darüber hinaus werden Schätzwerte für die Verzerrung der rekonstruierten Modellparameter konstruiert.

Für alle Simulationen wird ein vereinfachter Detektor mit perfekter Energieauflösung und konstanter effektiver Fläche oberhalb einer gewissen Energieschwelle angenommen, wie in Kapitel 4.1 beschrieben. So werden etwaige systematische Effekte, die aus der Parametrisierung des Detektors folgen, ausgeschlossen und es ist sichergestellt, dass beobachtete Verzerrungen rein statistischer Natur sind.

In Kapitel 5.1 wird die Analysemethode vorgestellt und einige Szenarien eingeführt, auf Grundlage derer die Simulationen ausgeführt werden. Die Ergebnisse der Simulationen werden in Kapitel 5.2 diskutiert. Einige abschließende Schlussfolgerungen finden sich in Kapitel 5.3.

5.1 SIMULATIONEN

Zunächst wird ein Datensatz simuliert, für den dann die Schätzwerte bestimmter Modellparameter untersucht werden sollen. Um einen möglichst realistischen Datensatz zu erhalten, wird ein Quell- und ein Hintergrundmodell angenommen, auf Grundlage derer dann *on*- und *off*-Ereignisse simuliert werden (siehe Kapitel 4.2). Um den Einfluss der wahren Modellparameter auf eine mögliche Verzerrung zu ermitteln, werden verschiedene Datensätze berücksichtigt, die im nächsten Kapitel beschrieben werden.

Das Signal in der *on*-Region wird mit einem PL oder ECPL mit einem Satz von wahren Modellparametern simuliert. Diese sind der spektrale Index Γ und ggf. der Höchstgrenzenparameter λ . Ferner

wird eine vorhergesagte Gesamtzahl von Signalereignissen, μ_{sig} angenommen. Für den Hintergrund in der *on*-Region wird immer ein PL angekommen, sodass weitere Parameter Γ_{bkg} und μ_{bkg} in die Simulation eingehen. Schließlich wird ein Wert für den Parameter α gewählt, um die vorhergesagte Gesamtzahl der *off*-Ereignisse, $\mu_{\text{off}} = \frac{\mu_{\text{bkg}}}{\alpha}$, zu bestimmen.

Ein Datensatz wird dann generiert, indem μ_{sig} Ereignisse aus dem Quellmodell und μ_{bkg} sowie μ_{off} Ereignisse aus dem Hintergrundmodell gezogen¹ werden. Hierbei sind μ_{sig} , μ_{bkg} bzw. μ_{off} Zufallszahlen, die einer Poisson Verteilung mit Erwartungswert μ_{sig} , μ_{bkg} bzw. μ_{off} folgen. Ereignisse werden nur oberhalb der unteren Energieschwelle des Detektor, $E_{\text{thres}} = 100 \text{ GeV}$, simuliert.

Die Daten werden dann klassiert, um jeweils ein Histogramm für die *on*- und eines für die *off*-Region zu erhalten. Dabei werden 10 Klassen pro Dekade mit äquidistant logarithmischer Breite zwischen 100 GeV, der unteren Energieschwelle des Detektors, und 100 TeV gewählt. Die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis oberhalb von 100 TeV zu messen, ist selbst für ein vergleichsweise flaches PL $\Gamma = 2$ kleiner als 10^{-3} , siehe Gleichung (46). Die Anzahl der Klassen pro Dekade ist zunächst willkürlich gewählt, ist aber für eine Anwendung in der Gammaastronomie nicht ungewöhnlich. Auf die Klassierung der Daten wird in Kapitel 5.2 näher eingegangen.

Im zweiten Schritt werden Anpassungen an eine große Zahl von simulierten Datensätzen vorgenommen, um Schätzwerte für die genannten Modellparameter zu erhalten. Aus diesen Schätzwerten kann wiederum ein Schätzwert für die Verzerrung des jeweiligen Parameters konstruiert werden, wie weiter unten beschrieben. Die Anpassungsmethode ist in Kapitel 4.3 erläutert. Die vorhergesagte Anzahl von Ereignissen pro Klasse erhält man während des Anpassungsverfahrens durch Integration des Quell- bzw. Hintergrundmodells gemäß Gleichung (34). Die Anpassung wird für jeden Datensatz einmal mit der Cash- und einmal mit der WStat-Statistik durchgeführt, um einen direkten Vergleich der Schätzwerte für beide Statistiken zu erhalten.

Wie in Kapitel 4.3 erläutert, muss für Anpassungen mit der Cash-Statistik ein Hintergrundmodell vorliegen, falls der Datensatz eine Hintergrundkomponente enthält. Dieses Hintergrundmodell wird dann gemeinsam mit dem Quellmodell an die Daten in der *on*-Region und gleichzeitig an Himmelsregionen ohne Quellemission angepasst. In der vorliegenden Studie sind dies die *off*-Regionen. Daher wird das Hintergrundmodell gemäß Gleichung (56) gleichzeitig an die simulierten *on*- und an die mit α gewichteten *off*-Daten angepasst. Um das nötige Hintergrundmodell zu konstruieren, wird angenommen, dass

Für die Cash- und die WStat-Statistik werden dieselben Fälle untersucht.

Für die Cash-Statistik wird eine optimale Kenntnis des Hintergrunds angenommen.

¹ Um eine Verteilung von Ereignissen zu erzeugen, die einem PL folgt, wurde die Transformationsmethode angewandt. Im Fall des ECPL wurde auf *adaptive rejection sampling* zurückgegriffen. Beide Methoden sind z. B. in Cowan (1998) beschrieben.

die Form des Hintergrunds bekannt ist, d. h. der spektrale Index des Hintergrundmodells wird während der Anpassung bei seinem wahren Wert fixiert, sodass der einzige freie Hintergrundparameter die Normalisierung des Hintergrundmodells ist. Falls $\mu_{\text{bkg}} = 0$ wird auch diese auf 0 gesetzt, sodass der Hintergrund vollständig bestimmt ist.

Durch die Annahme, dass die Form des Hintergrunds bekannt ist, werden zusätzliche systematische Unsicherheiten vermieden, die von einer ungenauen Parametrisierung des Hintergrunds herrühren. Daher sind die geschätzten Verzerrungen nur dem ML-Verfahren geschuldet. Natürlich ist diese Annahme sehr optimistisch und verschafft der Cash-Statistik einen klaren Vorteil. Die erzielten Ergebnisse sollten daher nicht im direkten Vergleich zur WStat-Statistik betrachtet, sondern als Optimalfall interpretiert werden, der angibt, welche Verzerrungen trotz präziser Kenntnis des Hintergrundes unvermeidbar sind. Zur Inklusion einer Hintergrundkomponente in die Anpassungen mit der WStat-Statistik müssen keine weiteren Annahmen getroffen werden, da die WStat-Statistik genau für den Fall eines unbekanntes Hintergrundes konzipiert ist.

Die Verzerrung von Parameter p wird aus der Verteilung der \hat{p} geschätzt.

Das Ergebnis der Anpassung sind Schätzwerte $\hat{\Gamma}$, $\mu_{\text{sig}}^{\hat{}}$ und ggf. $\hat{\lambda}$ für die Parameter des Quellmodells und $\mu_{\text{bkg}}^{\hat{}}$ für das Hintergrundmodell. Im Fall der CStat-Statistik wird $\mu_{\text{bkg}}^{\hat{}}$ aus dem Schätzwert für die Normalisierung des Quellmodells abgeleitet. Bei der WStat-Statistik erhält man $\mu_{\text{bkg}}^{\hat{}}$ durch Einsetzen von $\mu_{\text{sig}}^{\hat{}}$ in Gleichung (58). Die Verzerrung eines Schätzwertes \hat{p} für den Parameter p ist definiert als

$$b_{\hat{p}} = \langle \hat{p} \rangle - p, \quad (67)$$

wobei $\langle \hat{p} \rangle$ der Erwartungswert von \hat{p} ist. Um einen Schätzwert $\hat{b}_{\hat{p}}$ für diese Verzerrung zu erhalten, wird folgendes Procedere angewendet: Für einen Satz von wahren Parametern werden 1000 Datensätze generiert und jeweils eine Anpassung durchgeführt. Dadurch erhält man eine Verteilung für \hat{p} . In Abbildung 13 ist exemplarisch eine solche Verteilung für $\mu_{\text{sig}}^{\hat{}}$ und $\hat{\Gamma}$ zu sehen. Der Mittelwert \bar{p} einer solchen Verteilung dient als Schätzwert für $\langle \hat{p} \rangle$. Der Schätzwert² für $b_{\hat{p}}$ ergibt sich daher zu

$$b_{\hat{p}} = \bar{p} - p. \quad (68)$$

Als oberer bzw. unterer Fehler auf \bar{p} und damit auf $b_{\hat{p}}$ wird die Differenz zwischen \bar{p} und dem $\mathcal{Q}_{0,84}$ - bzw. $\mathcal{Q}_{0,16}$ -Quantil der Verteilung von \hat{p} angenommen. Zusätzlich liefert die Anpassung einen statistischen Fehler, $\sigma_{\hat{p}}$, auf die individuellen \hat{p} . Aus diesen kann ein mittlerer statistischer Fehler $\bar{\sigma}_{\hat{p}}$ konstruiert werden. Alle Simulationen und Anpassungen wurden mit Gammapy, siehe Anhang B, durchgeführt.

² Im Folgenden wird nicht mehr zwischen der tatsächlichen Verzerrung $b_{\hat{p}}$ und dem dazugehörigen Schätzwert $\hat{b}_{\hat{p}}$ unterschieden, d.h. $b_{\hat{p}} \equiv \hat{b}_{\hat{p}}$.

Szenarien

Nachdem im vorherigen Kapitel die Analysemethode vorgestellt wurde, werden nun konkrete Szenarien für die Simulation von Datensätzen eingeführt. Diese Beschränkung auf wenige Szenarien ist nötig, da der Parameterraum für eine systematische Durchmusterung zu groß ist.

Jedes Szenario ist durch ein Quellmodell mit wahren Parameterwerten Γ , μ_{sig} und ggf. λ , ein Hintergrundmodell mit wahren Parameterwerten Γ und μ_{bkg} sowie einem Wert für α charakterisiert. Vier Szenarien mit einem PL als Quellmodell sind mit den Buchstaben A bis D bezeichnet und vier Szenarien mit einem ECPL mit den Ziffern I bis IV. Ein Überblick über alle Szenarien ist in Tabelle 3 gegeben.

In den Szenarien A bis D ist $\Gamma = 3$ und $\mu_{\text{sig}} = 100$, d.h. die Zahl der Signalereignisse ist relativ hoch. Im dritter Katalog harter Fermi-Quellen (3FHL) Katalog (Ajello u. a., 2017) sind von 1526 Quellen, die durch ein PL beschrieben werden, 1422 mit $\mu_{\text{sig}} < 100$ gemessen, also mehr als 90%. Szenarien A und B stellen eine hintergrundfreie Messung mit $\alpha = 1$ bzw. $\alpha = 0.1$, also einer unterschiedlich guten Messung des Hintergrunds, dar. Solch ein Szenario könnte beispielsweise bei der Beobachtung eines AGN im eruptiven Zustand auftreten (z. B. Aharonian u. a., 2007).

In den Szenarien C und D ist $\mu_{\text{bkg}} = 100$ und $\alpha = 1$ bzw. $\alpha = 0.1$. Sie entsprechen also Szenarien A und B mit einer zusätzlichen Hintergrundkomponente. Die Signifikanz der Quelle ist in beiden Szenarien jedoch über der 5σ -Schwelle, nämlich $\sigma = 5.8$ in Szenario C und $\sigma = 8.3$ in Szenario D, siehe Gleichung (43).

Für die Szenarien mit ECPL ist $\Gamma = 3$, $\lambda = 0.2$ und $\mu_{\text{sig}} = 300$. Analog zu den Szenarien A und B, sind Szenarien I und II durch $\mu_{\text{bkg}} = 0$ sowie $\alpha = 1$ bzw. $\alpha = 0.1$ gekennzeichnet. Im 3FHL-Katalog haben 17 von 32 Quellen, die mit einer logarithmischen Parabel³ modelliert sind, $\mu_{\text{sig}} < 300$, also mehr als >50%. Für Szenarien III und IV ist $\mu_{\text{bkg}} = 100$ und $\sigma = 14.4$ bzw. $\sigma = 21.7\sigma$.

Alle simulierten Datensätze beschreiben also realistische Szenarien, die so in der Gammaastronomie gemessen worden sein könnten. Sie entsprechen keinen statistischen Extremfällen, in denen starke Verzerrungen der Parameterschätzer zu erwarten sind.

Die eingeführten Szenarien dienen als Grundlage für alle weiteren Studien.

³ Die logarithmische Parabel, Gleichung (33) die in Ajello u. a., 2017 zur Modellierung verwendet wird, hat 3 freie Parameter und der Fluss fällt bei höheren Energien rascher ab als beim reinen PL. Sie ist also mit dem ECPL, das in dieser Studie verwendet wird, zu vergleichen.

5.2 ERGEBNISSE

Der einfachste Fall, nämlich die Anpassung an nicht-klassierte, hintergrundfreie Daten ist analytisch lösbar, siehe Gleichung (49). Ebenso kann man für die Verzerrung von $\hat{\Gamma}$ in diesem Fall eine analytische Lösung finden (Hoogenboom u. a., 2006),

$$b_{\hat{\Gamma}}(n_{\text{on}}) \approx \frac{\Gamma - 1}{n_{\text{on}}} \xrightarrow{n_{\text{on}} \rightarrow \infty} 0. \quad (69)$$

Der Schätzwert $\hat{\Gamma}$ überschätzt also den wahren Wert von Γ für kleine n_{on} und ist daher nur asymptotisch erwartungstreu. Die Verzerrung ist jedoch für Anwendungen in der Gammaastronomie relativ schwach. Für typische spektrale Indices, $\Gamma \approx 2 \dots 4$, und einer extrem kleinen Zahl von gemessenen Ereignissen, $n_{\text{on}} = 10$, ist die relative Verzerrung von Γ kleiner als 10%. Zudem ist die Standardabweichung des Schätzwertes,

$$\sigma_{\hat{\Gamma}} = \frac{\Gamma - 1}{\sqrt{n_{\text{on}}}}, \quad (70)$$

stets größer als seine Verzerrung. Der Schätzwert für μ_{sig} , $\hat{\mu}_{\text{sig}} = n_{\text{on}}$, ist erwartungstreu.

Tabelle 3 gibt eine Übersicht über die Verzerrungen in allen Szenarien, die in Kapitel 5.1 beschrieben wurden, für die Cash- und die WStat-Statistik. Im Folgenden werden alle Szenarien näher beleuchtet und Simulationsergebnisse, wo erforderlich, detailliert beschrieben.

*Die Cash-Statistik
verhält sich wie die
nicht-klassierte
Anpassung*

Für Szenario A und die Cash-Statistik $b_{\Gamma} = 0.02$, was dem analytischen Wert, Gleichung (69), entspricht. Außerdem $b_{\hat{\mu}_{\text{sig}}} \approx 0$, was ebenfalls der Vorhersage aus dem nicht-klassierten Fall entspricht. Auch die Vorhersage aus Gleichung (70), $\bar{\sigma}_{\hat{\Gamma}} = 0.2$, konnte annäherungsweise reproduziert werden.

Die Verteilung von $\hat{\Gamma}$ und $\hat{\mu}_{\text{sig}}$ für Szenario A ist in Abbildung 13 gezeigt. Die Asymmetrie der Verteilung weist darauf hin, dass die gemessene Verzerrung für Γ durch wenige Anpassungen verursacht ist, bei denen $\hat{\Gamma}$ eine Abweichung zu größeren Werten zeigt.

Um b_{Γ} in Abhängigkeit der wahren Quellparameter zu untersuchen, wurden diese variiert: $\Gamma = 2, 3, 4$ und $\mu_{\text{sig}} = 31.6 \dots 10^4$ in 6 äquidistanten logarithmischen Schritten. Das Ergebnis dieser Studie ist in Abbildung 14a zu sehen. Zusätzlich ist das analytische Ergebnis, Gleichung (69), für jede Kombination von μ_{sig} und Γ gezeigt. Es ist kompatibel mit den Ergebnissen der Simulationen: Das Spektrum wird zu steil rekonstruiert, wobei der Effekt für kleinere μ_{sig} und größere Γ stärker wird. Im Allgemeinen ist die Verzerrung selbst in extremen Fällen nicht sehr stark, wie bereits im Kontext der analytischen Anpassung an nicht-klassierte Daten diskutiert. Ferner ist $\hat{\Gamma}$ in Anbetracht des asymmetrischen statistischen Fehlers, der aus der Verteilung der b_{Γ} geschätzt wurde, stets kompatibel mit Γ .

Tabelle 3: Übersicht über die Ergebnisse für alle im Rahmen dieser Studie simulierten Szenarien. Die Szenarien sind in Kapitel 5.1 beschrieben. Die Spalte ganz links enthält die Quellparameter für alle Szenarien. Die Hintergrundparameter sind in der zweiten Spalte aufgeführt. Die dritte Spalte zeigt das Signal-Hintergrund-Verhältnis sowie die Detektionssignifikanz. Die vierte und fünfte Spalte zeigen die Verzerrungen für alle Quellparameter, die in Anpassungen mit der Cash- bzw. der WStat-Statistik gemessen wurden.

Scen.	Signal			Background			Observation			Cash			WStat					
	μ_{sig}	Γ	λ	μ_{bkg}	α	Γ_{bkg}	S/B	σ	$b_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}$	$b_{\hat{\Gamma}}$	$\bar{\sigma}_{\hat{\Gamma}}$	$b_{\hat{\lambda}}$	$\bar{\sigma}_{\hat{\lambda}}$	$b_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}$	$b_{\hat{\Gamma}}$	$\bar{\sigma}_{\hat{\Gamma}}$	$b_{\hat{\lambda}}$	$\bar{\sigma}_{\hat{\lambda}}$
A	100	3	-	0	1.0	3	-	-	-0.2	0.02	0.21	-	-	-1.6	0.14	0.25	-	-
B	100	3	-	0	0.1	3	-	-	-0.2	0.02	0.21	-	-	-0.3	0.04	0.21	-	-
C	100	3	-	100	1.0	3	1.0	5.8	-0.9	0.05	0.31	-	-	-1.9	0.22	0.44	-	-
D	100	3	-	100	0.1	3	1.0	8.3	-0.3	0.05	0.31	-	-	-0.5	0.08	0.32	-	-
I	300	3	0.2	0	1.0	3	-	-	-0.5	-0.20	0.28	0.74	0.91	-1.2	-0.31	0.39	1.39	1.50
II	300	3	0.2	0	0.1	3	-	-	-0.5	-0.20	0.28	0.74	0.91	-0.4	-0.22	0.29	0.85	0.96
III	300	3	0.2	100	1.0	3	3.0	13.9	-1.3	-0.28	0.37	1.09	1.31	-1.8	-0.43	0.52	1.88	2.06
IV	300	3	0.2	100	0.1	3	3.0	20.8	-1.4	-0.29	0.37	1.10	1.31	-0.9	-0.31	0.39	1.19	1.39

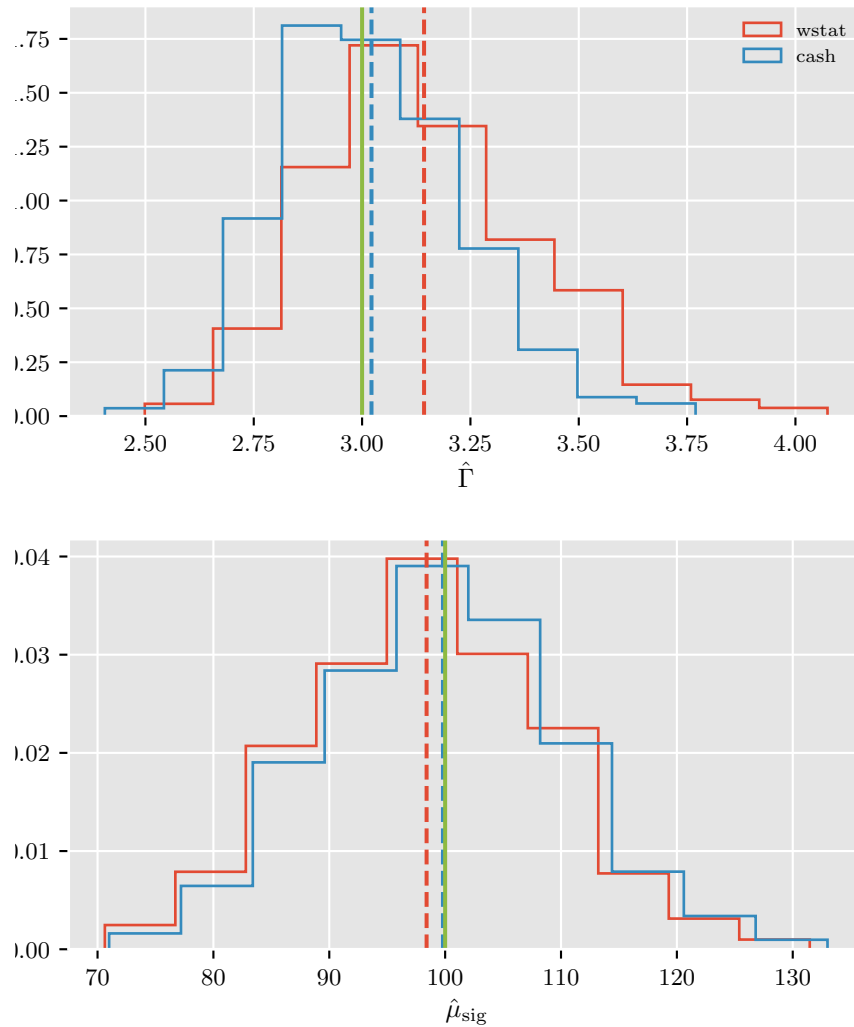
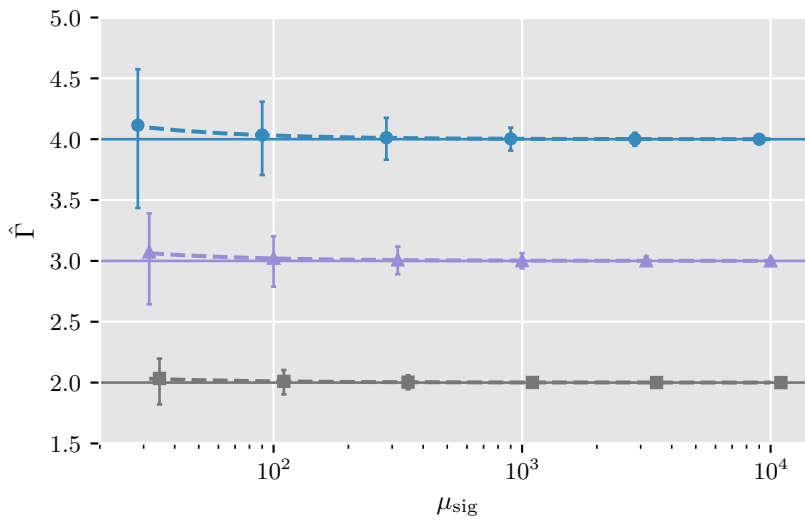
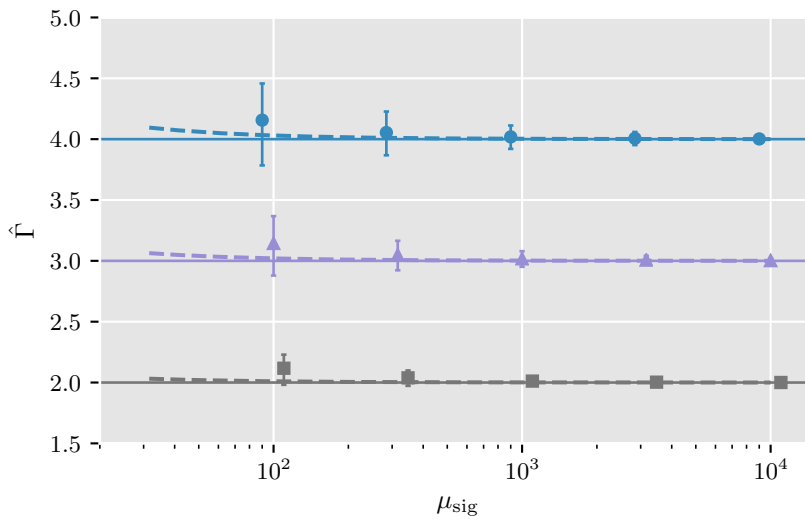


Abbildung 13: Verteilung von $\hat{\Gamma}$ (oberes Paneel) und $\hat{\mu}_{sig}$ (unteres Paneel) in Szenario A. Die Verteilungen beruhen auf den Schätzwerten aus 1000 Anpassungen mit der Cash- und der WStat-Statistik und sind zu 1 normiert. Die Mittelwerte der Verteilungen sowie die wahren Parameterwerte sind ebenfalls gezeigt. Die Verteilung für $\hat{\Gamma}$ hat Ausläufer zu höheren Werten hin, die für die WStat-Statistik stärker ausgeprägt sind als für die Cash-Statistik. Die Verteilung von $\hat{\mu}_{sig}$ ist für beide Statistiken symmetrisch.



(a) Cash



(b) WStat

Abbildung 14: Die Verzerrung $b_{\hat{f}}$ als Funktion der Anzahl von Ereignissen im Spektrum für die Cash- und die WStat-Statistik in Szenario A. Drei Fälle sind in jedem Paneel gezeigt: $\Gamma = 2$ (schwarz), $\Gamma = 3$ (violett) und $\Gamma = 4$ (blau), wobei die wahren Werte jeweils durch durchgezogene Linien gekennzeichnet sind. Die Punkte zeigen \bar{b}_f aus 1000 Simulationen. Die Fehlerbalken zeigen den Bereich der Verteilung, der 68% der Werte umfasst. Die gestrichelte Linie zeigt die Verzerrung der Anpassung an nicht-klassierte Daten gemäß Gleichung (69). Die Verzerrungen für die Cash Statistik folgen dem analytischen Ergebnis. Im Fall der WStat Statistik sind die etwas stärker ausgeprägt. Der Fall $\mu_{\text{sig}} = 31.6$ ist im unteren Paneel nicht gezeigt, da die Anpassung für diese geringe Zahl an Ereignissen instabil wird.

Für die WStat-Statistik sind die Verzerrungen erhöht.

Für Szenario A und die WStat-Statistik, $b_{\hat{\rho}} = 0.14$. Diese Verzerrung liegt in der Nähe des statistischen Fehlers der nicht-klassierten Anpassung, Gleichung (70). Allerdings ist auch der mittlere statistische Fehler, $\bar{\sigma}_{\hat{\rho}} = 0.25$ leicht erhöht. Offenbar ergibt die Fehlerschätzung für die WStat-Statistik größere Fehler als im nicht-klassierten Fall. Die Verzerrung von $\hat{\mu}_{\text{sig}}$ ist im Vergleich zu den Anpassungen mit der Cash-Statistik etwas erhöht, aber immer noch vernachlässigbar. Abbildung 13 zeigt analog zur Cash-Statistik die Verteilung der $\hat{\Gamma}$ und $\hat{\mu}_{\text{sig}}$ für die Anpassungen mit der WStat-Statistik. Die Asymmetrie der Verteilung ist ausgeprägter als für die Cash-Statistik, was auch den größeren gemessenen Wert für $b_{\hat{\rho}}$ erklärt. Die Abhängigkeit von $b_{\hat{\rho}}$ von den wahren Quellparametern ist in Abbildung 14b dargestellt. Die Verzerrung zeigt qualitativ das gleiche Verhalten wie bei der Cash-Statistik, wird also mit zunehmendem Γ und abnehmendem μ_{sig} stärker. Die Absolutwerte liegen jedoch für kleine μ_{sig} über den analytischen Ergebnissen gemäß Gleichung (69), sind aber innerhalb der statistischen Fehler mit dem wahren Parameterwert kompatibel.

Die Ergebnisse für die Cash-Statistik in Szenario B sind die gleichen wie in Szenario A. Das entspricht den Erwartungen, da der einzige Unterschied zwischen Szenario A und B der unterschiedliche Wert für α ist, der den Grad der statistischen Fluktuationen in den simulierten *off*-Daten kontrolliert. Diese *off*-Daten werden in den Anpassungen mit der Cash-Statistik jedoch nicht verwendet, wie in Kapitel 5.1 erläutert. In den Anpassungen mit der WStat-Statistik hingegen geht α in den Wert der Anpassungsstatistik mit ein, siehe Gleichungen (61) bzw. (65), und beeinflusst daher auch die gemessene Verzerrung. Eine statistisch relativ schwache Hintergrundmessung mit $\alpha = 1$, wie in Szenario A, unterscheidet sich erheblich von der relativ guten Messung in Szenario B mit $\alpha = 0.1$, in der $b_{\hat{\rho}} = 0.04$. Auch der statistische Fehler, $\bar{\sigma}_{\hat{\rho}} = 0.21$, entspricht in Szenario B dem in der Anpassung mit der Cash-Statistik bzw. der Anpassung an nicht-klassierte Daten.

In den Szenarien C und D wird eine Hintergrundkomponente zu den simulierten Daten hinzugefügt. Die Verzerrungen, die für die Cash-Statistik gemessen wurden, sind mit $b_{\hat{\rho}} = 0.05$ und $p_{\hat{\rho}} = 0.06$ immer noch vernachlässigbar. Für die WStat-Statistik in Szenario C ist $b_{\hat{\rho}} = 0.22$. Allerdings relativiert sich dieser Wert, wenn man den statistischen Fehler mitberücksichtigt, $\bar{\sigma}_{\hat{\rho}} = 0.44$. Wählt man $\alpha = 0.1$, geht die Verzerrung sogar auf $b_{\hat{\rho}} = 0.08$ mit $\bar{\sigma}_{\hat{\rho}} = 0.32$ zurück (Szenario D).

Bevor die Simulationsergebnisse für das ECPL diskutiert werden, sollen einige Fragen, die im letzten Absatz aufgeworfen wurden, genauer untersucht werden. Vor allem soll versucht werden, die Ursache der Ausläufer in Abbildung 13 für die WStat-Statistik besser zu verstehen.

Detailliertes Beispiel

Im vorherigen Absatz ist klar geworden, dass Anpassungen mit der WStat-Statistik manchmal zu extrem verzerrten Schätzwerten führen. Es sind solche Fälle, die zu relativ großen Ausläufern in der Verteilung von $\hat{\Gamma}$ führen, siehe Abbildung 13. Diese Ausläufer sind dafür verantwortlich, dass der Erwartungswert von $\hat{\Gamma}$ vom wahren Wert Γ abweicht. Mit einer kleiner werdenden Zahl von Ereignissen treten solche Fälle offenbar häufiger auf, wie aus Abbildung 14b hervor geht.

Zum besseren Verständnis eines solchen Falles, sei die Beobachtung, die in Kapitel 4.2 diskutiert und in Abbildung 11 gezeigt wurde, erneut aufgegriffen. Die Beobachtung ist eine mögliche Realisierung von Szenario C, also einer Quelle mit $\Gamma = 3$ und $\mu_{\text{sig}} = 100$, sowie einer Hintergrundkomponente mit $\Gamma = 3$, $\mu_{\text{bkg}} = 100$ und $\alpha = 1$. Die Verteilung der gemessenen *on*- und *off*-Ereignisse ist zur besseren Übersicht in Abbildung 15a erneut gezeigt.

Die Anpassungen mit der Cash- bzw. der WStat-Statistik ergeben $\hat{\Gamma} = 3.1 \pm 0.5$ bzw. $\hat{\Gamma} = 7.7 \pm 3.8$. Beide Statistiken liefern also einen Schätzwert, der innerhalb des statistischen Fehlers mit dem wahren Wert kompatibel ist. Dennoch stellt sich die Frage, warum der Schätzwert der WStat-Statistik so deutlich vom wahren Wert abweicht.

Die Verteilungen der vorhergesagten Signalereignisse, die sich aus dem geschätzten Quellmodell ergeben, sind in Abbildung 15b für beide Statistiken gezeigt. Die Vorhersage des mit der Cash-Statistik geschätzten Modells folgt, wie erwartet, der wahren Verteilung recht gut. Das von der WStat-Statistik viel zu weich vorhergesagte Spektrum sagt fast keine Ereignisse oberhalb von $x \approx 3$ voraus. Das ist insofern überraschend, als dass die einfache Schätzung des Signalüberschusses gemäß Gleichung (42) zahlreiche Ereignisse bis $x \approx 6$ ergibt.

Diese Diskrepanz löst sich bis zu einem gewissen Grad durch die Betrachtung von Abbildung 15c auf, in der $\hat{\mu}_{\text{bkg}}$ für die Cash- und die WStat-Statistik gezeigt ist. Erneut folgt die Verteilung, die mit der Cash-Anpassung vorhergesagt wurde, der wahren Verteilung sehr gut. Das ist zu erwarten, da die Form des Hintergrundmodells während der Anpassung vorgegeben war, wie in Kapitel 5.1 erläutert. Die Vorhersage der WStat-Statistik folgt aus Gleichung 58. Sie entfernt sich von der wahren Verteilung einerseits, aber auch von der a-priori Schätzung, $\alpha \cdot n_{\text{off}}$, vor allem im kritischen Bereich $x \approx 3 \dots 6$ und bei höheren Energien: Der Hintergrund wird überschätzt. Das erlaubt der Anpassung, das Quellmodell zu steil vorherzusagen, da überschüssige gemessene Ereignisse dem Hintergrund zugeordnet werden können.

Eine konkrete Beobachtung illustriert das Verhalten der WStat-Statik.

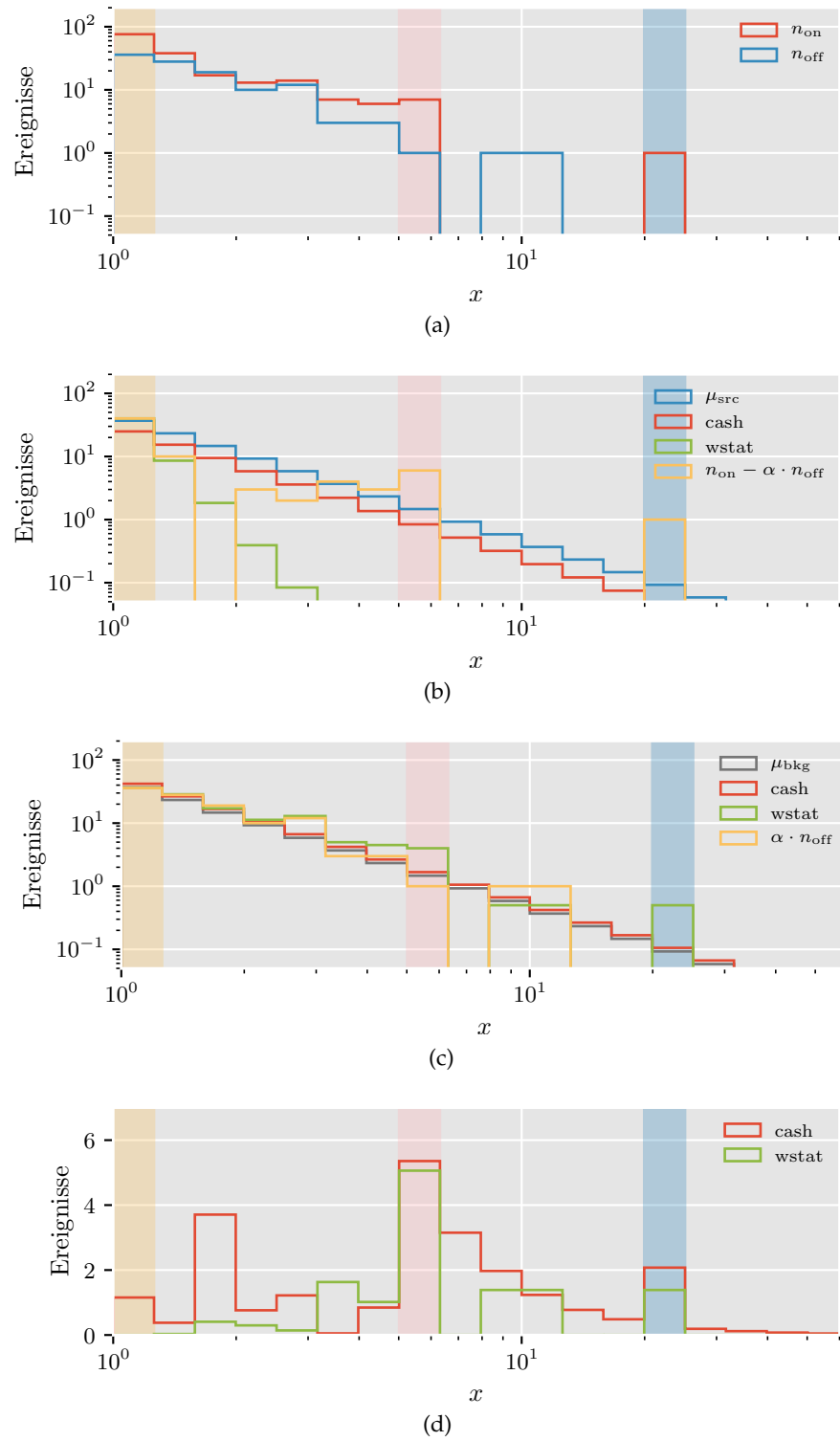


Abbildung 15: Anpassung an die Beobachtung, die in Abbildung 11 gezeigt wurde, mit der Cash- und der WStat-Statistik. Von oben nach unten sind Histogramme der gemessenen Zahl von *on*- und *off*-Ereignissen, der von der Anpassung vorhergesagten Signal- bzw. Hintergrundereignisse sowie der Werte der verwendeten Statistik gezeigt. Die Anpassung mit der WStat-Statistik findet ein viel zu weiches Spektrum und kann daher die Verteilung von μ_{sig} nur unzureichend reproduzieren. Außerdem zeigen sich Abweichungen in der Verteilung von μ_{bkg} , vor allem in Klassen, die statistische Fluktuationen in den gemessenen *on*-Ereignissen aufweisen.

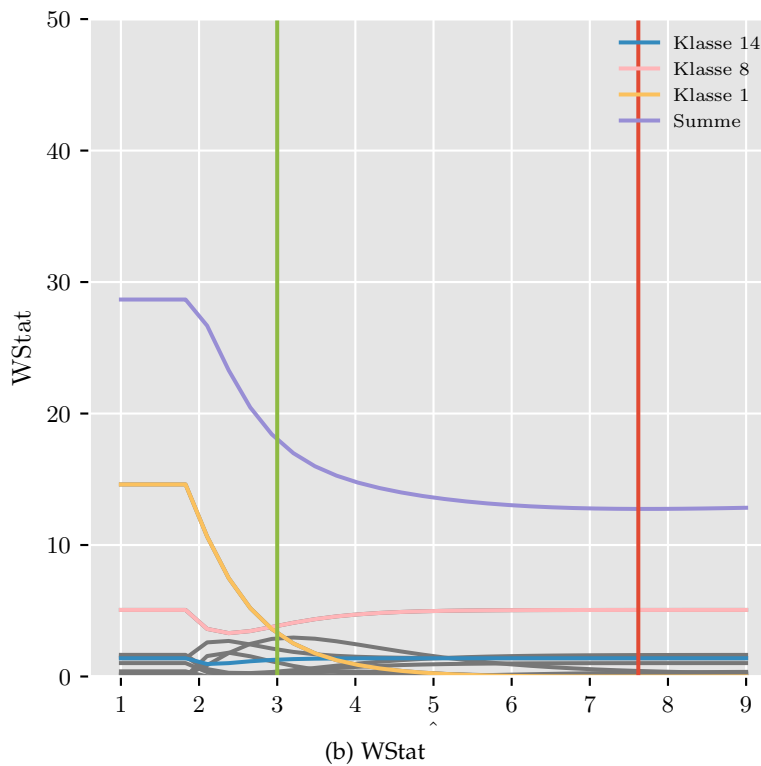
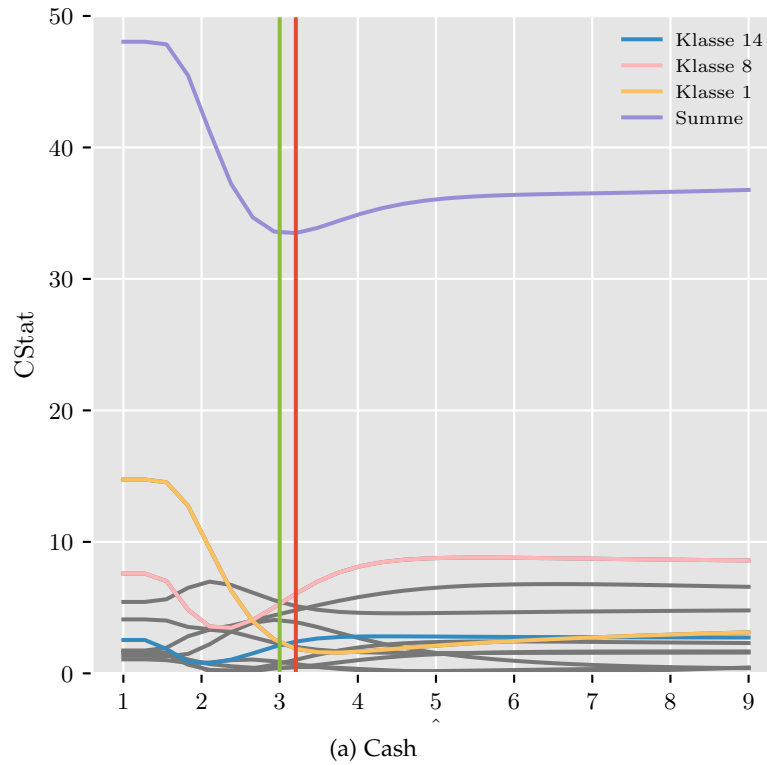


Abbildung 16: Detaillierter Blick auf die Anpassung aus Abbildung 15. Gezeigt ist die Cash- bzw. WStat-Statistik als Funktion von $\hat{\Gamma}$, auf globaler sowie auf Klassenebene, wobei drei Klassen farblich hervorgehoben sind. Die Farben entsprechen denen, die schon in Abbildung 15 verwendet wurden. Während das globale Profil der Cash-Statistik ein wohldefiniertes Minimum aufweist, fällt das der WStat-Statistik für große $\hat{\Gamma}$ flach ab. Die Ursache ist die fehlende Begrenzung der Statistik zu großen $\hat{\Gamma}$, vor allem in Klasse 8.

Abbildung 15d zeigt den Wert der Cash⁴- und WStat-Statistik pro Klasse für das optimale Anpassungsszenario. Es fällt auf, dass die Klassen für kleine x zur der WStat-Anpassung fast keinen Beitrag leisten. Ansonsten sind beide Anpassungen durch wenige Klassen dominiert. Einige Klassen, nämlich 1, 8 und 14, werden im Folgenden genauer untersucht, um zu klären, wie sie den Anpassungsprozess beeinflussen. Die untersuchten Klassen sind in Abbildung 15 farbig markiert.

Um ein Verständnis für den Einfluss einzelner Klassen zu entwickeln, wurden der Anpassung feste Werte für $\hat{\Gamma} = 1 \dots 9$ vorgegeben und während der Anpassung nicht variiert. Der einzige freie Parameter war also die globale Normalisierung des Flusses. Die sich ergebenden Likelihood-Profile sind in Abbildung 16 gezeigt. Das über alle Klassen summierte Profil für die Cash-Statistik, Abbildung 16a, weist ein wohldefiniertes Minimum in der Nähe des wahren Wertes auf. Das Profil der WStat-Statistik, Abbildung 16b, ist hingegen zu größeren $\hat{\Gamma}$ unzureichend beschränkt, was den hohen Wert für $b_{\hat{\Gamma}}$ aber auch den großen statistischen Fehler, erklärt.

*Statistische
Fluktuationen
beeinflussen die
WStat-Statistik.*

Die Zusammensetzung der Likelihood-Profile aus den einzelnen Klassen ist ebenfalls in Abbildung 16 aufgeschlüsselt, wobei die bereits erwähnten Klassen 1, 8 und 14 farblich hervorgehoben sind. Zu kleineren Werten hin ist $b_{\hat{\Gamma}}$ sowohl für die Cash- als auch für die WStat-Statistik hauptsächlich durch Klasse 1 beschränkt. Die Beschränkung zu höheren Werten findet für die Cash-Statistik durch mehrere Klassen, darunter Klasse 8, statt. Für die Anpassung mit der WStat-Statistik zeigt Klasse 8 zwar auch einen leichten Anstieg vom wahren Γ hin zu größeren $\hat{\Gamma}$, dieser reicht aber nicht aus, um die globale Anpassung zu beschränken. Interessanterweise ist Klasse 8 einer der Klassen, in denen μ_{bkg} für die WStat-Statistik mit am stärksten überschätzt wurde, siehe Abbildung 15c. Klasse 14 verhält sich ähnlich wie Klasse 8, mit dem Unterschied, dass sie insgesamt weniger zum Ergebnis der Anpassung beiträgt. Das ist insofern relevant, als dass in Klasse 14 $n_{\text{off}} = 0$ ist. Die Überschätzung des Hintergrunds folgt also den Mechanismen, die am Ende von Kapitel 4.3 für ebensolche Fälle beschrieben wurden.

Die Klassen, in denen keine Ereignisse gemessen wurden, tragen nicht auffallend stark zum Ergebnis der Anpassung bei. Das widerspricht der am Anfang dieses Kapitels zitierten Aussage aus der XSPEC-Dokumentation. Vielmehr liegt die Vermutung nahe, dass nicht leere Klassen, sondern solche mit großen statistischen Fluktuationen den Anpassungen mit der WStat-Statistik Probleme bereiten. Dieser Vermutung wird im Folgenden weiter nachgegangen.

⁴ Zur besseren Vergleichbarkeit ist statt dem Wert der Cash-Statistik der entsprechende Wert der CStat-Statistik gezeigt. Das hat keinen Einfluss auf das Ergebnis der Anpassung, wie in Kapitel 4.3 erläutert.

Einfluss der Klassenbreite

Wie in Kapitel 4.2 erläutert, werden die während einer Beobachtung gemessene Ereignisse für die Anpassung eines Modells in Klassen eingeteilt. Die Klassenbreite und somit auch die Gesamtzahl der Klassen ist dabei zunächst willkürlich gewählt. Eine größere Klassenbreite führt zu weniger Klassen pro Energieintervall. Umgekehrt führt eine geringere Klassenbreite zu mehr Klassen pro Energieintervall⁵.

Eine größere Anzahl von Klassen führt zu weniger Ereignissen pro Klasse. Damit steigt auch die Wahrscheinlichkeit, größere Fluktuationen in einer Klasse zu beobachten. Im letzten Kapitel wurde vermutet, dass solche Fluktuationen zu Verzerrungen bei Anpassungen mit der WStat-Statistik führen. Daher wird in diesem Kapitel untersucht, wie sich die Anpassungsergebnisse ändern, wenn man die Klassenbreite und damit die Anzahl der Klassen variiert.

Mit dieser Untersuchung lässt sich außerdem klären, ob die Schätzwerte, die mit der Cash-Statistik ermittelt werden, für schmaler werdende Klassen zu dem Schätzwert für nicht-klassierte Daten, Gleichung (49), konvergieren.

Daher werden für Szenario B (siehe Kapitel 5.1), Ereignisse simuliert, wie in Kapitel 5.1 beschrieben. Bei der Klassierung der Daten wird allerdings die Anzahl der Klassen von pro Dekade variiert, $n_K = 1 \dots 500$. Der Schätzwert für Γ ist in Abbildung 17 als Funktion von n_K gezeigt. Ebenfalls gezeigt ist das mittlere erwartete Ergebnis der Anpassung an die nicht-klassierten Daten unter der Annahme $n_{on} = \mu_{sig}$. Für die Anpassungen mit der Cash-Statistik konvergiert $\hat{\Gamma}$ für schmaler werdende Klassen gegen den Schätzwert aus der Anpassung an nicht-klassierte Daten und ist oberhalb von $n_K \approx 10$ unabhängig von der Klassenbreite.

Die WStat-Statistik verhält sich für kleine n_K ähnlich wie die Cash-Statistik. Für schmaler werdende Klassen hingegen divergiert $\hat{\Gamma}$ erheblich von dem Ergebnis, das mit der Cash-Statistik erzielt wurde. Das unterstützt die These, dass die mit schmaler werdenden Klassen zunehmenden statistischen Fluktuationen pro Klasse bei Anwendung der WStat-Statistik zu extremen Verzerrungen führen können. Wahrscheinlich sind die Unterschiede in der Verzerrung zwischen Cash- und WStat-Statistik in Tabelle 3 hauptsächlich auf Klassierungseffekte zurückzuführen. Aus Abbildung 17 geht hervor, dass für $n_K \approx 6$ die Schätzwerte der Cash- und der WStat-Statistik näher beisammen gelegen hätten.

Tatsächlich ergeben sich auch für die beispielhafte Anpassung, die im letzten Kapitel behandelt wurde, völlig andere Ergebnisse, wenn

WStat wird erheblich von der Klassenbreite beeinflusst.

⁵ Die Anzahl der Klassen kann außerdem erhöht werden, indem man eine Beobachtung in n Teilbeobachtungen aufteilt, von denen jede einen gewissen Zeitanteil der ursprünglichen Beobachtung einnimmt. Dies führt zu n Sätzen von *on*- und *off*-Messungen. Für IACT-Daten ist diese Einteilung durch die Durchführung einer Beobachtung in einzelnen *runs* zwangsläufig gegeben.

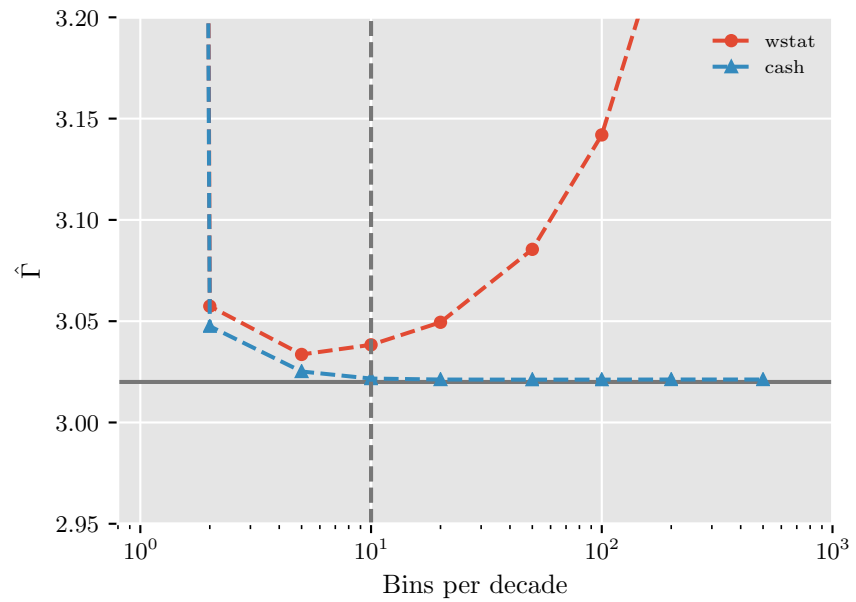


Abbildung 17: Schätzwert $\hat{\mu}$ als Funktion von n_{κ} in Szenario B für die Cash und die WStat-Statistik. Ebenfalls gezeigt ist der Schätzwert einer Anpassung an nicht-klassierte Daten gemäß Gleichung (49). Die Cash-Statistik kann das analytische Ergebnis für ausreichend große n_{κ} reproduzieren. Der Schätzwert aus der WStat-Schätzwert weicht jedoch für große n_{κ} vom analytische Ergebnis ab. Für $n_{\kappa} = 10$, das im Rahmen dieser Studie gewählt wurde, ist dieser Effekt aber noch nicht stark ausgeprägt.

man die Anzahl der Klassen pro Dekade modifiziert. Für $n_{\kappa} = 10$ ergeben sich noch $\hat{\mu} = 3.1 \pm 0.5$ für die Cash- bzw. $\hat{\mu} = 7.7 \pm 3.8$ für die WStat-Statistik. Reduziert man die Gesamtzahl der Klassen, so dass $n_{\kappa} = 2$, findet man $\hat{\mu} = 2.8 \pm 0.4$ sowohl für die Cash- als auch für die WStat-Statistik. Der vermeintliche Verlust an Information durch die größere Klassenbreite hat in diesem Fall also zu deutlich besseren Anpassungsergebnissen geführt.

Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall

Die Verzerrungen der Parameterschätzer für alle Quellparameter in den Simulationen mit einem ECPL sind in Tabelle 3 aufgelistet. In Szenario I ergibt sich für die Cash-Statistik $b_{\hat{\Gamma}} = -0.2$ und $b_{\hat{\lambda}} = 0.74$. Für die WStat-Statistik findet man $b_{\hat{\Gamma}} = -0.31$ und $b_{\hat{\lambda}} = 1.39$. Die Verzerrung von $\hat{\Gamma}$ übersteigt die im vergleichbaren Szenario A gemessene und hat das umgekehrte Vorzeichen. Allerdings liegen auch in diesem Fall alle Verzerrungen unterhalb des statistischen Fehlers. Ferner ist $b_{\hat{\mu}_{\text{sig}}} < 1\%$ für beide Statistiken.

Die Verteilung von $\hat{\Gamma}$ und $\hat{\lambda}$ sowie deren Korrelation ist in Abbildung 18 für die Cash- und die WStat-Statistik gezeigt. Die beiden Parameter sind offensichtlich anti-korreliert. Das entspricht insofern den Erwartungen, dass ein weicheres Spektrum mit einer Höchstgrenze bei höheren Energien, also kleinen λ , einem härteren Spektrum mit einer Höchstgrenze bei niedrigeren Energien, also größeren λ , ähnelt.

Außerdem sieht man in Abbildung 18, dass negative $\hat{\lambda}$ unterdrückt sind. Das liegt daran, dass $\lambda < 0$ zu einer großen Zahl von vorhergesagten Ereignissen bei hohen Energien führen würde, was nicht mit den Daten in Einklang zu bringen ist. Die Unterdrückung von $\hat{\lambda} < 0$ sowie die Anti-Korrelation zwischen $\hat{\lambda}$ und $\hat{\Gamma}$ führen zu dem umgekehrten Vorzeichen für $b_{\hat{\Gamma}}$ im Vergleich zu Szenario A.

Die Abhängigkeit von $b_{\hat{\Gamma}}$ und $b_{\hat{\lambda}}$ von den wahren Quellparametern ist in Abbildung 19 für $\Gamma = 2, 3, 4$, $\lambda = 0, 0.2, 0.5$ und $\mu_{\text{sig}} = 316 \dots 10^4$ in 4 äquidistanten logarithmischen Schritten zu sehen. Es gibt offenbar keine Abhängigkeit der Verzerrung $b_{\hat{\Gamma}}$ von λ . Im Gegensatz dazu nimmt $b_{\hat{\lambda}}$ mit größeren Γ zu. Das liegt daran, dass mit größeren Γ weniger Ereignisse bei höheren Energien, also im Bereich der Höchstgrenze, gemessen werden und im Zuge dessen die statistischen Fluktuationen zunehmen. Ab einer gewissen Anzahl von gemessenen Ereignissen gehen sowohl $b_{\hat{\Gamma}}$ als auch $b_{\hat{\lambda}}$ gegen Null. Ein analytisches Ergebnis, mit dem man die beobachteten Verzerrungen vergleichen könnte, liegt für das ECPL nicht vor (siehe Kapitel 5.1).

In Szenario II ändern sich die gemessenen Werte für die Cash-Statistik nicht. Das wurde auch schon beim Übergang von Szenario A zu Szenario B beobachtet und ist mit den Erwartungen im Einklang. Für die WStat-Statistik gehen die Verzerrungen aufgrund der kleineren Werte von α zurück, wie bereits in Szenario B diskutiert. Auch in Szenario II sind alle Schätzwerte innerhalb der Fehler mit den wahren Parameterwerten kompatibel.

Die Einführung einer Hintergrundkomponente, Szenarien III and IV, hat ebenfalls den gleichen Effekt wie in den PL-Simulationen: $b_{\hat{\Gamma}}$ und $b_{\hat{\lambda}}$ nehmen etwas zu. Die maximal gemessenen Werte sind $b_{\hat{\Gamma}} = -0.43$ und $b_{\hat{\lambda}} = 1.88$ für Anpassungen mit der WStat-Statistik in Szenario III.

Das ECPL verhält sich wie das PL.

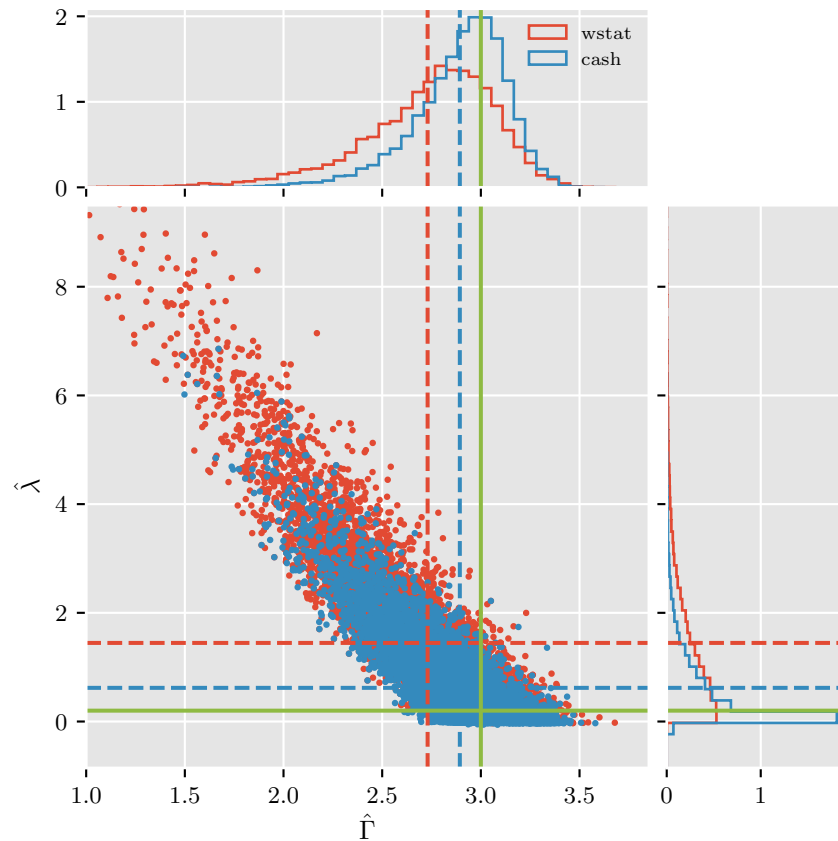


Abbildung 18: Korrelation zwischen $\hat{\Gamma}$ und $\hat{\lambda}$ in Szenario I für Anpassungen mit der Cash- und der WStat-Statistik. Die Histogramme am oberen bzw. rechten Rand zeigen die normierten Verteilungen von $\hat{\Gamma}$ bzw. $\hat{\lambda}$. Analog zu Abbildung 13 sind die Mittelwerte der Verteilungen sowie die wahren Parameterwerte gezeigt. Die Verteilung von $\hat{\Gamma}$ weist Ausläufer zu kleineren Werten hin auf. Durch die starke Korrelation zwischen $\hat{\Gamma}$ und $\hat{\lambda}$ ergeben sich daraus Ausläufer in der Verteilung von $\hat{\lambda}$ zu größeren Werten.

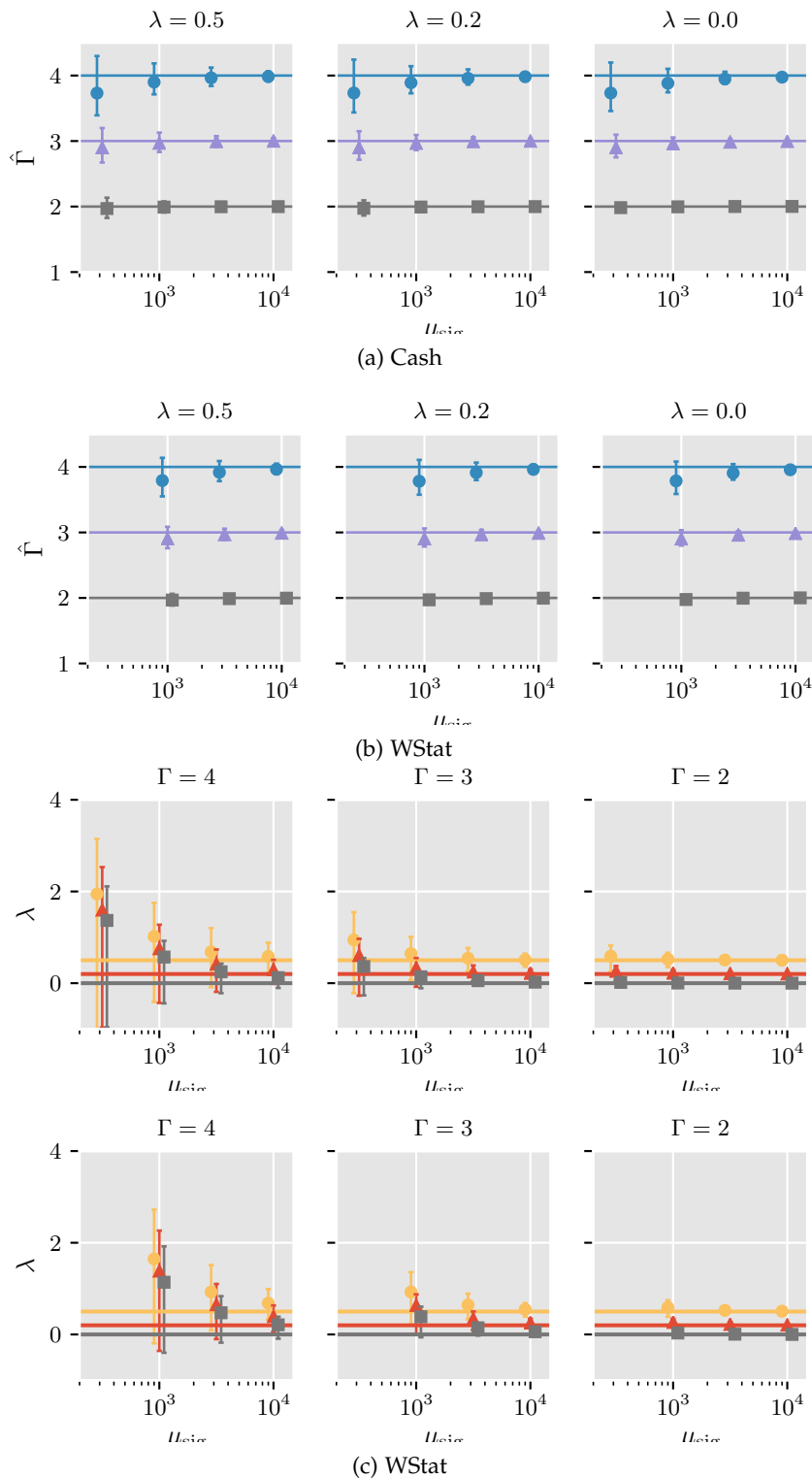


Abbildung 19: Verzerrung von $\hat{\Gamma}$ (obere zwei Paneele) und $\hat{\lambda}$ (untere zwei Paneele) als Funktion der Anzahl von Ereignissen im Spektrum für die Cash- und die WStat-Statistik für Szenario I. In jedem Panel sind jeweils drei Fälle gezeigt: In den oberen beiden ist $\lambda = 0.5, 0.2, 0$, wobei die wahren Werte für Γ farblich markiert sind; $\Gamma = 4$ (blau), $\Gamma = 3$ (violett) und $\Gamma = 2$ (schwarz). In den unteren beiden Paneele ist $\Gamma = 2, 3, 4$, wobei die wahren Werte für λ farblich markiert sind; $\lambda = 0$ (schwarz), $\lambda = 0.2$ (rot) und $\lambda = 0.5$ (gelb). Die Punkte und Fehlerbalken haben dieselbe Bedeutung wie in Abbildung 14.

5.3 SCHLUSSFOLGERUNGEN

In der vorliegenden Studie wurde die Verzerrung von Parameterschätzern für die Cash- bzw. CStat- und die WStat-Statistik für verschiedene Szenarien anhand von simulierten Beobachtungen untersucht. Dabei wurde Wert darauf gelegt, dass alle gemessenen Verzerrungen rein statistischer Natur sind, also nicht durch systematische Einflüsse der Analysemethode beeinflusst werden. Zu diesem Zweck wurde auf die Parametrisierung eines realistischen Detektors verzichtet, sondern ein idealisiertes Instrument mit vereinfachten und vor allem bekannten IRFs verwendet. Dadurch lässt sich für die Verzerrung im einfachsten Fall einer Anpassung an nicht-klassierte Daten eine analytische Lösung finden, die als Referenz für alle weiteren Messungen dient.

Beim Hinzufügen einer Hintergrundkomponente wurden ebenfalls einige Annahmen getroffen: Einerseits wurde der wahre Hintergrund im Detektor durch ein einfaches Potenzgesetz parametrisiert, andererseits wurde die Kenntnis dieses Hintergrundmodells für Anpassungen mit der Cash-Statistik vorausgesetzt. Die für die Cash-Statistik gemessenen Verzerrungen sind daher als Referenz zu interpretieren, welche Verzerrungen trotz optimaler Kenntnis des Hintergrunds nicht zu vermeiden sind.

In allen Szenarien wichen die Schätzwerte für die Modellparameter Γ und ggf. λ von den wahren Werten ab und waren somit verzerrt. Das ist grundsätzlich nicht überraschend, da ML-Schätzwerte Verzerrungen aufweisen können. Die Verzerrungen, die für die Cash-Statistik gemessen wurden, entsprachen der analytischen Vorhersage einer Anpassung an nicht-klassierte Daten. Für die Anpassungen mit der WStat-Statistik waren die Verzerrungen ausgeprägter, ließen sich aber für kleine α immer deutlich reduzieren.

Im Fall eines PL wurde der spektrale Index Γ überschätzt, das Spektrum also zu weich rekonstruiert. Für das ECPL hingegen wurde Γ stets unterschätzt. Das somit zu harte Spektrum wurde aber immer mit einer zu geringen Höchstgrenze kompensiert. In allen Fällen waren die gemessenen Verzerrungen im Bereich des statistischen Fehlers, sodass grundsätzlich keine grob falsch rekonstruierten Spektren und damit fehlerhafte physikalische Schlussfolgerungen zu befürchten sind.

Darüber hinaus hat die vorliegende Studie gezeigt, dass das zentrale Problem bei der Verwendung der WStat-Statistik die Wahl einer geeigneten Klassenbreite ist. Während für die Cash-Statistik die Anpassungsergebnisse ab einer minimalen Klassenbreite konstant und mit den Ergebnissen der Anpassung an nicht-klassierte Daten kompatibel waren, zeigten sich für die WStat-Statistik starke Abhängigkeiten von der gewählten Klassenbreite. Dabei führten sowohl zu breite als auch zu schmale Klassen zu großen Verzerrungen. Die statisti-

schen Fehler der Anpassungen wuchsen zwar mit den Verzerrungen, sodass auch hier die Schätzwerte stets mit den wahren Werten kompatibel waren, dennoch werden die mit der WStat-Statistik erzielten Anpassungsergebnisse durch diese starke Abhängigkeit von der Klassenbreite gewissermaßen willkürlich.

Die Ursache für dieses Verhalten der WStat-Statistik liegt vermutlich in ihrer unzureichenden Fähigkeit, statistische Fluktuationen in den gemessenen Daten aufzufangen. Genauer gesagt, werden positive Fluktuationen des Signals in einer bestimmten Klasse tendenziell durch eine Anhebung des Schätzwertes für den Hintergrund in dieser Klasse kompensiert. Dies wurde anhand von Grenzwertbetrachtungen im analytischen Ausdruck für die WStat-Statistik, Gleichung (61), aber auch anhand eines konkreten Beispiels demonstriert. Letztendlich liegt das Problem darin, dass die Hintergrundschätzer in jeder Klasse vollkommen unkorreliert sind.

Eine Möglichkeit zur Umgehung dieses Problems ist die Parametrisierung des Hintergrunds mittels eines geeigneten Modells. Natürlich ist die genaue Kenntnis des Hintergrunds unrealistisch, wie im vorliegenden Fall bei den Anpassungen mit der Cash-Statistik angenommen. Dennoch sollten Studien durchgeführt werden, die eine Parametrisierung des Hintergrunds in der VHE-Gammaastronomie in den Fokus rücken. Eine solche Modellierung könnte entweder durch die Anpassung eines a-priori-Modells an gemessene *off*-Daten geschehen oder durch die Untersuchung einer großen Zahl von Beobachtungen leerer Himmelsregionen realisiert werden.

Eine andere Möglichkeit, das Problem in IACT-Analysen anzugehen, ist die Kombination verschiedener Beobachtungen (*stacking*), um eine größere Zahl von Ereignissen pro Energieklasse zu erzielen und so statistische Fluktuationen zu minimieren. Im vorliegenden Beispiel ist dies trivial, selbst wenn verschiedene Beobachtungen verschiedene untere Energieschwellen und verschiedene Werte für α haben. Die kombinierte Zahl der *on*- und *off*-Ereignisse in einem Intervall rekonstruierter Energie j sowie $\bar{\alpha}^{(j)}$ bei der Kombination von l Beobachtungen sind:

$$\begin{aligned}\bar{n}_{\text{on}}^{(j)} &= \sum_l n_{\text{on}}^{(j,l)} \cdot \epsilon_{jl} \\ \bar{n}_{\text{off}}^{(j)} &= \sum_l n_{\text{off}}^{(j,l)} \cdot \epsilon_{jl} \\ \bar{\alpha}^{(j)} &= \frac{\sum_l \alpha^{(j,l)} \cdot n_{\text{off}}^{(j,l)} \cdot \epsilon_{jl}}{\bar{n}_{\text{off}}^{(j)}},\end{aligned}$$

wobei

$$\epsilon_{jl} = \begin{cases} 1 & \text{wenn } \Delta E_r^{(j)} > E_{\text{thres}} \text{ für Beobachtung } j \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (71)$$

Durch Gleichung (71) wird gewährleistet, dass der Signalüberschuss, Gleichung (42) in jedem Intervall rekonstruierter Energie erhalten bleibt,

$$\begin{aligned}\bar{n}_e^{(j)} &= \sum_l n_{\text{on}}^{(j,l)} - \alpha^{(j,l)} \cdot n_{\text{off}}^{(j,l)} \\ &= \bar{n}_{\text{on}}^{(j)} - \bar{\alpha}^{(j)} \cdot \bar{n}_{\text{off}}^{(j)}.\end{aligned}\quad (72)$$

Wirkliche Probleme bei der Kombination von Beobachtungen treten auf, wenn zusätzlich die IRFs der verschiedenen Beobachtungen so gemittelt werden sollen, dass keine weiteren systematischen Fehler entstehen. In HESS wird diese Methode momentan durch Mittelung der effektiven Fläche als Funktion der rekonstruierten Energie (siehe Kapitel 4.1) angewandt. Eine Methode, die effektive Fläche und die Energiedispersion getrennt voneinander zu kombinieren, ist folgende:

$$\begin{aligned}\bar{\tau} &= \sum_l \tau^{(l)} \\ \bar{A}_k &= \frac{\sum_l A_k^{(l)} \cdot \tau^{(l)}}{\bar{\tau}} \\ \bar{R}_{jk} &= \frac{\sum_l R_{jk}^{(l)} \cdot A_k^{(l)} \cdot \tau^{(l)} \cdot \epsilon_{jl}}{\sum_l A_k^{(l)} \cdot \tau^{(l)}},\end{aligned}\quad (73)$$

Dabei ist $\tau^{(l)}$ die Beobachtungszeit von Beobachtung l , $A_k^{(l)}$ die effektive Fläche von Beobachtung j in einem Intervall wahrer Energie und $R_{jk}^{(l)}$ die Energiedispersion von Beobachtung l . Gleichung (73) ist dadurch motiviert, dass mit dieser Wahl die Gesamtzahl der vorhergesagten Ereignisse, Gleichung (38), oberhalb der unteren Energieschwelle in jeder Energieklasse erhalten bleibt,

$$\begin{aligned}\bar{\mu}_{\text{sig}}^{(j)} &= \sum_{l,k} \tau^{(l)} \mu_{\text{pred}}^{(k)} A_k^{(l)} R_{jk}^{(l)} \epsilon_{jl} \\ &= \bar{\tau} \sum_k \mu_{\text{pred}}^{(k)} \bar{A}_k \bar{R}_{jk}.\end{aligned}\quad (74)$$

Schließlich können nur Simulationen wie die hier präsentierten zeigen, ob eine Verbesserung der Anpassungsergebnisse mit einem neuen Hintergrundmodell oder mit der vorgeschlagenen Methode zur Kombination von Beobachtungen im Vergleich zur Anwendung der reinen WStat-Statistik zu erwarten ist. Die dazu nötige Software wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, siehe Anhang B.

Teil III

DAS GALAKTISCHE ZENTRUM

Der letzte Teil dieser Arbeit behandelt die Analyse der hochenergetischen Gammastrahlung aus dem Galaktischen Zentrum. Eine Einführung in die GC-Region in Kapitel 6 dient der Darstellung aktueller Erkenntnisse der HE- und VHE-Gammaastronomie, auf denen diese Arbeit beruht. Vor allem die Erforschung der VHE-Punktquelle im GC, HESS J1745-290, steht seit ihrer Entdeckung im Fokus der GC-Forschung mit HESS. Dementsprechend wird eine Analyse von HESS J1745-290 mit HESS II in Kapitel 7 präsentiert. In Kapitel 8 komplettiert die Suche nach einem DM-Signal in HESS- und Fermi-Daten das Bild des GC in Gammastrahlung.

MULTIWELLENLÄNGEN-ÜBERSICHT

Das GC liegt im Sternbild Schütze (Sagittarius) und wäre daher im Sommer von Heidelberg aus zu sehen, würde nicht eine Staubschicht entlang der Galaktischen Ebene die Sicht in optischen Wellenlängen verdecken. Dennoch hat man heute durch Beobachtungen bei Radio-, IR- und Röntgenwellenlängen ein detailliertes Verständnis der astrophysikalischen Prozesse in der Region um das GC. Die HE- und VHE-Gammaastronomie fügt entscheidende Erkenntnisse über die GC-Region hinzu, indem sie Prozesse abbildet, bei denen Teilchen zu den höchsten Energien beschleunigt werden. Ein neuerer Übersichtsartikel zu diesem Thema wurde z. B. von van Eldik (2015) verfasst.

Angaben über die Distanz von der Erde zum GC variieren zwischen 7-9 kpc, im Folgenden wird ein Wert $r_o = 8.5$ kpc angenommen (Reid, 1993). Damit ist das GC der mit Abstand nächste Galaxiekern, 10^5 mal näher als die nächsten AGN. Ein Winkelabstand von 1° entspricht im GC etwa 140 pc. In der Gammaastronomie können daher mit einer typischen Winkelauflösung von $0.05^\circ - 0.2^\circ$ physikalische Strukturen $\mathcal{O}(10$ pc) abgebildet werden. Der Röntgensatellit Chandra erreicht dagegen eine Auflösung von $0.5''$, was 20 mpc entspricht. Bei Nah-IR-Beobachtungen ist die Auflösung sogar noch besser, $7.5 \times 10^{-2}''$ bzw. 3 mpc.

Aufgrund seiner Nähe zur Erde stellt das GC eine einmalige Gelegenheit dar, die Prozesse in Galaxiekernen räumlich aufgelöst zu untersuchen. Neben dem SMBH im Zentrum unserer Galaxie, das mit der Radioquelle Sgr A* assoziiert wird, gibt es zahlreiche andere Prozesse, welche die Dynamik der GC-Region bestimmen. Die sogenannte zentrale molekulare Zone (Central Molecular Zone, CMZ) ist voll von dichtem, heißem und turbulentem molekularem Gas und außerdem von einem außerordentlich starken Magnetfeld durchdrungen (Mills, 2017). Das führt zu Sternentstehungsgebieten, die mit Hilfe von IR-Beobachtungen abgebildet werden (Figer, 2009). Außerdem gibt es zahlreiche SNRs und PWNs. All diese Objekte emittieren Strahlung bei Radio- bis VHE-Energien, entweder durch intrinsisch ablaufende Prozesse oder durch Wechselwirkung mit den umliegenden Molekülwolken, wie in Kapitel 2.2 dargestellt.

Das lässt die Untersuchung interessanter physikalischer Prozesse zu, wie etwa Akkretion auf ein SMBH, die Dynamik magnetisierter Gase in extremen Umgebungen oder Sternentstehung (Star Formation, SF). Bei Beobachtungen des GC geht es also nicht ausschließlich darum, unsere Galaxie zu verstehen, sondern neue Einblicke in Galaxien im Allgemeinen zu gewinnen (Melia und Falcke, 2001).

Das GC ist ein einzigartiges Labor zur Untersuchung von Galaxiekernen.

Da die Verteilung von DM im Zentrum von Galaxien ein Maximum hat (Navarro u. a., 1997), ist das GC außerdem ein exzellentes Ziel für die indirekte Suche nach DM. Besonders Beobachtungen in der HE- und VHE-Gammaastronomie sind dafür geeignet, da die DM-Masse zwischen 10 GeV und 10 TeV erwartet wird. Auch wenn bisher keine robuste Entdeckung möglich war, sind die stattdessen abgeleiteten oberen Grenzen (Upper Limits, ULs) unter den besten, die momentan verfügbar sind.

6.1 DIE ZENTRALE MOLEKULARE ZONE

Die inneren 600 pc ($\sim 4^\circ$) unserer Galaxie werden auch als CMZ bezeichnet und enthalten $3_{-1}^{+2} \times 10^7 M_\odot$ molekularen Gases, etwa 5% des gesamten Gases in der Galaxie (Dahmen u. a., 1998). Daher liegt die Gasdichte in der CMZ mit etwa 10^4 cm^{-3} einige Größenordnungen über dem Durchschnitt in der Galaktischen Ebene. Gemessene Linienbreiten von $15\text{-}50 \text{ km s}^{-1}$ (im Vergleich zu $1\text{-}10 \text{ km s}^{-1}$ in der Galaktischen Ebene) weisen auf ein extrem turbulentes Gas hin. Außerdem ist das Gas mit 400-600 K deutlich heißer als anderswo in der Galaxie, wo Temperaturen von 50-100 K gemessen werden (siehe z. B. Mills, 2017, und die darin enthaltenen Referenzen). Zudem ist auf einer Skala von 140 pc das Magnetfeld sehr stark, $B > 50 \mu\text{G}$, in den zentralen pc sogar $B = 2 - 4 \text{ mG}$ (Crocker u. a., 2010; Killeen u. a., 1992). Sonst sind in der Galaktischen Ebene wenige μG üblich (Jansson und Farrar, 2012).

Der östliche Teil der CMZ ist aktiver als der westliche.

Das Gros der Molekülwolken in der CMZ besteht aus Wasserstoff, H_2 , der kein permanentes Dipolmoment und somit kein reines Rotationsspektrum besitzt. Daher benötigt man sogenannte *tracer*, Moleküle deren Spektren messbare Linien aufweisen. Die ersten Beobachtungen wurden mit dem $J = 1 \rightarrow 0$ Übergang von ^{12}CO (Bania, 1977) oder ^{13}CO (Bally u. a., 1988) durchgeführt. Andere *tracer*, wie etwa HCN, sind besser geeignet, um besonders dichtes Gas abzubilden (Jackson u. a., 1993).

Abbildung 20 (oberes Paneel) zeigt eine Karte der HCN $J = 1 \rightarrow 0$ Linie, aus der hervorgeht, dass das Gas in der CMZ in einer Ebene liegt, die zur Galaktischen Ebene gekippt ist. Außerdem ist eine deutliche Asymmetrie der Gasverteilung zu sehen: Die Wolken östlich des GC bei positiven Latituden sind viel dichter als die im Westen bei negativen Latituden.

Das untere Paneel von Abbildung 20 zeigt die $\lambda = 1.1 \text{ mm}$ Fern-IR-Kontinuumsemission, die kalten Staub innerhalb von Molekülwolken und damit die Dichte der Wolken nachzeichnet (Bally u. a., 2010). Etwa 10% der gesamten Gasmenge in der CMZ konzentriert sich in einer einzigen Wolke, Sgr B2, etwa 100 pc östlich des GC (Gordon u. a., 1993). Daneben gibt es einige weitere Molekülwolken, in denen die Gasdichte im Vergleich zur restlichen CMZ deutlich erhöht ist.

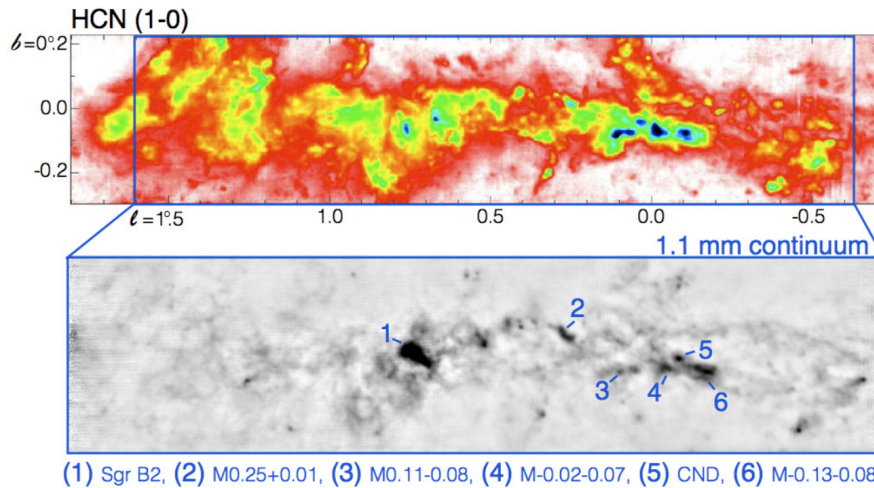


Abbildung 20: Verteilung des molekularen Gases in der CMZ. Oberes Panel: Integrierte Dichte der HCN $J = 1 \rightarrow 0$ Linie. Unteres Panel: 1.1 mm Kontinuumsemission. Abbildung aus Mills (2017).

Die Masse der Circumnuclear Disk (CND), einem Gastorus mit einem inneren Radius von 1-1.5 pc, beträgt einige $10^4 M_{\odot}$ (Genzel u. a., 1985).

Die extremen Bedingungen in der CMZ sind denen in Starburstgalaxien recht ähnlich und bieten daher gute Voraussetzungen für SF. Dennoch ist die SF-Rate pro Einheitsmasse dichten Gases in den zentralen 500 pc mindestens eine Größenordnung niedriger als in der Galaktischen Ebene (Longmore, 2012). Auch die in Starburstgalaxien beobachteten *outflows* aus ionisiertem, atomarem oder molekularem Material werden in der CMZ derzeit nicht beobachtet (Walter u. a., 2002). Dennoch gibt es Hinweise auf solche Aktivitäten in der Vergangenheit, wie z. B. sogenannte *lobes* bei Radio- und Röntgenwellenlängen, Anzeichen für einen Jet aus dem zentralen SMBH oder die Fermi-Blasen, die sich 50° nördlich und südlich der Galaktischen Ebene erstrecken.

Abbildung 21 zeigt eine Kompilation mehrerer Radio-Beobachtungen der GC-Region mit dem VLA bei $\lambda = 90$ cm und lässt thermische und nicht-thermische Emission erkennen. In der Radiokarte lassen sich über 100 Quellen ausmachen (LaRosa u. a., 2000).

Die großskalige Emission erstreckt sich über die ganze CMZ, wobei sich die größere Gasdichte im Osten auch in der Radioemission widerspiegelt. Darüber hinaus lassen sich neben der bereits angesprochenen Sgr B2-Region zahlreiche SNRs ausmachen, darunter SNR G0.9+0.1 (Helfand und Becker, 1987), in dessen Zentrum ein PWN sichtbar ist.

In den inneren 100 pc fallen einige senkrecht zur Galaktischen Ebene stehende Filamente ins Auge. Am auffälligsten ist der Galactic

Die Radio-Morphologie der CMZ zeigt komplexe Emissionsregionen.

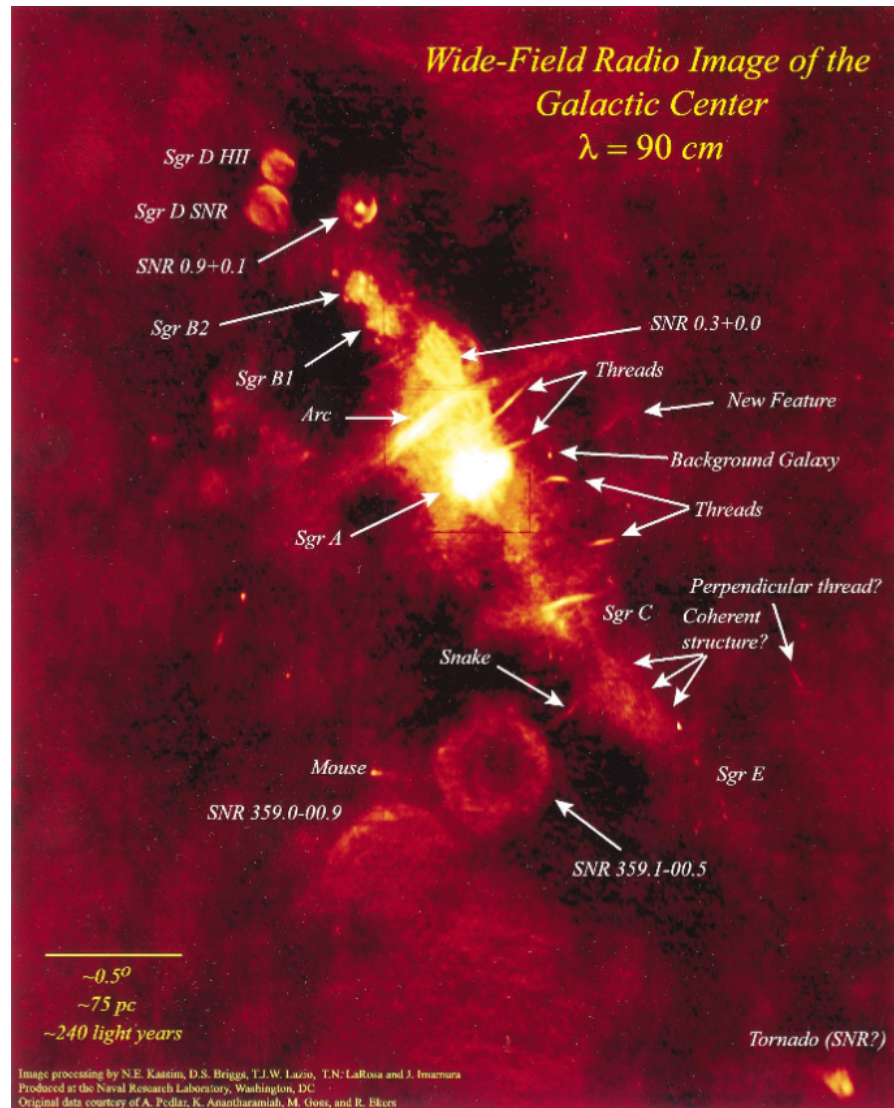


Abbildung 21: Großskalige Zusammenstellung von VLA-Radio-Beobachtungen der CMZ. Das Bild ist im äquatorialen Koordinatensystem, die Galaktische Ebene verläuft also von links oben nach rechts unten. Die Emission der markierten SNRs und PWNs ist Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen. Derselbe Prozess ist auch für die Emission aus den sichtbaren Filamenten verantwortlich. Im zentralen Sgr A-Komplex befindet sich das GC. Abbildung aus LaRosa u. a. (2000).

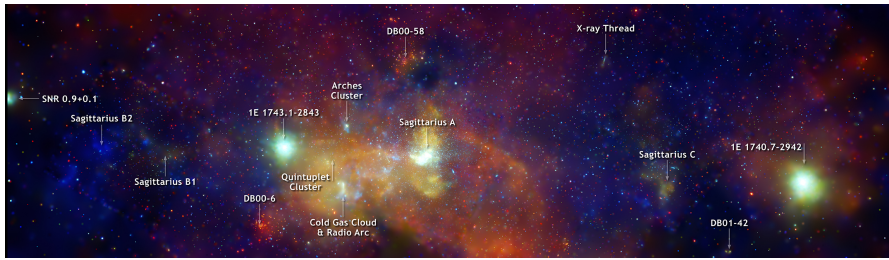


Abbildung 22: Chandra Röntgenkarte der $2^\circ \times 8^\circ$ um das GC in galaktischen Koordinaten. Das RGB-Bild zeigt keV-Photonen im Energiebereich von 1-3 keV (rot), 3-5 keV (grün) und 5-8 keV (blau), die z. B. in den Stoßwellen stellarer Winde entstehen. Abbildung aus Wang (2009).

Center Radio Arc (GCRA), ein aus mehreren Filamenten zusammengesetzter Bogen etwa 50 pc vom GC entfernt (Serabyn und Morris, 1994). In einer Entfernung von etwa 75 pc befindet sich ein weiteres markantes Filament, Sgr C (Liszt, 1985). Das Fehlen von Linienemission in den Filamenten lässt auf nicht-thermische Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen schließen. Der GCRA und Sgr C sind auf einer Skala von 100-200 pc durch den Galactic Center Lobe (GCL) verbunden, der ein Zeichen für die vermutete Aktivität im GC in der Vergangenheit ist (siehe z. B. Blanton, 2008, und die darin enthaltenen Referenzen).

Die inneren ~ 40 pc werden vom Sgr A-Komplex dominiert, der auch das GC beinhaltet. Er ist in seiner Gesamtheit in drei Teile aufgeteilt (Ekers u. a., 1983): Die in die CND eingebettete kompakte Synchrotronquelle Sgr A* (siehe Kapitel 6.2), das darum rotierende spiralförmige H-II-Gebiet Sgr A West, das ein thermisches Spektrum aufweist, und die nicht-thermische Quelle Sgr A East, die 2.5 pc vom GC entfernt auf derselben LOS liegt wie Sgr A West.

Eine Chandra-Aufnahme, die Photonen im Energiebereich von 1-8 keV zeigt, ist in Abbildung 22 zu sehen (Muno u. a., 2009). Einerseits erkennt man nicht-thermische Quellen, wie SNR G0.9+0.1, den GCRA und den Sgr A-Komplex wieder. Andererseits sind einige SF-Gebiete zu sehen, in deren Verteilung sich die in Abbildung 20 gezeigte Asymmetrie der Molekülwolken widerspiegelt: Die Arches- und Quintuplet-Sternenhaufen (Nagata u. a., 1990, 1995) sowie ein mit Sgr B2 assoziiertes SF-Gebiet befinden sich östlich des GC. Der von Muno u. a. (2009) erstellte Katalog von Röntgenquellen in den inneren $2^\circ \times 0.8^\circ$ der Galaxie hat insgesamt 9017 Einträge.

Eine ortsaufgelöste Spektralanalyse des Sgr A-Komplexes weist darauf hin, dass Sgr A East aus der SN-Explosion eines Vorgängersternes mit $13\text{-}20 M_\odot$ hervorgegangen ist (Park u. a., 2005). Die Quelle CXO-GC J174545.5-285829 (der sogenannte *cannonball*) am nördlichen Rand des SNR könnte ein schneller Neutronenstern sein, der aus derselben SN hervorgegangen ist.

Hochaufgelöste Röntgenaufnahmen erlauben einen weiteren Blick auf die CMZ

Gammaemission in der CMZ

Die HE-Emission in der CMZ wurde bereits von EGRET, dem Vorgänger des Fermi-LAT, vermessen (Thompson, 2008). Sie ist von diffuser Gammastrahlung dominiert, die bei der Interaktion relativistischer CRs mit dem Material oder den Strahlungsfeldern in der Umgebung entsteht.

Die Modellierung der diffusen Emission ist das Hauptproblem bei HE-Analysen

In HE-Analysen der CMZ wird diese diffuse Emission mit Hilfe eines IEM berücksichtigt. Auch wenn das Standardmodell der Fermi-Kollaboration (Acero u. a., 2016) die großskalige Emission am Himmel zufriedenstellend beschreibt, wird der beobachtete Gammafluss in der GC-Region signifikant unterschätzt, auch wenn bekannte Gamma-Punktquellen berücksichtigt werden (Ackermann u. a., 2012a).

Offenbar sind die Teilchenpopulationen, das interstellare Medium und die Beschleunigungsprozesse in der CMZ durch die IEMs unzureichend beschrieben und alle HE-Analysen in dieser Region sind mit großen systematischen Unsicherheiten behaftet. Dennoch ist die GC-Region in den Katalogen der Fermi-Kollaboration enthalten. Die Punktquellen aus dem dritten Fermi-LAT-Quellkatalog (3FGL) sind in Abbildung 23 auf einer Ereigniskarte der GC Region gezeigt.

Um den Effekt verschiedener IEMs besser zu verstehen, haben Ajello u. a. (2016) aus den Daten der ersten 62 Monate der Fermi-Mission unabhängige IEMs extrahiert für die $15^\circ \times 15^\circ$ -Region um das GC den ersten Fermi-LAT-Punktquellenkatalog der inneren Galaxie (1FIG) erstellt. 60% der 1FIG Quellen haben ein Pendant im 3FGL.

Für die Fermi-Blasen gibt es hadronische und leptonsche Modelle.

Eine Entdeckung auf großen Skalen, $\sim 55^\circ$ nördlich und südlich des GC sowie $\sim 40^\circ$ in Longitude ausgedehnt, die mit Vorgängen in der CMZ assoziiert wird, hat in jüngster Zeit viel Aufmerksamkeit erregt: die Fermi-Blasen (*Fermi bubbles*, Ackermann u. a., 2014b).

Ihre HE-Gammaemission ist durch ein relativ hartes ECPL mit $\Gamma \approx 2$ und $E_{\text{cut}} \approx 110 \text{ GeV}$ charakterisiert, das über die Emissionsregion sowie zwischen der nördlichen und südlichen Blase kaum variiert, die Gamma-Luminosität beträgt $\sim 4 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Ihre Morphologie ist mit großskaliger Emission im Mikrowellen-Bereich, dem WMAP-Haze (Dobler und Finkbeiner, 2008), korreliert. Außerdem hat ROSAT an den Kanten der Fermi-Blasen Röntgenemission im Bereich 1.5-2 keV gemessen (Snowden u. a., 1997).

Die Orientierung der Fermi-Blasen sowie ihre Ausdehnung bis ins GC lassen vermuten, dass die Teilchenpopulation, die für die gemessene Emission verantwortlich ist, aus (möglicherweise vergangenen) astrophysikalischen Prozessen nahe am GC hervorgegangen ist. Solche Prozesse könnten eine erhöhte BH-Akkretion sein, die eine AGN-artige Jetemission von Sgr A* hervorbringt (siehe Kapitel 6.2), eine erhöhte SF- und damit einhergehend höhere SN-Explosionsrate, die einen energiereichen Wind erzeugt oder die Akkretion von Sternen auf das BH, aufgrund derer es zum Ausfluss von heißem Plasma

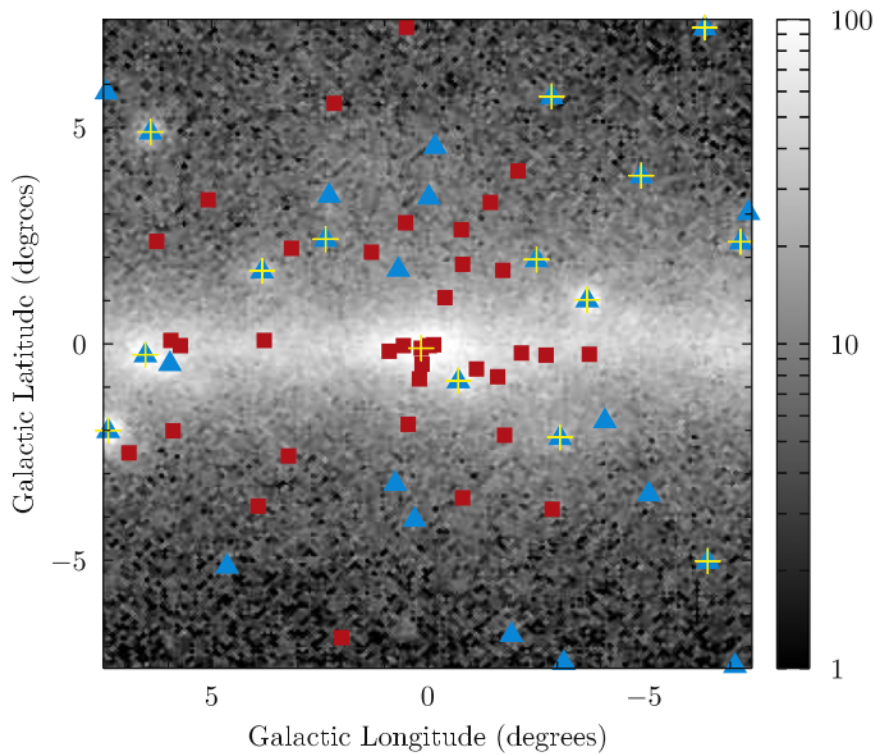


Abbildung 23: HE-Ereigniskarte der zentralen $15^\circ \times 15^\circ$ um das GC. Die Dichte der ebenfalls gezeigten 3FGL-Quellen ist entlang der Galaktischen Ebene am größten, Anhäufungen sind im GC und beim SNR W28 zu sehen. Die roten Quadrate markieren Quellen, die möglicherweise durch Unsicherheiten im verwendeten IEM verursacht sind, die blauen Dreiecke alle übrigen. Die gelben Kreuze markieren Quellen, die ein etabliertes Gegenstück bei anderen Wellenlängen haben. Abbildung aus Ajello u. a. (2016).

kommt (siehe Ackermann u. a., 2014b, und die darin enthaltenen Referenzen).

Handelt es sich bei den beschleunigten Teilchen um relativistische Elektronen, könnte Synchrotronstrahlung und IC-Streuung die Ursache des WMAP-*haze* und der Fermi-Blasen sein (Su u. a., 2010). Der harte spektrale Index der HE-Gammaemission wirft allerdings die Frage nach dem Transportmechanismus auf, der die Teilchen in weniger als 10^5 - 10^6 Jahren, der typischen Abkühlzeit von TeV-Elektronen, vom Ort ihrer Beschleunigung nahe am GC in die Blasen befördert.

Eine Population relativistischer Protonen ist von diesem Problem nicht betroffen und wird daher auch als Ursache der Fermi-Blasen diskutiert (Crocker und Aharonian, 2011). Das Problem an diesem Szenario ist, dass der Gammafluss aus Interaktion von Protonen mit Gasmolekülen mit der Gasdichte in den Blasen skalieren sollte, was im Widerspruch zu der beobachteten gleichmäßigen Oberflächenhelligkeit steht.

Auch bei VHE wird diffuse Emission gemessen.

Die Ausdehnung der CMZ entlang der Galaktischen Ebene beträgt umgerechnet etwa 4° , sodass das FoV moderner IACTs ausreicht, um sie in einer überschaubaren Anzahl von Beobachtungen abzubilden. Abbildung 24 zeigt eine VHE-Karte der GC-Region, die mit HESS erstellt wurde (Abramowski u. a., 2016). Die Emission ist von einer diffusen Komponente dominiert, die der Gasverteilung in der CMZ bis etwa $1^\circ - 1.3^\circ$ vom GC folgt. Das ist ein starker Hinweis auf einen hadronischen Ursprung der Gammaemission über $\pi \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfälle.

Im GC werden CRs vermutlich bis zu PeV-Energie beschleunigt.

Abramowski u. a. (2016) zeigen, dass die CR-Dichte in der CMZ, die sich aus der Gamma-Luminosität und der Gasdichte ableiten lässt (Gleichung (8)), oberhalb von 10 TeV um einen Faktor 10 höher ist als im Rest der Galaxie, was auf die Präsenz eines starken Beschleunigers in dieser Region schließen lässt.

Aus der Verteilung der CR-Dichte $w_{\text{CR}}(E, r, t) \propto \frac{1}{r}$ lässt sich zudem ableiten, dass die Beschleunigung dieser multi-TeV-Teilchen kontinuierlich vonstattengegangen ist: Nimmt man eine Injektionsrate $\dot{Q}(E)$ und diffusive Propagation an, ist die radiale CR-Verteilung

$$w_{\text{CR}}(E, r, t) = \frac{\dot{Q}(E)}{4\pi D(E) r} \operatorname{erfc}\left(\frac{r}{r_{\text{diff}}}\right), \quad (75)$$

wobei $D(E)$ der Diffusionskoeffizient und r_{diff} der -radius sind (Aharonian, 2004). Für $r < r_{\text{diff}}$ ergibt sich aus Gleichung (75) die gemessene $\frac{1}{r}$ -Abhängigkeit. Ein einzelnes explosionsartiges Ereignis würde eine konstante Verteilung w_{CR} und die Beschleunigung in einem Wind $w_{\text{CR}} \sim \frac{1}{r^2}$ implizieren. $D(E)$ hängt von dem unbekanntem Magnetfeld in der CMZ ab. Aus der Größe der CMZ folgt jedoch $D(E) \ll 3 \times 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ und $\dot{Q} \ll 1.3 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$.

Das Spektrum der diffusen Emission folgt einem reinen PL mit $\Gamma \sim 2.3$ bis zu Energien von einigen TeV, was die Präsenz von CRs mit einer Energie von bis zu 1 PeV erfordert. Im GC muss sich also

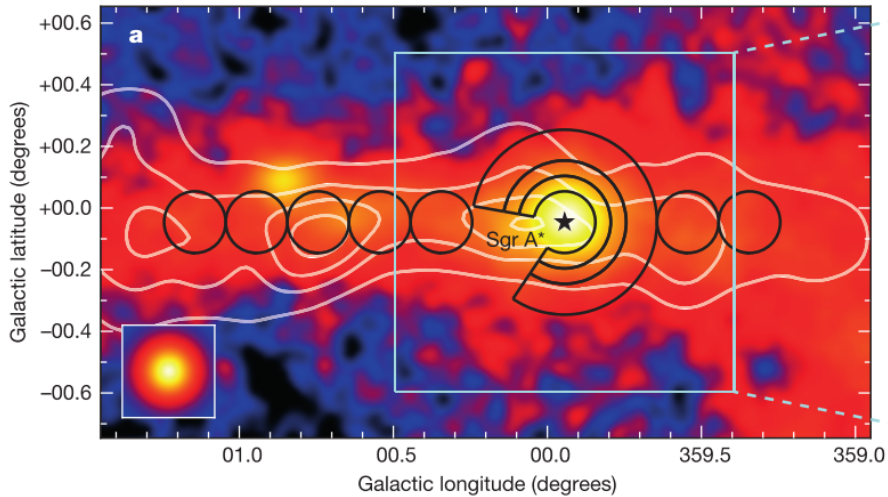


Abbildung 24: VHE-Ereigniskarte der GC-Region. Die schwarzen Kreise markieren Regionen, die zur Messung der CR-Dichte genutzt wurden (siehe Text). Die weißen Linien geben die Verteilung des molekularen Gases an. Abbildung aus Abramowski u. a. (2016).

ein Beschleuniger befinden, der in der Lage ist, Teilchen bis zu dieser Energie zu beschleunigen. Sgr A* ist ein natürlicher Kandidat für ein solches *PeVatron* (siehe Kapitel 6.2).

Eine Analyse der diffusen VHE-Emission in der gesamten CMZ, die mit Hilfe einer iterativen 2D-Likelihood Methode ein phänomenologisches Modell der Emission erstellt, zeigt weitere Emissionskomponenten (Abdalla u. a., 2017a). In Abbildung 25 (oberes Paneel) ist neben HESS J1745-290 (siehe Kapitel 6.3), SNR Go.9+0.1 zu sehen, der schon in einer früheren Analyse der GC-Region in VHE-Gammastrahlung entdeckt wurde (F. u. a., 2006).

Nach der Modellierung dieser Komponenten kann man ihre Emission abziehen und erhält Abbildung 25 (unteres Paneel). Die verbleibende Emission kann mit 4 weiteren Komponenten modelliert werden: Die mit dem dichten Gas in der CMZ korrelierte Emission macht etwa 50% der diffusen Emission aus, daneben gibt es eine diffuse großskalige Komponente, die sich bis zu großen Latituden erstreckt und 30% zur gesamten Emission beiträgt. In den zentralen 15 pc um Sgr A* gibt es eine weitere Emissionskomponente, die den Dichtegradienten belegt, der von Abramowski u. a. (2016) gemessen wurde, und damit die Theorie der kontinuierlichen Teilchenbeschleunigung unterstützt. Ihr Fluss beträgt 15% der gesamten Emission. Außerdem wurde eine neue VHE-Gammaquelle, HESS J1745-285, in der Nähe des GCRA entdeckt, die wahrscheinlich mit dem PWN Go.13-0.11 assoziiert ist.

Die VHE-Emission zerfällt in mehrere Komponenten.

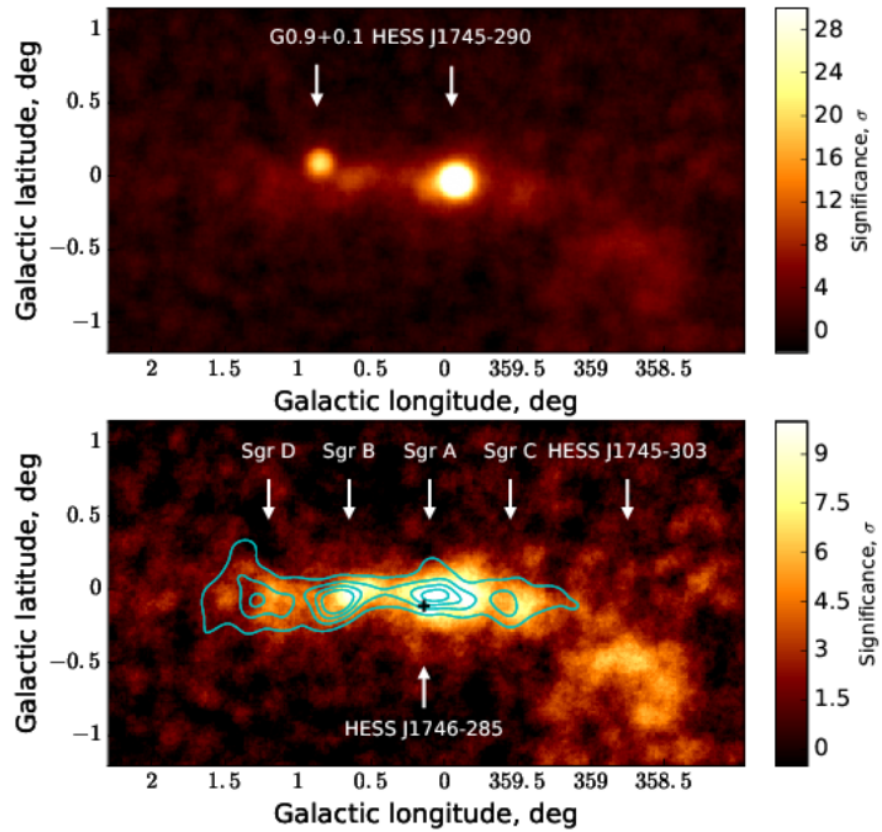


Abbildung 25: Mit der HESS-PSF geglättete VHE-Signifikanzkarte der GC-Region. Im unteren Paneel ist die Karte gezeigt, die sich ergibt, wenn man die im oberen Paneel gezeigte Punktquellenemission von HESS J1745-290 und SNR G0.9+0.1 abzieht. Die cyanfarbenen Konturen geben die Verteilung molekularen Gases an. Die neu entdeckte Quelle HESS J1746-285 ist mit einem schwarzen Kreuz markiert. Abbildung aus Abdalla u. a. (2017a).

6.2 SAGITTARIUS A*

Bereits Anfang der 1970er Jahren wurde ein SMBH im Zentrum unserer Galaxie vermutet, das mit Radioteleskopen zu beobachten sein müsste (Lynden-Bell und Rees, 1971). Tatsächlich verkündeten Balick und Brown (1974) *the detection of strong radio emission in the direction of the inner 1 pc core of the galactic nucleus*. Die kompakte Quelle im Sgr A-Komplex bekam von Brown (1982) den Namen Sgr A*. Etwa zur gleichen Zeit etablierten sich auch die Lokalisierung von Sgr A* im dynamischen Zentrum unserer Galaxie (Brown u. a., 1981) sowie seine Radio-Variabilität (Brown und Lo, 1982). Bis heute steht Sgr A* als bester Kandidat für das vermutete SMBH im Fokus der GC-Forschung.

Die Masse des zentralen SMBH wurde aus Messungen der Radialgeschwindigkeiten von Sternen in der $< 1''$ Umgebung des GC zu $M \approx 4 \times 10^6 M_{\odot}$ bestimmt (Ghez u. a., 1998; Schödel u. a., 2003). Außerdem sind die Geschwindigkeiten der Sterne mit Kepler-Bewegung um eine punktförmige Zentralmasse kompatibel. Die charakteristische Größe einer solchen Masse ist der Schwarzschild-Radius

$$r_s = \frac{2G_N M}{c^2} \approx 12 \times 10^6 \text{ km.} \quad (76)$$

Im GC entspricht dies etwa $10 \mu''$.

Die Radioquelle Sgr A* ist stationär: Langbasisinterferometrie-Radiomessungen ergeben die Eigenbewegung von Sgr A* senkrecht zur Galaktischen Ebene unter Berücksichtigung der Rotation des Sonnensystems um das GC zu $(-0.4 \pm 0.9) \text{ km s}^{-1}$. Daraus resultiert eine untere Grenze für die Masse von Sgr A* von $4 \times 10^5 M_{\odot}$ (Reid und Brunthaler, 2004).

Die gemessene Größe von Sgr A* nimmt mit kleineren Wellenlängen ab. Wird bei 7 mm noch eine Größe von 2 ua gemessen (Bower u. a., 2004), ist es bei 3.5 mm nur noch 1 ua, was etwa $130 \mu''$ entspricht (Shen u. a., 2005). Bei 1.3 mm ist die Größe von Sgr A* etwa $37 \mu''$, also einen Faktor ~ 4 über dem Ereignishorizont. Das lässt auf eine Massendichte von mindestens $8 \times 10^{22} M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ schließen, was nur 2 Größenordnungen unter der effektiven Dichte eines SMBH

$$\rho_{\text{eff}} = \frac{M}{(4/3)\pi r_s^3} \approx 1.83 \times 10^{25} M_{\odot} \text{ pc}^{-3} \quad (77)$$

liegt. Die Existenz eines SMBH im GC sowie dessen Assoziation mit Sgr A* wird daher nicht angezweifelt (Genzel und Karas, 2007; Genzel u. a., 2010).

Die meiste Zeit befindet sich das BH in einem beständigen Zustand (*steady state*) und emittiert $10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ vornehmlich bei Radiowellenlängen. Dieser Wert liegt um einen Faktor 10^{-8} unter der theoretischen Luminositätsobergrenze, der Eddington-Luminosität, eines BH mit der Masse von Sgr A* (Melia und Falcke, 2001).

Zur Erforschung des GC sind Messungen mit guter Winkelauflösung nötig.

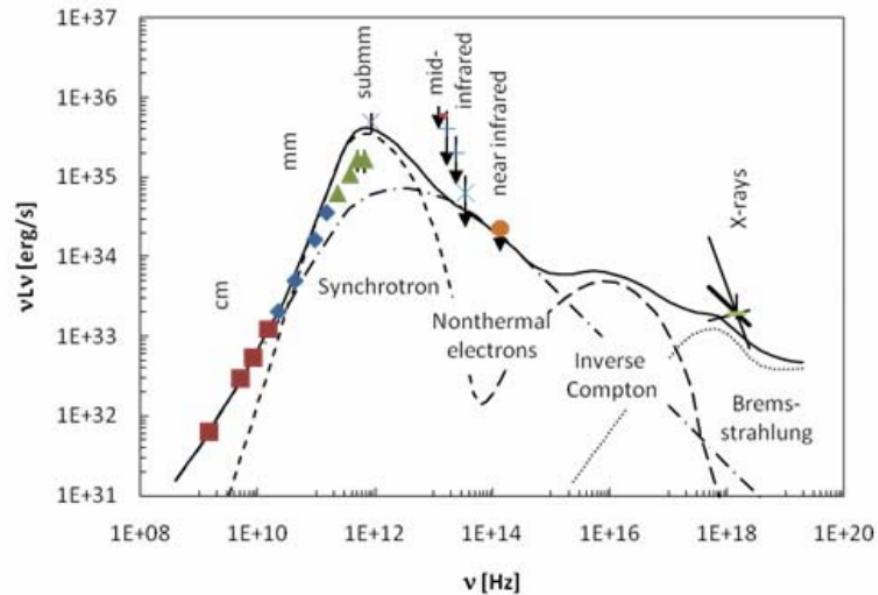


Abbildung 26: SED von Sgr A*. Das Spektrum bis $350\ \mu\text{m}$ folgt einem PL, dessen Index mit der Frequenz ansteigt. Dann kommt es zum sogenannten *sub-mm bump*, wo $5 \times 10^{35}\ \text{erg s}^{-1}$ abgestrahlt werden. Bis zu Mittel-IR-Energien, gibt es keine Messungen, weil die Winkelauflösung der Beobachtungen nicht ausreicht, um die gemessene Emission eindeutig Sgr A* zuzuordnen. Im Nah-IR-Bereich $5\text{-}1.5\ \mu\text{m}$ gibt es wieder eine Detektion, doch der Fluss ist bei $2.2\ \mu\text{m}$ unter $2 \times 10^{34}\ \text{erg s}^{-1}$ abgefallen. Im Röntgenbereich ($2\text{-}10\ \text{keV}$) strahlt Sgr A* $2 \times 10^{33}\ \text{erg s}^{-1}$ ab, wobei die Emission durch ein PL mit $\Gamma = -2 \dots 0.2$ beschrieben ist. Die Emission im gesamten Wellenlängenbereich lässt sich durch Synchrotronstrahlung einer Population thermischer Elektronen (gepunktet-gestrichelte Linie) erklären, die bei kleinen Frequenzen durch eine Population nicht-thermischer Elektronen (fein gestrichelte Linie) ergänzt wird. Das lokale Maximum bei $10^{16}\ \text{Hz}$ ist durch IC-Streuung der Synchrotron-Photonen durch thermische Elektronen verursacht (grob gestrichelte Linie). Die Röntgenemission lässt sich durch thermische Bremsstrahlung im Akkretionsfluss erklären (gepunktete Linie). Abbildung aus Genzel u. a. (2010), die Referenzen für die gezeigten Daten und Modelle sind dort zu finden.

Das Spektrum von Sgr A* von Radio- bis Röntgenwellenlängen ist in Abbildung 26 gezeigt. Es folgt einem PL bis $\lambda = 350 \mu\text{m}$, bevor es steil abfällt. Es ist nicht mehr detektierbar bis $\lambda = 5 - 1.5 \mu\text{m}$. Im Röntgenbereich (2-10 keV) wird wieder ein moderater Fluss von $2 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ gemessen. Bei HE und VHE ist keine Emission gemessen worden, die sich eindeutig Sgr A* zuordnen lässt, siehe Kapitel 6.3.

Neben der *steady state*-Emission ist Sgr A* in allen Wellenlängen variabel, wobei der Grad der Variabilität schwankt. Während die Radio-Variabilität sehr schwach ist, steigen die gemessenen Flüsse im IR- und Röntgenbereich um einen Faktor 10 bis 100. Zusätzlich werden sogenannte *flares* beobachtet, während derer die gemessenen Luminositäten noch höher sind. Dabei besteht die Schwierigkeit darin, zu unterscheiden, ob es sich um statistische Hochfluktationen handelt oder dezidierte Ereignisse physikalischen Ursprungs. Aus den Zeitskalen der Variationen lässt sich mit Kausalitätsargumenten die Größe der Emissionsregion abschätzen. Im Röntgenbereich sind *flares* mit einer Dauer von einigen Minuten bis Stunden gemessen worden, was die Größe der Emissionsregion auf $< 10r_s$ beschränkt (Goldwurm u. a., 2003).

Die niedrige Luminosität von Sgr A* ist eine Herausforderung bei der theoretischen Modellierung und es gibt viele Modelle, deren Kern ein strahlungseffizienter Akkretionsfluss ist (siehe Genzel u. a., 2010, für eine Übersicht). Allen Modellen ist eine ausgedehnte thermische Komponente gemein, die das Maximum im Spektrum bei $\lambda = 350 \mu\text{m}$ sowie die wellenlängenabhängige Ausdehnung der Radioemission modelliert. Die Variation von Γ bei Radiowellenlängen kann durch Synchrotronstrahlung nicht-thermischer relativistischer Elektronen erklärt werden (Loeb und Waxman, 2007). Der Ursprung der Röntgenemission bzw. deren Variabilität wird in nicht-thermischen Prozessen im Akkretionsfluss nahe am Ereignishorizont verortet. Falcke und Markoff (2000) modellieren die Emission mit einem relativistischen Jet, der auf beiden Seiten des Akkretionsflusses austritt.

Auch wenn das GC momentan eines der SMBHs mit der niedrigsten Luminosität ist, gibt es Anzeichen, dass die Akkretionsrate in der jüngeren Vergangenheit viel größer war. Ponti u. a. (2010) haben beispielsweise beobachtet, dass sich eine frühere Röntgenemission von Sgr A* in den Molekülwolken in den 15' um das GC widerspiegelt und daraus geschlossen, dass die Luminosität von Sgr A* vor einigen hundert Jahren etwa 10^5 mal höher war.

6.3 HESS J1745-290

Im Jahr 2004 entdecken HESS (Aharonian u. a., 2004), Whipple (Kosack u. a., 2004) und CANGAROO II (Tsuchiya u. a., 2004) eine VHE-Punktquelle im GC, die im Folgenden als HESS J1745-290 bezeichnet wird. Ihre Position ist innerhalb der Fehler mit der von Sgr A* vereinbar. Anfängliche Differenzen im Spektrum der neu entdeckten Quelle wurden später durch Messungen von MAGIC (Albert u. a., 2006) und VERITAS (Archer u. a., 2014) beigelegt.

Nachfolgende HESS-Beobachtungen erhöhten die Zahl der gemessenen Gammaereignisse, sodass das Spektrum der VHE-Punktquelle zwei Mal aktualisiert wurde, zuletzt basierend auf einer Belichtungszeit von 226 h (Abramowski u. a., 2016; Aharonian, 2009). Es ist durch ein ECPL, Gleichung (32), gut beschrieben ($p = 3 \times 10^{-5}$). Die spektralen Parameter sind $\phi_0 = (2.55 \pm 0.41) \times 10^{-12} \text{ m}$, $\Gamma = 2.14 \pm 0.12$ und $E_c = (10.7 \pm 4.1) \text{ TeV}$. Diese Werte sind kompatibel mit neueren Messungen von MAGIC (Ahnen u. a., 2016) und VERITAS (Archer u. a., 2016). Die Spektren der aktuellen Generation von IACTs sind in Abbildung 34 gezeigt. Eine Variabilität der Emission von HESS J1745-290 konnte bisher nicht nachgewiesen werden (Aharonian, 2009).

HESS hat durch seinen Standort in der südlichen Hemisphäre einen klaren Vorteil gegenüber anderen IACTs, da diese das GC nur bei großen Zenitwinkeln, am MAGIC-Standort in La Palma z. B. 58° , und daher mit hoher unterer Energieschwelle beobachten können (siehe Kapitel 4.1: 2.8 TeV (Whipple), 2.5 TeV (VERITAS) und 1 TeV (MAGIC)). Die untere Energieschwelle von HESS im GC beträgt hingegen 160 GeV.

Die Suche nach einem Gegenstück zu HESS J1745-290 bei HE erweist sich als schwierig, da mit sinkender Energie einerseits die diffuse Emission immer stärker wird und daher die Zuordnung von Gamma-Photonen zu einzelnen Quellen schwer fällt, und andererseits die PSF des Fermi-LAT immer schlechter wird. Fermi-Analysen bauen daher meist auf die globale Anpassung eines 3D-Modells (also morphologisch und spektral) an die gemessenen Ereignisse, wie in Kapitel 4 näher erläutert.

Der 3FGL enthält im Bereich von 100-300 GeV drei Einträge, die zu der von HESS gemessenen Emission beitragen könnten: 3FGL J1745.3-2903c, 3FGL J1746.3-2851c und 3FGL J1745.6-2859c, wobei letztere mit HESS J1745-290 assoziiert ist (Acero, 2015). Ihr Spektrum lässt sich mit einem PL mit $\Gamma = 2.322 \pm 0.034$ beschreiben.

Die Autoren des Katalogs weisen allerdings selbst darauf hin, dass die Modellierung im GC unzuverlässig ist, das 'c' (für *confused*) am Ende des Quellnamens weist darauf hin, dass es sich um eine Verwechslung mit diffuser Emission handeln könnte. Allerdings enthält der 1FIG ebenfalls eine Quelle (1FIG J1745.5-2859), die mit der HESS-Emission überlappt (Ajello u. a., 2016).

*HESS J1745-290 hat
keine sichere
Assoziation bei HE.*

Um die Probleme mit diffuser Emission und schlechter PSF bei kleineren Energien zu umgehen, hat die Fermi-Kollaboration den dritten Katalog harter Fermi-Quellen (3FHL) veröffentlicht, der 1556 Quellen mit harten Spektren im Bereich von 10 GeV bis 2 TeV enthält (Ajello u. a., 2017). Dieser Katalog beinhaltet zwei Quellen in der GC Region: 3FHL J1746.2-2852 und 3FHL J1745.6-2900, wobei die Position der letzten gut mit der von HESS J1745-290 übereinstimmt. Sie wird durch ein PL mit $\Gamma = 2.792 \pm 0.144$ beschrieben.

Alle erwähnten Fermi-Quellen sowie die Fermi-LAT PSF für 5 GeV und 100 GeV sind in Abbildung 35 gezeigt. Auf die Vereinbarkeit der Fermi-Spektren mit dem von HESS gemessenen Spektrum wird in Kapitel 7 näher eingegangen (siehe auch Abbildung 36).

Malyshev u. a. (2015) haben das Spektrum im Energiebereich von 10-300 GeV mit Hilfe von *aperture photometry* in der 1° -Region um das GC extrahiert. Sie finden ein Spektrum, das mit dem von Chernyakova u. a. (2011) gemessenen kompatibel ist. Es ist in Abbildung 36 gezeigt. Es zerfällt in 2 Komponenten im Energiebereich von 1-10 GeV und 1-10 TeV. Die GeV-TeV Emission des GC lässt sich offenbar nicht mit einem einfachen Modell erklären.

Trotz der zahlreichen Beobachtungen liegt der Emissionsmechanismus, der für HESS J1745-290 und möglicherweise auch für die diskutierten HE-Quellen verantwortlich ist, weiter im Dunkeln. Eines der Hauptprobleme ist die limitierte Winkelauflösung, $\leq 5'$ für einzelne TeV-Photonen (Acero u. a., 2010), der aktuellen Generation von Experimenten, die zur Folge hat, dass die gemessene Gammaemission aus einer relativ großen Region stammt. Natürlich ist die Assoziation mit Sgr A* verlockend, dennoch gibt es weitere mögliche Szenarien, die im Folgenden diskutiert werden.

Emissionsszenarien

Sgr A East wurde wegen des starken Magnetfeldes in der Umgebung ($\mathcal{O}(\text{mG})$) Yusef-Zadeh u. a., 1996) und der daraus resultierenden Möglichkeit, Teilchen bis zu TeV-Energie zu beschleunigen, lange als potentielle Ursache der beobachteten Gammaemission gehandelt (Crocker u. a., 2005). Die projizierte Distanz zu Sgr A*, 3.7 pc, liegt innerhalb der Unsicherheit der Quellposition, die mit regulären HESS-Messungen erreicht werden kann. Eine Messung mit einer verbesserten Ausrichtungskontrolle der Teleskope mit Hilfe optischer Kameras zur Verfolgung von Sternen hat allerdings den systematischen Fehler der Quellposition um einen Faktor drei im Vergleich zu vorangegangenen Messungen verbessert, sodass der 68% Containment-Radius (einschließlich statistischer Unsicherheit) von $34''$ auf $13''$ optimiert wurde (Acero u. a., 2010). Mit dieser Messung wurde Sgr A East als Gegenstück zu HESS J1745-290 ausgeschlossen (4.7σ).

Die Modellierung der HE und VHE Emission ist eine schwierige Aufgabe.

Sgr A East wurde als Urheber von HESS J1745-290 ausgeschlossen.

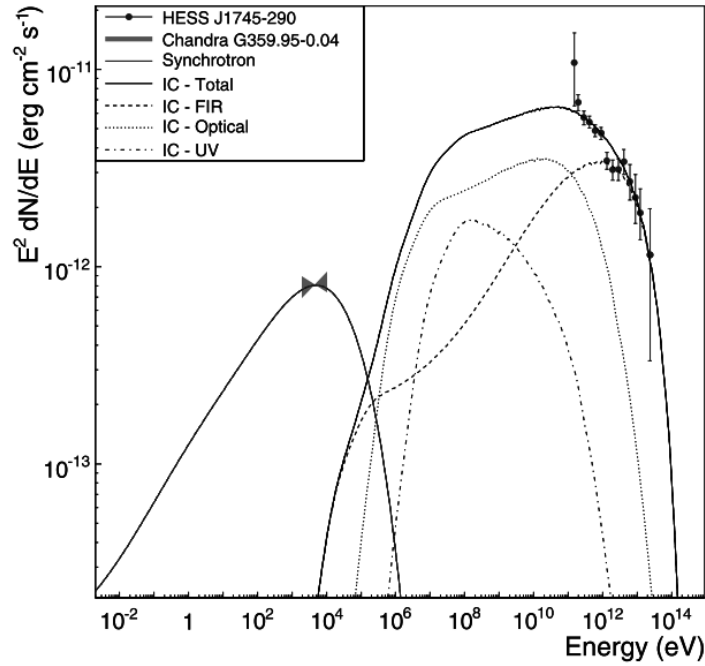


Abbildung 27: Modellierte SED von G359.05-0.04. Die angenommene Elektronenpopulation folgt einem ECPL mit $\Gamma = 2$ und $E_{\text{cut}} = 100 \text{ TeV}$ oberhalb von 1 GeV . Das Alter der Quelle ist 10^4 y , die Elektroneninjektionsrate konstant $6.7 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. Das angenommene Strahlungsfeld setzt sich aus Fern-IR-, optischen und UV-Komponenten mit einer Energiedichte von $5 \times 10^4 \text{ eV cm}^{-3}$ zusammen. Das Magnetfeld ist $B = 105 \mu\text{G}$. Abbildung aus Hinton und Aharonian (2007).

*G359.05-0.04
könnte für die
VHE-Emission
verantwortlich sein.*

Der von Chandra entdeckte PWN G359.05-0.04 ist eine andere Quelle, deren Position nach wie vor mit der von HESS J1745-290 kompatibel ist (Wang u. a., 2006). G359.05-0.04 hat zwar kein Gegenstück bei Radiowellenlängen, ist im Röntgenbereich mit $10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ zwischen 2 keV und 10 keV aber etwa 4 mal so hell wie Sgr A*. Mit einer Entfernung von $8.9''$ zu Sgr A* ist eine Unterscheidung der beiden Quellen durch morphologische Argumente mit aktuellen Instrumenten in der VHE-Gammaastronomie ausgeschlossen und man muss auf Spektralanalysen zurückgreifen.

Hinton und Aharonian (2007) schlagen folgendes Szenario vor, um die mit Chandra und HESS gemessene Emission zu erklären: Durch die hohe Dichte der niederfrequenten Strahlung in der GC-Region ist mit einer erhöhten Gammaproduktion durch IC-Streuung zu rechnen. Die Energiedichte des Strahlungsfeldes ist sogar höher als die des Magnetfeldes, solange $B < 100 \mu\text{G}$. Dadurch ist das Kühlen von Elektronen bis etwa 100 TeV durch IC-Streuung dominiert, was zu einem harten Spektrum führt. In einer typischen Umgebung in der Galaktischen Ebene dominiert Synchrotronstrahlung über IC-Verluste bereits ab $B > 10 \mu\text{G}$, sodass das Spektrum mit der Zeit weicher wird.

Röntgenbeobachtungen zeigen, dass das Spektrum von G359.05-0.04 mit der Entfernung von der vermuteten Position des bisher unentdeckten Pulsars weicher wird, was für Synchrotronstrahlung als dominierenden Kühlmechanismus spricht und $B > 100 \mu\text{G}$ impliziert. Ein PWN mit einem so hohen Magnetfeld wäre in der Galaktischen Ebene wegen der hohen Synchrotronverluste in TeV-Beobachtungen nicht zu sehen. Unter realistischen Annahmen für das Strahlungsfeld im GC können Röntgen- und Gammamessungen allerdings reproduziert werden, wie in Abbildung 27 gezeigt.

Das beschriebene Modell sagt eine Radioquelle voraus, die durch die niederenergetischen Elektronen verursacht ist. An der Position von G359.05-0.04 kann mit Radiobeobachtungen allerdings nur ein UL von $5 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ gemessen werden. Dies könnte entweder mit einem Abklang der Elektronenpopulation bei kleinen Energien oder einer viel längeren Abkühlzeit der niederenergetischen Elektronen und daher einer größeren Ausdehnung (kleiner Oberflächenhelligkeit) der Radioquelle erklärt werden. Zur Vereinbarkeit des Modells mit möglichen HE-Gegenständen zu HESS J1745-290 siehe Kapitel 7.3.

Man nimmt an, dass akkretierende BHs Teilchenbeschleuniger sind (Aharonian und Neronov, 2005a). Daher ist auch Sgr A* ein potentieller Kandidat für die im GC gemessene Gammaemission.

Sgr A* ist sehr kompakt: 10% der Eddington-Luminosität werden innerhalb von $10 r_s$ abgestrahlt, wie aus Radiomessungen und Variabilitätsstudien hervorgeht, siehe Kapitel 6.2. Es bietet sich also die Möglichkeit, Teilchenbeschleunigung in der Nähe des Ereignishorizontes zu untersuchen. Dabei kommt dem Beobachter zusätzlich die niedrige Luminosität von Sgr A* zugute: Die optische Dichte eines Gamma-Photons mit Energie E in einer Quelle mit Luminosität L und Größe R ist (Aharonian und Neronov, 2005a)

Es gibt zahlreiche Emissionsszenarien, die Sgr A einbeziehen.*

$$\tau(E) \approx 10^8 \left(\frac{L}{L_{\text{Edd}}} \right) \left(\frac{r_s}{R} \right) \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right). \quad (78)$$

In den meisten BHs ist $L \geq 10^{-5} L_{\text{Edd}}$. Daher können TeV-Photonen die Quelle aufgrund von Photon-Photon-Paarerzeugung im IR-Strahlungsfeld nicht verlassen, es sei denn $R > 10^3 r_s$. Bei Sgr A* ist allerdings $L \leq 10^{-8} L_{\text{Edd}}$, sodass Gammastrahlung bis zu 10 TeV für $R \sim r_s$ die Erde erreicht.

Konkrete Modelle für die Emission von Sgr A* lassen sich einerseits nach der Art der beschleunigten Teilchen (Elektronen oder Protonen) sowie der Art der Beschleunigung (rotationsinduzierte elektrische Felder oder Stoßwellen in der Akkretionsscheibe) einteilen. Andererseits unterscheiden sie sich in den vorgeschlagenen Produktionsmechanismen für Gamma-Photonen (Wechselwirkung mit Strahlungsfeldern oder Materie).

Sgr A könnte
Protonen
beschleunigen.*

Protonen könnten in Sgr A* bei einem angenommenen Magnetfeld von $B \approx 10^4$ G bis zu einer Energie von 10^{18} eV beschleunigt werden. Damit ergäben sich mehrere Szenarien für die Produktion von Gammastrahlung in der Nähe des Ereignishorizontes (Aharonian und Neronov, 2005a):

Synchrotronstrahlung hochenergetischer Protonen mit $E \approx 10^{18}$ eV erreicht nur $E_{\max} \approx 0.3$ TeV, bevor der sogenannte *self-regulated synchrotron cutoff* einsetzt. Nimmt man an, dass die Protonenbeschleunigung in einer Region mit regulärem B-Feld stattfindet und Synchrotronstrahlung erst in einer anderen Region mit turbulentem B-Feld relevant wird, könnte VHE-Gammastrahlung beim Transport der Protonen von der einen in die andere Region durch *curvature radiation* entstehen. Diese kann bei $B = 10^6$ G Photonen bis 10 TeV erzeugen. Bei einem so großen B-Feld wäre die Quelle allerdings nicht mehr transparent. Die Erzeugung von VHE-Photonen in einem Protonenbeschleuniger Sgr A* über leptonsche Prozesse erscheint daher unwahrscheinlich.

Trotz der niedrigen Luminosität von Sgr A* ist die Dichte der IR-Photonen in der Umgebung aufgrund der kleinen Quellgröße groß genug für Photo-Meson- Wechselwirkungen, die bei einer Protonenenergie von $E \approx 10^{18}$ eV besonders effizient sind. Der Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung ist zwar 100-mal größer, der Anteil der Protonenenergie, der in elektromagnetische Sekundärteilchen umgewandelt wird, ist dabei allerdings sehr klein (10^{-3}), sodass hadronische Prozesse dominieren.

Da die mittlere freie Weglänge der Protonen im IR-Feld allerdings 100-mal so groß wie die beobachtete IR-Quelle, kann auch durch Photo-Meson-Prozesse nur 1% der Protonenenergie in Photonen umgewandelt werden. Daher benötigt man eine Injektionsrate von mindestens 10^{37} erg s⁻¹, um die gemessene VHE-Emission zu erklären. Dabei sollte ein messbarer Fluss von Neutronen und Neutrinos entstehen, außerdem wird ein zu hoher Röntgenfluss vorhergesagt.

Reicht das Magnetfeld in Sgr A* nicht aus, um Protonen bis zu $E \approx 10^{18}$ eV zu beschleunigen, dominieren Proton-Proton-Wechselwirkungen im Plasma der Akkretionsscheibe die Gammaproduktion. Dafür reichen auch TeV-Protonen, wie sie im Akkretionsfluss selbst erzeugt werden. Die Effizienz der Gammaproduktion ist dabei lediglich 10^{-4} , da die Abkühlzeit der Protonen länger ist als die charakteristische Zeitskala der Akkretion. Daher müssten starke Beschleunigungen vorherrschen, was für ein BH mit $10^6 M_{\odot}$ aber nicht ausgeschlossen ist.

Alle Modelle, in denen die Gammaproduktion in der unmittelbaren Nähe des BH verortet wird, sagen eine korrelierte Röntgen- und Gammavariabilität voraus, die in einer dezidierten HESS-Chandra-Kampagne jedoch nicht beobachtet wurde (Aharonian, F. u. a., 2008).

Die Nicht-Beobachtung von Variabilität der VHE-Emission schließt Sgr A* als Gegenstück zu HESS J1745-290 aber nicht aus.

Die gemessene VHE-Emission kann auch nur indirekt mit Sgr A* zusammenhängen, nämlich über Ausreißer-Protonen, die mit den Molekülwolken in der Umgebung wechselwirken. In diesem Fall hängt das Gamma-Spektrum nicht nur von der Gasdichte und der Protonen-Injektionsrate, sondern auch vom Diffusionsprozess ab, der die Protonen in die Umgebung transportiert (Aharonian und Neronov, 2005b). Die Emissionsregion kann dabei bis zu 10 pc groß sein und von HESS immer noch als Punktquelle wahrgenommen werden. In diesem Fall erwartet man keine Variabilität auf Skalen < 10 y.

Es gibt zahlreiche Modelle, die auf dieser Überlegung basieren (z. B. Ballantyne u. a., 2011; Chernyakova u. a., 2011; Fatuzzo und Melia, 2012; Linden u. a., 2012). Protonen werden dabei entweder kontinuierlich oder explosionsartig während eines plötzlichen Anstiegs der Akkretionsrate von Sgr A* in die Umgebung injiziert. Manche Modelle sind mittels energieabhängiger Diffusion in der Lage, auch die HE-Emission zu erklären. Einige der vorhergesagten Spektren sind in Abbildung 36 gezeigt.

Elektronen konvertieren Energie leichter in Photonen als Protonen. Die Schwierigkeit liegt darin, sie zu TeV-Energien zu beschleunigen. Dazu muss das Magnetfeld sehr geordnet sein (chaotisches Feld < 10 G), sonst dominieren Synchrotronverluste. Am effizientesten ist die Beschleunigung nahe am BH, z.B. durch rotationsinduzierte elektrische Felder. Dann wäre die Gammastrahlung durch *curvature radiation* und IC-Streuung zu erklären (Aharonian und Neronov, 2005a). Allerdings sagt dieses Szenario Emission bei 100 TeV voraus, was im Widerspruch zum gemessenen ECPL Spektrum von HESS J1745-290 steht.

Eine andere Möglichkeit, zumindest GeV-Photonen zu erzeugen, ist IC-Streuung in der 0.3 pc Region um Sgr A*, wo $B < 10^{-4}$ G. Die Elektronen werden dabei von Sgr A* in Nah-IR- und Röntgenflares freigesetzt, die Photonen werden von Sternen oder Staub emittiert (Kusunose und Takahara, 2012). Die TeV-Emission müsste in diesem Szenario entweder von einer anderen Quelle, z.B. einem PWN, oder einer anderen Elektronenpopulation stammen.

Malyshev u. a. (2015) postulieren als Ursache für eine solche Elektronenpopulation einen starken *flare* vor 300 y, in Folge dessen die Luminosität von Sgr A* auf 2×10^{39} erg s $^{-1}$ angestiegen ist. Die GeV-Emission ist dann auf IC-Streuung dieser Elektronen mit 0.5 eV-Photonen in der Umgebung zurückzuführen.

Natürlich ist auch ein Hybridmodell denkbar, in dem sowohl Elektronen als auch Protonen beschleunigt werden. In diesem Fall könnte die HE-Emission durch IC-Streuung der Elektronen und die VHE-Emission durch hadronische Wechselwirkungen der Protonen mit Gaswolken in der CMZ erzeugt werden (Guo u. a., 2013). Die Radio-

Die Protonen entkommen möglicherweise auch in die CMZ.

Sgr A könnte auch ein Elektronenbeschleuniger sein.*

und Röntgenemission könnte dann durch resonante Wechselwirkungen von Elektronen mit einem turbulenten Magnetfeld innerhalb von $\sim 20 r_s$ von Sgr A* erzeugt werden (Liu u. a., 2006).

Die gemessene Emission könnte selbstverständlich auch eine Überlagerung mehrerer Quellen darstellen, z.B. der oben beschriebenen. Darüber hinaus könnten tausende unentdeckte Millisekunden-Pulsare (MSPs) in dem Sternenhaufen um Sgr A* für die Emission verantwortlich sein (Bednarek und Sobczak, 2013). Auch eine Interpretation im Kontext von DM ist denkbar, worauf unter anderem im nächsten Kapitel eingegangen wird.

6.4 DUNKLE MATERIE-VERTEILUNG

Die GC-Region ist häufig das Ziel von DM-Suchen in der HE- und VHE-Gammaastronomie, da aufgrund ihrer geringen Entfernung ein messbarer Fluss von Gammastrahlung aus der Annihilation von DM-Teilchen zu erwarten ist. Die Verteilung von DM im Zentrum von Galaxien ist allerdings nicht im Detail bekannt (siehe Kapitel 3.2). Der Massenanteil von DM innerhalb der zentralen pc ist allerdings gering, in der Milchstraße etwa $M_{\text{DM}} \approx 1000 M_{\odot}$ (Bertone u. a., 2005). Abbildung 28 zeigt mögliche DM-Profile, die aus Simulationen gewonnen wurden. Nahe am GC gehen sie einige Größenordnungen auseinander, wobei DM-Dichten von bis zu $\rho_{\text{DM}} = 10^3 \text{ GeV cm}^{-3}$ durchaus denkbar sind. Die lokale DM-Dichte ist dagegen lediglich $\rho_{\text{DM}}^{M_{\odot}} = 0.39 \text{ GeV cm}^{-3}$ (Catena und Ullio, 2010).

*Neben einem
DM-Signal erwartet
man viel
astrophysikalischen
Hintergrund.*

Aufgrund der Unsicherheiten in der DM-Verteilung sind alle Aussagen, die DM im GC betreffen, mit großen systematischen Unsicherheiten behaftet und es gibt keine verlässlichen Vorhersagen für den erwarteten Gammafluss aus dem GC. Nimmt man ein Einasto-Profil mit $\rho_s = 3.7 \times 10^5 M_{\odot} \text{ kpc}^{-3}$, $r_s = 16 \text{ kpc}$ und $\alpha = 0.17$ an, was konsistent mit der gesamten Masse des Milchstraßenhalos ist, ergibt sich aus dem zentralen 1° um das GC ein Fluss von $\phi_{>1 \text{ GeV}} = 6.3 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ oberhalb von 1 GeV für einen Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma v \rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, eine DM-Masse $m_{\text{DM}} = 100 \text{ GeV}$ sowie eine Annihilation im $b\bar{b}$ -Kanal. Dieser Fluss ist mit dem LAT zwar detektierbar, die 3FGL-Quellen in derselben Region stellen aber einen Hintergrund von etwa $1.6 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im selben Energiebereich dar (Strigari, 2013).

Dennoch berichten zahlreiche Autoren von einem signifikanten, einige Grad ausgedehnten Signal bei 1–3 GeV, dem sogenannten GeV-excess (siehe Ackermann u. a., 2017, und die darin enthaltenen Referenzen). Das Signal ist kompatibel mit annihilierender DM, etwa $m_{\text{DM}} = 36 - 51 \text{ GeV}$, $\langle \sigma v \rangle = (1 - 3) \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ und einer Annihilation in $b\bar{b}$ (Daylan u. a., 2016). Allerdings gibt es auch astrophysikalische Erklärungsansätze, z. B. eine nicht aufgelöste Population von MSPs (Bartels u. a., 2016).

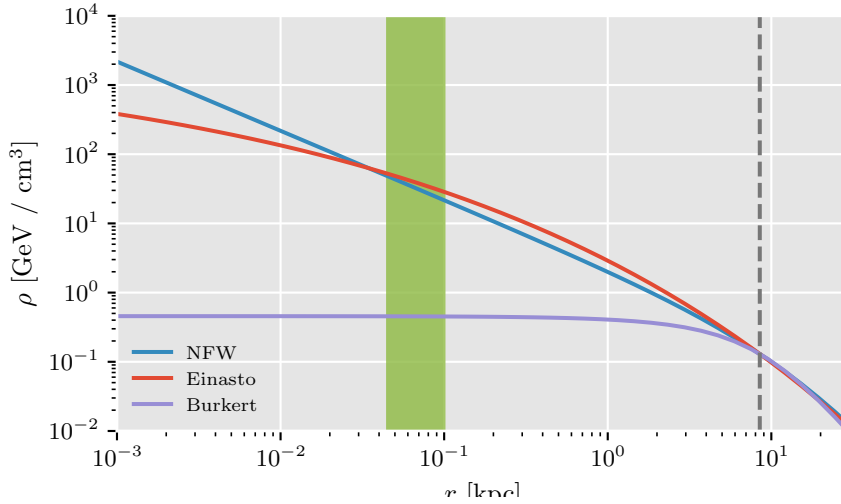


Abbildung 28: DM-Profil in der Milchstraße. Die Parameter für das NFW-Profil (Gleichung (16), $r_s = 21$ kpc) sind aus Simulationen von *Via Lactea II* übernommen. Die Parameter für das Einasto-Profil (Gleichung (17), $r_s = 20$ kpc, $\alpha = 0.17$) stammen aus Simulationen von *Aquarius* (Pieri u. a., 2011). Für das Burkert-Profil (Gleichung (18), $r_s \approx 9.3$ kpc) wurden die Parameter von Nesti und Salucci (2013) verwendet. Alle Profile sind auf die lokale DM-Dichte normiert, also $\rho = 0.39 \text{ GeV cm}^{-3}$ bei $r = 8.5$ kpc (gestrichelte Linie, Catena und Ullio, 2010). Der grün markierte Bereich (45-150 pc) wird für DM-Suchen mit HESS im GC-Halo verwendet.

Ackermann u. a. (2017) führen eine detaillierte Analyse der Unsicherheiten in den morphologischen und spektralen Charakteristiken des *GeV-excess* durch und schließen daraus, dass DM als Ursprung des Signals nicht mit Sicherheit bestätigt werden kann: Die relative Stärke des Signals an anderen Positionen entlang der Galaktischen Ebene ist mit dem im GC kompatibel. Außerdem könnte ein Teil des Signals auf die Fermi-Blasen oder Wechselwirkungen zwischen CRs und molekularem Gas zurückzuführen sein. Daher leiten sie ULs her, indem sie fordern, dass das DM-Annihilationssignal das gemessene Signal nicht übersteigt und schließen damit den thermischen Wirkungsquerschnitt unterhalb von 50 GeV für den $b\bar{b}$ -Kanal und unterhalb von 100 GeV für den $\tau\bar{\tau}$ Kanal aus. Diese Werte hängen allerdings von der Parametrisierung des DM-Profiles ab.

Da erwartet wird, dass die DM-Verteilung im GC maximal ist, wurde auch HESS J1745-290 als mögliches Signal von DM-Annihilation interpretiert (Aharonian, 2006). Gegen diese Interpretation spricht vor allem, dass das Spektrum von HESS J1745-290 über einen weiten Energiebereich durch ein PL beschrieben ist, während die üblichen DM-Spektren komplexere Formen haben, siehe Abbildung 8. Nur etwa 10% der gemessenen VHE-Emission könnten daher durch DM-Annihilation verursacht sein. Bezieht man die HE-Emission mit

HESS J1745-290 könnte auch durch annihilierende DM verursacht sein.

ein, die eventuell mit HESS J1745-290 assoziiert ist (siehe Kapitel 6.3), ergeben sich mögliche Szenarien mit hadronischen Zerfallskanälen und DM-Massen im Bereich von 50 GeV (Cembranos u. a., 2013). Allerdings müsste das DM-Profil steiler und dadurch die DM-Dichte um einen Faktor 10^2 - 10^3 gegenüber einem regulären NFW-Profil erhöht sein, um die Gammaemission über einem hypothetischen PL-förmigen Hintergrund mit $\Gamma \sim 2.6$ zu erklären.

HESS DM-Suchen beschäftigen sich vor allem mit dem Galaktischen Halo.

Um die Schwierigkeiten mit dem DM-Profil, diffuser Emission und astrophysikalischen Quellen in der Galaktischen Ebene zu umgehen, wurden mit HESS DM-Suchen zwischen 0.3° und 1° (45-150 pc) vom GC entfernt durchgeführt, wobei die Galaktische Ebene selbst ausgespart wurde (Abdallah u. a., 2016; Abramowski, 2011b). Bei diesen Abständen unterscheiden sich die Parametrisierungen eines *cuspy* DM-Profiles nur noch um einen Faktor 2, siehe Abbildung 28. Außerdem geht bei TeV-Energien die diffuse Emission kaum über 0.3° in Latitude hinaus, siehe Abbildung 25. Der J-Faktor für eine kreisförmige Region mit Radius 1° um das GC, aus der Latituden $|b| \leq 3^\circ$ ausgespart sind, ist unter der Annahme eines NFW-Profiles $J \approx 3 \times 10^{24} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$. Damit ist er trotz Einschränkung der Analyseregion (Region of Interest, ROI) um einige Größenordnungen über den J-Faktoren, die typischerweise für dSphs erreicht werden (Abramowski, 2011b).

Die klassische Spektralanalyse von IACT-Daten basiert auf der Platzierung von *off*-Regionen im FoV zur Bestimmung des CR-Hintergrunds, siehe Kapitel 4. Da der GC-Halo aber größer ist als das FoV der aktuellen Generation von IACTs, enthalten die *off*-Regionen in diesem Fall auch immer ein potentielles DM-Signal. Die Analyse basiert daher darauf, dass unter der Annahme eines *cuspy* DM-Profiles, etwa NFW oder Einasto, die DM-Dichte mit zunehmendem Abstand vom GC abfällt, sodass *off*-Regionen, die weiter vom GC entfernt sind als die *on*-Region, weniger Signal enthalten. Dadurch müsste ein Überschuss in den *on*-Region gemessen werden, siehe auch Kapitel 8 insbesondere Abbildung 37.

Abdallah u. a. (2016) finden mit der skizzierten Analyseverfahren in den HESS-Daten zwischen 2004 und 2014 keinen signifikanten Signalüberschuss und berechnen daher ULs. Für ein Einasto-Profil, Annihilation im W^+W^- -Kanal und eine DM-Masse erreichen diese Werte von $6 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, siehe Abbildung 29.

Eine andere Strategie zum indirekten Nachweis von DM ist die Suche nach Spektrallinien, die beim direkten Zerfall von DM-Teilchen in zwei Photonen entstehen, siehe Abbildung 8. Bei HE finden Ackermann u. a. (2012b) in einem $20^\circ \times 20^\circ$ -Fenster um das GC keine solchen Linien und leiten ein UL von $10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ für $m_{\text{DM}} = 200 \text{ GeV}$ ab. Bei VHE finden Rinchiuso u. a. (2017) für $m_{\text{DM}} = 300 \text{ GeV}$ ein UL von $1.5 \times 10^{-28} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

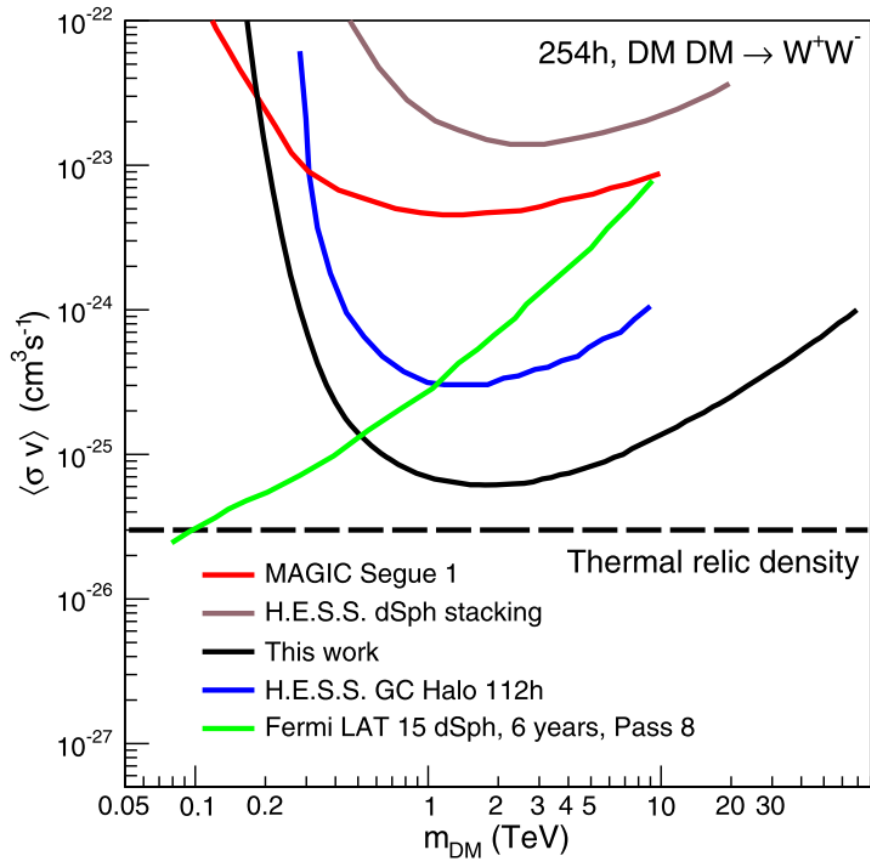


Abbildung 29: Aktueller Stand der ULs auf den Wirkungsquerschnitt von DM-Annihilation. Gezeigt sind ULs aus einer HESS-Suche im GC-Halo basierend auf 112 h (blaue Linie, Abramowski, 2011b) bzw. 254 h (schwarze Linie Abdallah u. a., 2016), ULs aus Beobachtungen von 15 dSphs mit dem LAT (grüne Linie, Ackermann u. a., 2015), ULs aus MAGIC-Beobachtungen der dSph Segue 1 (rote Linie, Aleksić u. a., 2014) sowie ULs aus einer kombinierten Analyse von 4 dSphs mit HESS (braune Linie, Abramowski u. a., 2014). Abbildung aus Abdallah u. a. (2016).

Im GC befindet sich die helle VHE-Punktquelle HESS J₁₇₄₅₋₂₉₀, deren Position mit der Position der Radioquelle Sgr A* kompatibel ist, siehe Kapitel 6.3. Die morphologische Korrelation der in der CMZ gemessenen diffusen Gammastrahlung mit der Dichteverteilung von Gaswolken lässt auf einen Protonenbeschleuniger in der Region schließen. Zudem wurde vor Kurzem gezeigt, dass in den zentralen 10 pc des GC Protonen bis zu PeV-Energien beschleunigt werden.

Trotz zahlreicher Beobachtungen liegt die Natur der VHE-Emission immer noch im Dunkeln und es gibt neben Sgr A* weitere mögliche Gegenstücke zu HESS J₁₇₄₅₋₂₉₀, nämlich G_{359.05-0.04} und annihilierende DM. Das Spektrum von HESS J₁₇₄₅₋₂₉₀ wurde von IACTs bisher im Energiebereich von 160 GeV bis >10 TeV vermessen. Die Ausdehnung der spektralen Messung in den Bereich <100 GeV sowie der Vergleich mit Messungen bei anderen Wellenlängen könnten dazu beitragen, die Frage nach dem Ursprung von HESS J₁₇₄₅₋₂₉₀ zu beantworten. Ist die Gammaemission wirklich hadronischen Ursprungs müsste, beispielsweise ein sogenannter *pion bump* bei ~ 70 MeV beobachtet werden.

Das HESS-Experiment, siehe Kapitel 1.2, hat seit seinen Anfängen im Jahr 2003 Beobachtungen der GC-Region durchgeführt. Auch in der HESS II-Ära, die mit der Erweiterung des HESS-Arrays um ein fünftes Teleskop, CT₅, im Jahr 2012 begann, war das GC ein regelmäßiges Ziel von Beobachtungen. Die große Spiegelfläche von CT₅ erhöht die Anzahl der detektierbaren Čerenkov-Photonen und erlaubt damit die Detektion von schwächeren Luftschauern. Dadurch können wiederum niederenergetische primäre Gammastrahlen rekonstruiert werden und die untere Energieschwelle des Detektors sinkt, im GC bis unterhalb von 100 GeV. Dieser Energiebereich war IACTs bisher nicht zugänglich.

Daher wird in diesem Kapitel eine Analyse der GC-Punktquelle HESS J₁₇₄₅₋₂₉₀ mit HESS II vorgestellt. Dieser Analyse wird eine Studie mit HESS I gegenübergestellt, die auf einem im Vergleich zur letzten Studie von HESS J₁₇₄₅₋₂₉₀ (Aharonian, 2009) größeren Datensatz beruht. Dieser wurde bereits von Abramowski u. a. (2016) zur Untersuchung der diffusen Emission im GC verwendet und dort auch benutzt, um ein Spektrum von HESS J₁₇₄₅₋₂₉₀ zu rekonstruieren. Abramowski u. a. (2016) klammern die zentrale Punktquelle in der Diskussion allerdings aus. So ergibt dieses Kapitel ein Bild des aktuellen Verständnisses von HESS J₁₇₄₅₋₂₉₀, das man aus HESS-Daten gewinnen kann.

7.1 ANALYSE

Die HESS II-Daten wurden in 81 *runs* zwischen Mai und Juni 2014 aufgenommen und waren Grundlage für die Studie von Parsons u. a. (2017). Eine frühere Analyse, die auf Daten aus der Zeit vor Mai 2014 beruhte, zeigte systematische Unsicherheiten (Parsons u. a., 2015). Diese sind vermutlich auf einen Gradienten in der Verstärkung (*gain*) der Kamerapixel von CT5 zurückzuführen, der in Rahmen eines Upgrades der Kamera im Mai 2014 behoben wurde (siehe Abbildung 30).

Die gesamte Belichtungszeit der HESS II-Beobachtungen beträgt 34.2 h, CT5 war während aller *runs* aktiv. Der Zenitwinkel, unter dem die Beobachtungen durchgeführt wurden, lag im Bereich von 5° bis 55° , mit einem durchschnittlichen Wert von 20° . Die Daten wurden im *wobble mode* aufgenommen, d.h. die Ausrichtungsposition war zur vermuteten Quellposition versetzt, um die Platzierung von *reflected regions* zu ermöglichen, siehe Kapitel 4. Für den untersuchten Datensatz lag der Abstand im Bereich von 0.3° bis 1.4° , mit einem Durchschnitt von 0.7° .

Primäre Gamma-Photonen wurden durch die Anpassung von simulierten Vorlagen an die aufgenommenen Luftschauerbilder mittels IMPACT (Parsons und Hinton, 2014) rekonstruiert. Die folgende Studie basiert auf einer sogenannten *Mono-Analyse*. Dabei werden ausschließlich Schauerbilder von CT5 in die Rekonstruktion miteinbezogen, um ein optimales Verhalten bei niedrigen Energien (< 150 GeV) zu garantieren.

Bei der Analyse von HESS II-Daten müssen zwei unterschiedliche Arten von Teleskopen kombiniert werden, die ursprünglichen HESS I-Teleskope (CT1 bis CT4) und CT5. Während der Beobachtungen können prinzipiell alle Teleskope einen *trigger* senden, also die Speicherung eines Ereignisses auslösen. Bei niedrigen Energien werden allerdings fast alle Ereignisse ausschließlich von CT5 getriggert. Die Rekonstruktion kann also nur auf Schauerbildern von CT5 aufbauen.

Bei höheren Energien (> 150 GeV) werden die meisten Ereignisse von CT5 und einem weiteren Teleskop getriggert. In diesem Fall kann man entweder weiterhin eine *Mono-Analyse* durchführen, indem man die Information von CT1 bis CT4 ignoriert. Alternativ kann man die Informationen aller Teleskope, die einen *trigger* gesendet haben, in einer sogenannten *Stereo-Analyse* kombinieren. Da die *Stereo-Analyse* aber immer einen *trigger* von mindestens zwei Teleskopen verlangt, können die niederenergetischen Ereignisse, die ausschließlich von CT5 gesehen werden, nicht rekonstruiert werden.

Daher wurde für diese Studie die *Mono-Analyse* gewählt. Der Informationsverlust bei höheren Energien, der mit der *Mono-Analyse* einhergeht, kann in diesem Fall vernachlässigt werden, weil im Energiebereich > 160 GeV ausreichend Daten von hoher Qualität aus der HESS I-Ära vorhanden sind. Natürlich wäre eine Analyse wünschens-

Die hier gezeigte
Mono-Analyse
verwendet nur CT5.

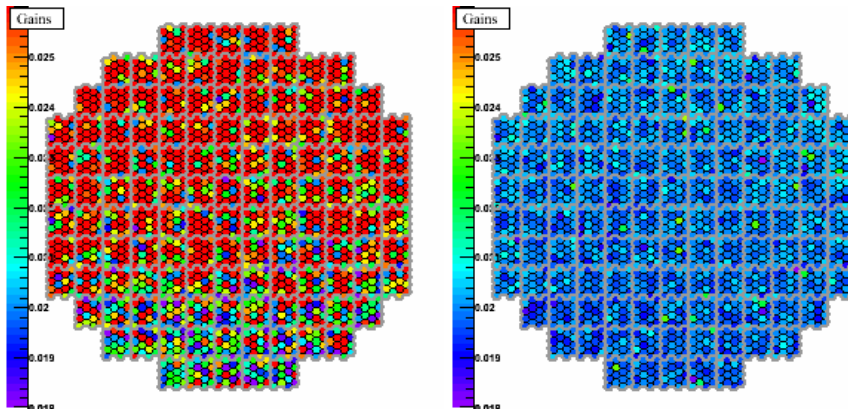


Abbildung 30: *Gain*-Gradient in der Kamera von CT5 vor und nach dem Kamera-Upgrade im Mai 2014. Beobachtungen vor diesem Zeitpunkt sind mit systematischen Unsicherheiten behaftet, die aus der Korrektur des Gradienten entstehen, der hier beispielhaft für *run* 94007 vom April 2014 im linken Panel gezeigt ist. Im rechten Panel ist *run* 95900 vom Juni 2014 gezeigt, der keinen *gain*-Gradienten mehr aufweist.

wert, die beide Arten der Rekonstruktion, also die *Mono*- und *Stereo*-Analyse, verbindet. Eine solche *Combined*-Analyse wird momentan entwickelt (Holler u. a., 2015).

Das Spektrum von HESS J1745-290 wurde durch die Platzierung von *reflected regions* im FoV der Kamera und einer anschließenden Anpassung eines Quellmodells mit der WStat-Statistik extrahiert, wie in Kapitel 4. Die Quellposition wurde aus früheren HESS-Publikationen übernommen (Aharonian, 2009). Als *on*-Region diente ein Kreis mit Radius 0.13° um diese Position.

Um eine Karte des Signalüberschusses zu erstellen, wurde die *ring background*-Methode verwendet (Berge u. a., 2007). Dabei wird in jedem Pixel der Ereigniskarte eine Anzahl von *off*-Ereignissen bestimmt, indem die Ereignisse in einem Ring mit innerem Radius r_i um die Pixelposition summiert werden. Dabei werden Regionen mit bekannter Gammaemission ausgespart. Der Signalüberschuss wird dann mit Gleichung (42) bestimmt, wobei α die unterschiedliche Belichtung der *on*- und *off*-Region berücksichtigt. In regulären HESS-Analysen wird r_i fest gewählt. Im komplexen Regionen wie dem GC kann es allerdings passieren, dass α sehr groß wird, wenn ein Großteil des Ringes mit *exclusion regions* überlappt und daher nicht für die Schätzung der *off*-Ereignisse zur Verfügung steht. Daher wurde in der vorliegenden Studie die *adaptive ring background*-Methode angewendet, die für den HESS Galactic Plane Survey entwickelt wurde (Carrigan u. a., 2012): Der innere Ringradius $r_i = 0.6^\circ$ wurde für $\alpha > 1$ in 0.08° -Schritten erhöht bis $\alpha \leq 1$. Die Breite des Ringes betrug 0.2° .

Morphologie und Spektrum wurden mit einer klassischen IACT-Analyse bestimmt.

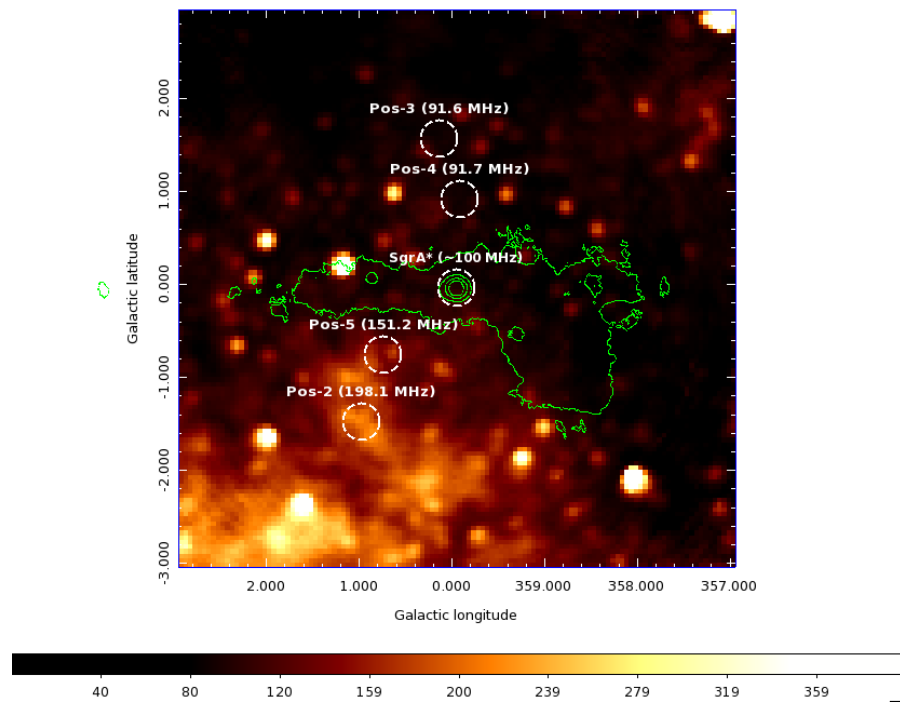


Abbildung 31: NSB-Karte der GC-Region. Die gemessenen Raten schwanken zwischen 100 MHz und 300 MHz und weisen einen starken Gradienten von Südosten nach Nordwesten auf. Die grünen Konturen zeigen das 5σ -Level der HESS I-Messung. Die weißen Kreise zeigen die *off*-Regionen, die genutzt wurden, um den Einfluss des NSB auf die Hintergrundschätzung zu bestimmen, siehe Text. Abbildung von A. Viana, persönliche Kommunikation.

Der NSB in der GC-Region führt zu systematischen Unsicherheiten.

Verschiedene Quellen systematischer Unsicherheiten in HESS II-Analysen wurden von Zaborov u. a. (2015) untersucht. Solche Quellen können die Wechselwirkung der Primärteilchen in der Atmosphäre, die Produktion von Čerenkov-Licht, das Instrument selbst oder die Ereignisrekonstruktion bzw. -selektion sein. Die von Zaborov u. a. (2015) abgeschätzten Unsicherheiten treten größtenteils auch in dieser Analyse auf. Allerdings sind zusätzliche Effekte durch den NSB und die diffuse Emission in der GC-Region zu erwarten.

Befindet sich ein Stern im FoV einer HESS-Kamera kann ein zufälliger *trigger* durch das Sternenlicht ausgelöst werden, was zum sogenannten NSB führt. Besonders in der *Mono*-Analyse können solche NSB-*trigger* fälschlicherweise als Photonen rekonstruiert werden und so unechte Quellen oder Gradienten im FoV generieren. Durch die Struktur der GC-Region bei optischen Wellenlängen, siehe Kapitel 6, variiert der NSB im HESS-FoV relativ stark (100-300 MHz), wie in Abbildung 31 zu sehen ist.

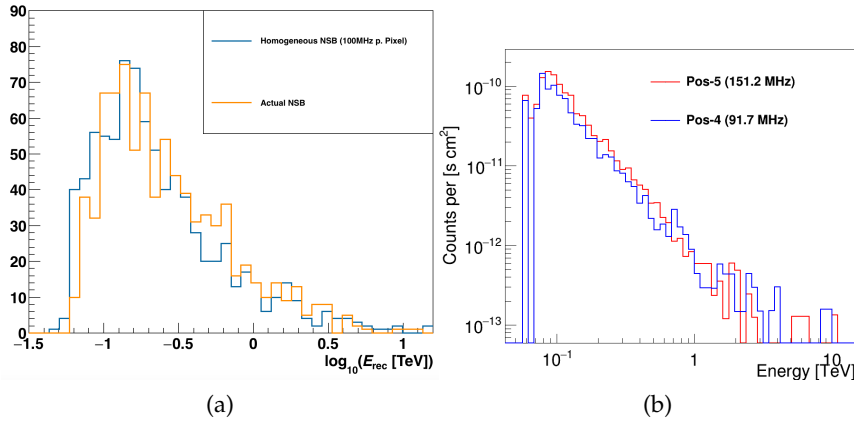


Abbildung 32: Einfluss des NSB auf gemessene *on*- und *off*-Ereignisse im GC: Paneel (a) zeigt in der *on*-Region gemessene Ereignisse für die Standard NSB-Rate in HESS-Simulationen und für den tatsächlich gemessenen Wert. Abbildung von M. Holler, persönliche Kommunikation. In Paneel (b) sind In verschiedenen *off*-Regionen gemessene Ereignisse dargestellt. Die verschiedenen Regionen weisen verschiedene NSB-Raten auf, siehe Abbildung 31. Abbildung von A. Viana, persönliche Kommunikation.

Der Einfluss des NSB auf das Quellspektrum wurde untersucht, indem das Quellspektrum einmal mit dem Standard NSB-Wert von 100 MHz und einmal mit dem tatsächlichen NSB-Wert in der Quellregion simuliert wurde, siehe Abbildung 32a. Die mittlere absolute Differenz der Anzahl von Signalereignissen in den beiden Simulationen ist etwa 25%. Der Einfluss des NSB auf die Hintergrundschätzung wurde untersucht, indem *off*-Spektren aus Regionen extrahiert wurden, die einen vergleichbaren Abstand zum GC haben, aber sehr verschiedene NSB-Raten aufweisen, wie in Abbildung 32b gezeigt. Erneut wurde die mittlere absolute Differenz der Anzahl von detektierten Ereignissen betrachtet, sie lag bei etwa 35%.

Der Einfluss der diffusen Emission wurde abgeschätzt, indem die Größe der *exclusion regions*, die von Hintergrundmessung ausgeschlossen sind, in 0.1° -Schritten variiert wurde. Dies ergab eine systematische Unsicherheit auf den spektralen Index Γ von ± 0.04 und auf den gemessenen Fluss von 10%. Durch quadratische Addition der gemessenen Unsicherheit auf den Fluss ergibt sich eine totale Unsicherheit von 40%, wenn man die von Zaborov u. a. (2015) gemessenen Werte mitberücksichtigt.

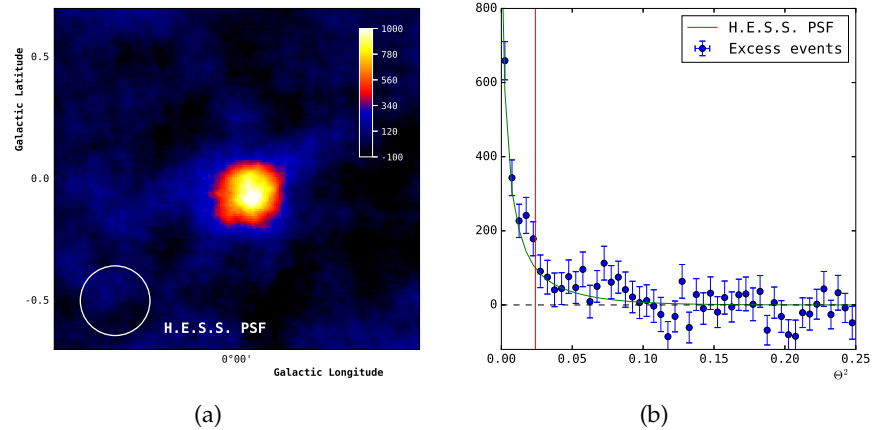


Abbildung 33: Morphologie der GC-Punktquelle in der HESS II-Messung. Sowohl die Karte des Signalüberschusses (a) als auch die θ^2 -Verteilung (b) sind mit einer durch die HESS-PSF verschmierten Punktquelle kompatibel. Die rote Linie in Paneel (b) markiert die Größe der *on*-Region, die in dieser Analyse verwendet wurde.

7.2 ERGEBNISSE

Im Folgenden werden die morphologischen und spektralen Charakteristika von HESS J1745-290 diskutiert, die sich aus der vorgestellten HESS II-Messung ergeben. Eine Karte des gemessenen Signalüberschusses ist in Abbildung 33a gezeigt. Sie ist mit einem Kreis mit Radius 0.1° geglättet, was ungefähr der HESS-PSF entspricht, die ebenfalls in Abbildung 33a zu sehen ist. Eine Punktquellenemission an der nominalen Position von HESS J1745-290 ist deutlich erkennbar.

Abbildung 33b zeigt die Verteilung des gemessenen Signalüberschusses als Funktion des quadratischen Winkelabstandes von der Quellposition, θ^2 , sowie die PSF, also die erwartete Verteilung einer Punktquelle. Die Zunahme von Ereignissen zur Quellposition hin stimmt gut mit der PSF überein. Darüber fällt ein Signal bis etwa 0.1 deg^2 auf, das nicht auf die zentrale Punktquelle zurückgeführt werden kann. Das ist ein Hinweis auf die diffuse Emission, die schon in früheren HESS-Beobachtungen gemessen wurde (siehe Kapitel 6). Die diffuse Emission trägt natürlich auch zu den gemessenen *on*-Ereignissen bei. Ihr Anteil am Signal wurde durch Anpassung einer linearen Funktion an die Verteilung des Signalüberschusses außerhalb der *on*-Region abgeschätzt und beträgt etwa 23%. Die *on*-Region ist in Abbildung 33b durch eine rote Linie angedeutet.

Die für die Spektralanalyse gemessenen *on*- und *off*-Ereignisse sind in Tabelle 4 gezeigt. HESS J1745-290 ist mit einer Signifikanz von fast 17σ im untersuchten HESS II-Datensatz zu sehen. Die untere Energieschwelle dieser Analyse beträgt 91 GeV , liegt also unter der Energieschwelle aller anderen Analysen der Punktquelle im GC.

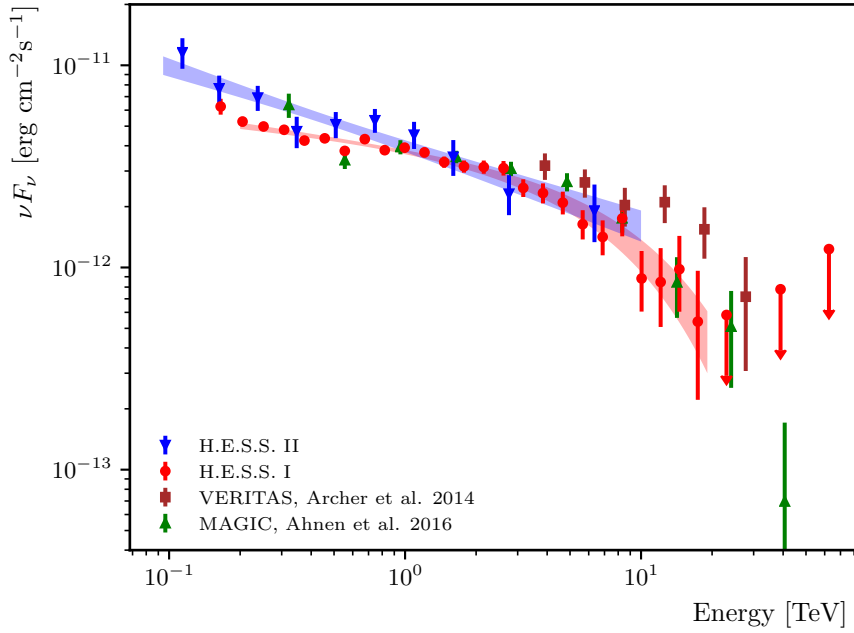


Abbildung 34: Spektrum von HESS J1745-290 gemessen mit HESS II (diese Analyse), HESS I (Abramowski u. a., 2016), MAGIC (Ahnen u. a., 2016) und VERITAS (Archer u. a., 2014). Bereits in der HESS I-Messung ist der *energy threshold* deutlich niedriger in den Analysen anderer erdgebundener Teleskope. Durch HESS II ist zum ersten Mal der Energiebereich unterhalb von 100 GeV für IACTs zugänglich.

Tabelle 4: Quellstatistik von HESS J1745-290 mit HESS II

ON	OFF	alpha	excess	significance
7530	57956	0.105	1437.73	16.83

Als Anpassungsmodell wurde ein PL, Gleichung (31), gewählt, da Modelle mit einer größeren Anzahl von Parametern zu keiner signifikant besseren Anpassung führten. Insbesondere wurde keine Evidenz für ein ECPL gefunden, das in neueren HESS I-Analysen nachgewiesen wurde. Das liegt vermutlich an der relativ kurzen Belichtungszeit der HESS II-Messung sowie der schlechten Sensitivität bei hohen Energien.

Die Anpassung wurde im Energiebereich 0.091-10 TeV durchgeführt und lieferte ein PL mit Parameterschätzern $\Gamma = 2.39 \pm 0.05$ und $\phi_0 = (1.39 \pm 0.07) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ bei $E_0 = 487 \text{ GeV}$. Aus diesen Werten ergibt sich ein differentieller Fluss bei 1 TeV von $\phi_{1 \text{ TeV}} = (2.49 \pm 0.16) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Der integrierter Fluss oberhalb von 1 TeV ist $\phi_{>1 \text{ TeV}} = (1.79 \pm 0.67) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Flusspunkte wurden ermittelt, indem die Normierung des globalen Modells in Energieklassen erneut angepasst wurde. Dabei wur-

den die Energieklassen so gewählt, dass die Quelle in jeder Klasse mit mindestens 3σ zu sehen ist. Der so gemessene Fluss ist in allen Energieklassen mit dem vom globalen Modell vorhergesagten kompatibel, wie in Abbildung 34 zu sehen ist. Die Abbildung zeigt auch Messungen der GC-Punktquelle mit HESS I (Abramowski u. a., 2016), MAGIC (Ahnen u. a., 2016) und VERITAS (Archer u. a., 2014). Alle 4 Spektren stimmen gut miteinander überein.

7.3 SCHLUSSFOLGERUNGEN

Die vorgestellte HESS II-Analyse der GC-Region erweitert den vermessenen Energiebereich des Spektrums von HESS J1745-290 bis unterhalb von 100 GeV. Alle Ergebnisse stimmen mit bisherigen Veröffentlichungen von HESS aber auch anderer IACTs überein. Die Vergrößerung des Energiebereiches in eine Domäne, die auch satellitengebundenen Teleskopen wie dem LAT zugänglich ist, ist ein Beitrag zum besseren Verständnis der GC-Punktquelle.

Wie bereits in Kapitel 6.3 besprochen, kann letztendlich nur eine Modellierung der Emission über einen größeren Energiebereich mit verschiedenen Teleskopen die Frage nach der Natur von HESS J1745-290 abschließend beantworten. Ein erster Schritt in diese Richtung ist der Vergleich der HESS-Messungen mit HE-Analysen mit dem LAT. Diskussionen in dieser Richtung finden sich beispielsweise bei Chernyakova u. a. (2011) oder Malyshev u. a. (2015). Ein neuer, interessanter Aspekt der vorliegenden Analyse ist, dass es zum ersten Mal unabhängige Messungen mit verschiedenen Instrumenten im selben Energiebereich, nämlich 90-300 GeV, gibt.

Quellverschmelzung
erschwert den
Vergleich von HESS-
und Fermi-Daten

Problematisch beim Vergleich von HESS- und LAT-Daten sind die grundsätzlich unterschiedlichen Analysemethoden, die in der Regel angewendet werden. Eine klassische IACT-Analyse mit *aperture photometry* auf der HESS-Seite steht einer 3D-Modellierung der ROI auf der Fermi-Seite gegenüber. Besonders die unterschiedlichen PSFs von HESS und dem LAT führen dazu, dass es schwierig ist gemessene Emission einer bestimmten Quelle zuzuordnen bzw. sicherzustellen, dass zwei zu vergleichende Messungen überhaupt die gleiche Emission abgebildet haben. Abbildung 35 zeigt HESS J1745-290 neben einer Reihe von beschriebenen Fermi-Quellen sowie typischen Auflösungs-skalen von HESS und Fermi und illustriert dieses Problem.

Bereits die HESS I- und HESS II-Messungen haben eine unterschiedlich große *on*-Region. Das liegt daran, dass die Größe der *on*-Region aus der PSF ermittelt wird, um einen festen Anteil (*containment fraction*) einer Punktquellenemission einzufangen. Außerdem verdeutlicht Abbildung 35 die Energieabhängigkeit der Fermi-PSF. Während der 68% *containment radius* bei 5 GeV noch etwa 0.3° beträgt, liegt er bei 100 GeV nur noch bei 0.1° und ist daher mit der HESS-PSF vergleichbar. Diese Verbreiterung der PSF bei niedrigeren Energien in Kom-

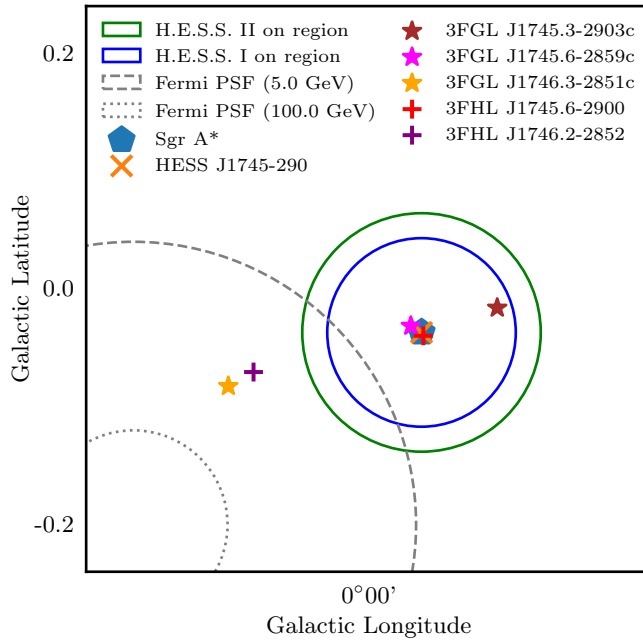


Abbildung 35: Schematischer Überblick der zentralen pc. Neben der *on*-Region der vorliegenden HESS II-Analyse ist auch die *on*-Region der HESS I-Analyse (Abramowski u. a., 2016) gezeigt. Zum Vergleich ist die LAT-PSF bei 5 GeV und 100 GeV abgebildet. Außerdem ist die Position von Sgr A*, von HESS J1745-290 sowie aller Fermi-Quellen aus dem 3FHL und dem 3FGL eingezeichnet, um das Problem von *source confusion* zu illustrieren.

bination mit der Komplexität der GC-Region führt möglicherweise zu Quellverschmelzung (*source confusion*). Eine vermeintliche Quelle ist eigentlich die Überlagerung mehrerer benachbarter Punktquellen bzw. nicht modellierter diffuser Emission.

Ein direkter Vergleich der Fermi- und HESS-Daten oberhalb von 10 GeV vermeidet diese Probleme. Daher sind im 3FHL, der nur Quellen oberhalb von 10 GeV enthält, auch nur zwei Quellen im GC verzeichnet: 3FHL J1746.2-2852 und 3FHL J1745.6-2900, von denen letztere wahrscheinlich mit HESS J1745-290 übereinstimmt. Im 3FGL sind es bereits drei Quellen: 3FGL J1745.3-2903c, 3FGL J1746.3-2851c und 3FGL J1745.6-2859c, die mit HESS J1745-290 assoziiert sind. Dennoch ist es wahrscheinlich, dass auch 3FGL J1746.3-2851c zur von HESS gemessenen Emission beiträgt.

Eine aus HESS I-, HESS II- und einigen LAT-Messungen zusammengestellte SED ist in Abbildung 36 gezeigt. Außerdem sind in der Abbildung einige der Modelle dargestellt, die bereits in Kapitel 6.3 diskutiert wurden: Die leptonen Szenarien von Hinton und Aharonian (2007), Kusunose und Takahara (2012) und Malyshev u. a. (2015), die hadronischen Szenarien von Chernyakova u. a. (2011) und Linden u. a. (2012) sowie das Hybridmodell von Guo u. a.

(2013). Die meisten dieser Modelle wurden an HESS I-Datenpunkte angepasst, sodass die gute Übereinstimmung im TeV-Bereich nicht überraschend ist. Daher haben die Datenpunkte von HESS II und Fermi bei einigen 100 GeV im Rahmen dieser Studie die größte Unterscheidungskraft.

*Leptonische Modelle
können die Emission
nicht mit einem Satz
Modellparameter
erklären*

Wie bereits von Chernyakova u. a. (2011) beobachtet, steht das ausgeprägte Maximum der Synchrotron-Komponente des Modells von Hinton und Aharonian (2007) und der rasche Abfall hin zu kleineren Energien im Widerspruch zu der von Fermi gemessenen Emission bei HE. Das lässt mehrere Schlussfolgerungen zu: Entweder ist die HE-Emission von einer anderen Quelle bzw. in einer anderen Emissionsregion verursacht, wie im Modell von Kusunose und Takahara (2012), oder den beiden Komponenten der SED liegen unterschiedliche Elektronenpopulationen zu Grunde, wie im Modell von Malyshev u. a. (2015). Letzteres Modell wurde an die Fermi-Datenpunkte aus derselben Studie angepasst, sodass die gute Übereinstimmung erneut nicht überrascht. Allerdings steht das Modell im Widerspruch zu den Datenpunkten bei 100 GeV, die aus dem 3FHL und dieser Studie entnommen wurden. Das spricht dafür, dass die von Malyshev u. a. (2015) gemessene Emission einer Überlagerung mehrerer Quellen, etwa 3FGL J1745.3-2903c und 3FGL J1745.6-2859c geschuldet ist. Dann wäre die Interpretation von Hinton und Aharonian (2007) nicht mehr ausgeschlossen.

Unabhängig von der vorliegenden Analyse müssen alle leptonischen Modelle die multi-TeV Gammastrahlen erklären, die Abramowski u. a. (2016) in der diffusen Emission im GC entdeckt haben. Die Tatsache, dass dafür > 100 TeV-Elektronen nötig sind, die trotz starker Strahlungsverluste in der GC-Region über Distanzen von einigen 10 pc propagieren und dann das beobachtete harte Gammaskpektrum erzeugen, zieht rein leptonische Modelle für HESS J1745-290 in Zweifel.

*Die HESS II-
Messung schließt
hadronische Modelle
nicht aus.*

Den gezeigten hadronischen Modellen ist gemein, dass das Spektrum von HESS J1745-290 durch Protonen erklärt wird, die bis zu 5 pc vom GC weg diffundieren. Sie unterscheiden sich, wie bereits in Kapitel 6.3 erwähnt, durch die verwendeten Parameter (Dichteprofil des Gases in der Umgebung, Art der Diffusion, Protoneninjektionshistorie). Chernyakova u. a. (2011) postulieren eine 10 y dauernde *flare*-artige Injektion vor 300 y, die 6×10^{50} erg in Protonen freigelassen hat, plus eine konstante Komponente, die vor 1×10^4 y begann und 1.9×10^{39} erg s⁻¹ in Protonen mit einem ECPL-Spektrum ($\Gamma = 2$, $E_{\text{cut}} = 100$ TeV) emittiert (wie der von HESS gemessene *cutoff* nahelegt). Dieses Modell steht mit den HESS II- sowie den 3FHL-Datenpunkten im Einklang.

Der *pion bump*, der in alle hadronischen Modellen bei ~ 100 MeV auftritt, liegt außerhalb des Energiebereichs, der hier betrachtet wurde. Nur eine Analyse in diesem Energiebereich, wie die von Malys-

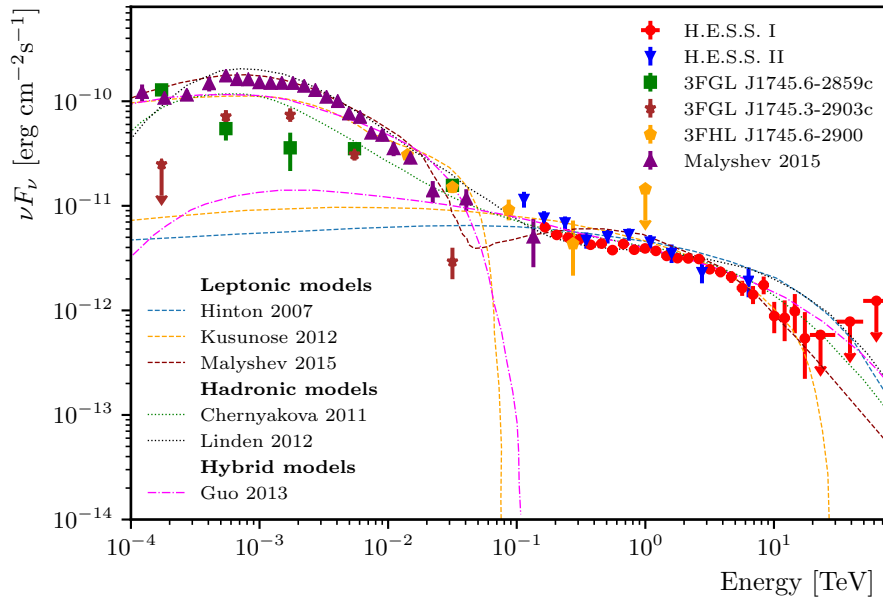


Abbildung 36: SED von HESS J1745-290 bei GeV- bis TeV-Energien. Gezeigt sind die unter anderem in dieser Arbeit gemessenen HESS-Spektren sowie Fermi-Messungen von Malyshev u. a. (2015) und aus den 3FHL- bzw. 3FHL-Katalogen. Diese sind einer repräsentativen Auswahl von leptonischen und hadronischen Modellen des Emissionsmechanismus gegenübergestellt.

hev u. a. (2015), kann hadronische Modelle endgültig ausschließen. Ein Hinweis für hadronische Interaktion ist die Detektion von fünf Neutrinos aus dem GC mit IceCube (Aartsen u. a., 2013; Supanitsky, 2014).

Abbildung 36 sowie die Diskussionen in diesem Kapitel sowie in Kapitel 6.3 geben ein repräsentatives Bild des momentanen Verständnisses von HESS J1745-290. Um darüber hinaus weitere Erkenntnisse, zu gewinnen sind folgende Schritte denkbar:

Die HESS II-Messung kann erheblich mehr darüber aussagen, ob das Spektrum von HESS J1745-290 bei einigen 10 GeV steiler wird, wenn der *energy threshold* weiter nach unten verschoben werden kann. Dazu ist ein detailliertes Verständnis der HESS II-IRFs nötig. Vor allem die zur Detektorschwelle hin größer werdende Verzerrung in der Energieauflösung muss durch systematische Studien besser verstanden werden. Die offenen Datenformate, die in Anhang A diskutiert werden, können solche Studien erheblich vereinfachen.

Auch dann bleibt allerdings fraglich, ob eine klassische IACT-Analyse weitere Aufschlüsse über die Vorgänge im GC geben kann. Eine 3D *cube*-Analyse, die spektrale und morphologische Informationen in einer Likelihood-Anpassung kombiniert, hat das Potential, Strukturen aufzulösen, die kleiner sind als die PSF. Zudem wären dann die HESS-Messungen direkt mit den Ergebnissen von Fermi vergleichbar

und könnten sogar in einer kombinierten Anpassung gemeinsam analysiert werden. Dadurch würde das Problem behoben werden, dass nie ganz klar ist, ob die gleiche Emission untersucht wurde. Im GC stellt sich allerdings das Problem, dass die komplexe Emission modelliert werden muss. Wie Abdalla u. a. (2017a) in ihrer 2D-Morphologie-Analyse gezeigt haben, ist dies aber keinesfalls unmöglich.

Trotz Verbesserungen in der Analysetechnik wird die aktuelle Generation von IACTs immer durch die relativ schlechte Winkel- und Energieauflösung sowie ihre Sensitivität limitiert sein. Mit CTA wird im Energiebereich von 10 GeV bis jenseits von 100 TeV eine um eine Größenordnung bessere Sensitivität verfügbar sein. Darüber hinaus wird CTA oberhalb von 1 TeV eine Winkelauflösung von 0.03° haben (Bernlöhr u. a., 2013). Dadurch wird es möglich sein, die VHE-Emission bis auf wenige Bogensekunden zu lokalisieren. Außerdem kann die Frage geklärt werden, ob es sich bei HESS J1745-290 wirklich um eine Punktquelle handelt oder ob eine mit dem Gas in der Umgebung korrelierte Morphologie sichtbar wird.

Der GC-Halo eignet sich besonders für die indirekte Suche nach DM, weil dort die DM-Dichte und damit der J-Faktor relativ groß ist, der astrophysikalische Hintergrund der zentralen pc aber keine Rolle mehr spielt (siehe auch Kapitel 3.2 und 6.4). Dementsprechend gibt es aktuelle Messungen der UL für den geschwindigkeitsgemittelten Wirkungsquerschnitt der Annihilation von DM $\langle\sigma v\rangle$, sowohl in der VHE- (Abdallah u. a., 2016; Abramowski, 2011b) als auch in der HE-Gammaastronomie (Ackermann u. a., 2017).

Eine Möglichkeit, die aktuellen ULs zu verbessern, ist die Kombination der Daten von verschiedenen Experimenten in einer gemeinsamen ML-Anpassung, wie in Anhang B näher erläutert. Für die indirekte DM-Suche haben Ahnen u. a. (2016) dieses Verfahren erstmals angewendet, indem sie aus der kombinierten Analyse von MAGIC- und Fermi-LAT- Daten zwischen 500 MeV und 10 TeV ULs auf DM-Annihilation in dSphs abgeleitet haben. Für einige DM-Massen erzielten sie damit eine Verbesserung um einen Faktor 2 im Vergleich zu früheren Messungen.

In diesem Kapitel wird die Methode von Ahnen u. a. (2016) auf das GC übertragen und eine kombinierte DM-Suche mit HESS- und LAT-Daten durchgeführt. Ein wesentlicher Unterschied besteht in der Behandlung der LAT-Daten: Ahnen u. a. (2016) konnten auf archivierte klassenweise Likelihood-Profile¹ zurückgreifen (Ackermann u. a., 2014a). Diese klassenweisen Likelihood-Profile werden generiert, indem man die Likelihood für feste Werte des integrierten Energieflusses einer vermessenen Quelle oder Himmelsregion in bestimmten Energieintervallen tabelliert. Ein Quellmodell, z. B. ein DM-Annihilationsspektrum, kann dann an die Daten angepasst werden, indem man den integralen Fluss in einer bestimmten Energieklasse berechnet und die entsprechende Likelihood aus dem tabellierten Profil abliest.

Da solche klassenweisen Likelihood-Profile für den GC-Halo nicht verfügbar sind, wurden die Fermi-Daten in der vorliegenden Studie erneut analysiert. Dabei wurde eine klassische IACT-Analyse durchgeführt, die sich am Vorgehen von Abdallah u. a. (2016) orientiert: Die spektrale und morphologische Form des DM-Annihilationssignales wurde berücksichtigt, indem konzentrische Ringe als *on*-Regionen um das GC gelegt wurden. Die Analysemethode wird im Folgenden näher erläutert.

¹ https://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io/en/latest/spectra/binning/binning_binned_likelihoods/index.html

8.1 ANALYSE

Die Wahl einer geeigneten ROI innerhalb des GC-Halo, der im Gegensatz zu den (in Gammastrahlung) punktförmigen dSphs eine vergleichsweise große Ausdehnung hat, ist der erste Schritt jeder DM-Suche in dieser Region. Dabei muss vor allem der astrophysikalische Hintergrund berücksichtigt werden, mit dem ein potenzielles DM-Signal kontaminiert ist. In der VHE-Gammaastronomie werden Regionen, in denen ein starker Hintergrund erwartet wird, typischerweise von der Analyse ausgenommen, während in der HE-Gammaastronomie versucht wird, die einzelnen Emissionskomponenten zu modellieren.

Für IACT-Analysen reicht es bisher aus, die zentralen 10 pc und damit die Emission von HESS J1745-290 auszusparen. Die diffuse Emission und großskalige Phänomene wie die Fermi-Blasen spielen durch das kleine FoV der aktuellen Generation von IACTs und die Art und Weise, wie der CR-Hintergrund unterdrückt wird (siehe Kapitel 4), keine große Rolle. Für die vorliegende Analyse wurde die ROI gewählt, die auch schon von Abdallah u. a. (2016) und Abramowski (2011b) untersucht wurde, also das zentrale 1° um das GC mit einer 0.6° breiten Aussparung entlang der Galaktischen Ebene.

Die Fermi-Daten
sollen die
HESS-ULs
verbessern.

In HE-Analysen muss zusätzlich die ausgedehntere diffuse Emission und die großskalige Emission der Fermi-Blasen berücksichtigt bzw. modelliert werden. In der vorliegenden Analyse wurde jedoch die gleiche ROI verwendet wie in der VHE-Analyse. Die Ergebnisse sind daher nur bedingt mit denen von Ackermann u. a. (2017) zu vergleichen, die ein Modell der verschiedenen Emissionskomponenten im GC erstellt und eine Anpassung am ganzen Himmel durchgeführt haben.

Die vorliegende Analyse dient vielmehr zur Klärung der Frage, inwieweit die Berücksichtigung von Fermi-Daten zu einer Verbesserung der bisher gemessenen HESS-ULs beitragen kann. Daher wurden auch nur Fermi-Daten oberhalb von 10 GeV berücksichtigt. In diesem Energiebereich ist die PSF des LAT mit der von HESS vergleichbar und die systematischen Effekte, die von der Anwendung einer IACT-Analyse auf Fermi-Daten herrühren, sollten weniger stark ins Gewicht fallen.

Der HESS-Datensatz entspricht dem in Abdallah u. a. (2016) verwendeten. Er umfasst 588 Einzelbeobachtungen (*runs*), die zusammen eine Beobachtungszeit von 253 h ergeben. Die Daten wurden zwischen 2004 und 2014 mit den vier HESS I-Teleskopen aufgenommen. Der mittlere radiale Abstand der Ausrichtungspositionen zum GC betrug 1.3° , der mittlere Zenitwinkel während der Beobachtungen lag bei 20° . Des Weiteren wurden die HESS-Standardqualitätskriterien angewendet (Aharonian u. a., 2006).

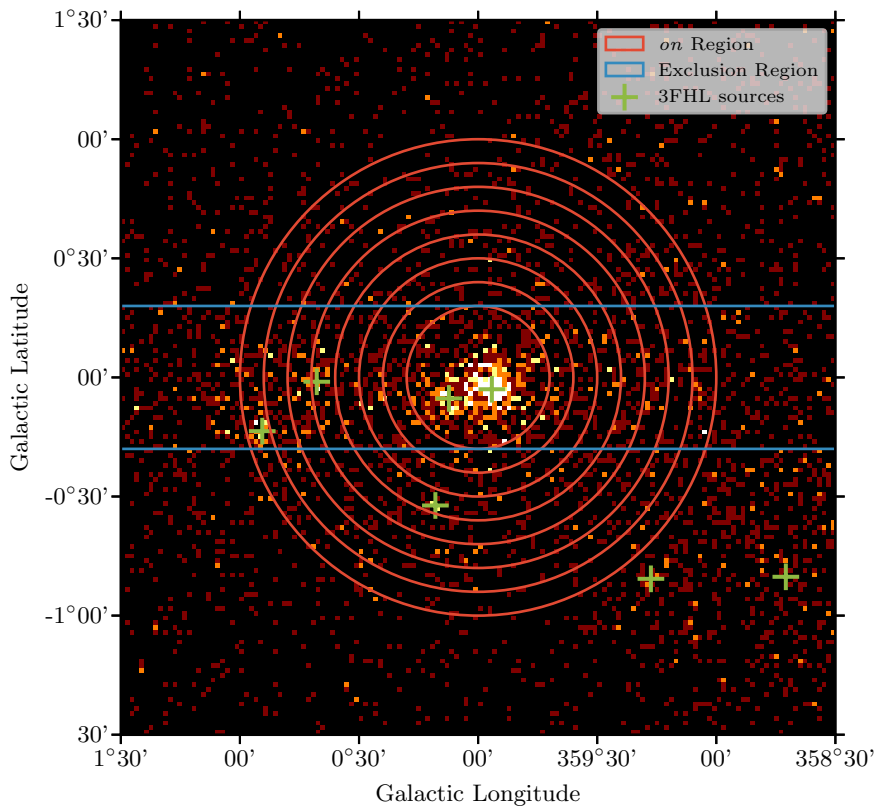


Abbildung 37: Fermi-Ereigniskarte mit den 7 ringförmigen *on*-Regionen, die in dieser Analyse verwendet wurden. Die Galaktische Ebene sowie ein 0.3° großer Kreis um die gezeigten 3FHL-Quellen wurden von der Analyse ausgenommen.

Die Daten wurden in das FITS-Format exportiert, um eine kombinierte Analyse der HESS- und Fermi-Daten mit Gammapy zu ermöglichen, siehe Anhang. Die für die vorliegende Analyse verwendeten Daten stammen aus der HESS-internen FITS-Prod3².

Für die Fermi-Analyse wurden 84 Monate Pass8-Daten mit Hilfe der Fermi *science tools*³ extrahiert. Die von den Fermi *science tools* produzierten FITS-Daten können direkt mit Gammapy verarbeitet werden. Die *exposure* des LAT wurde mit Hilfe von *gtexpcube* und die PSF mit *gtpsf* extrahiert. Die Energieauflösung wurde als ideal angenommen, siehe Gleichung (39).

Um die morphologische Charakteristik eines potentiellen DM-Signals auszunutzen, wurde die ROI in 7 Ringe um das GC mit einer Breite von 0.1° und inneren Radii zwischen 0.3° und 0.9° zerlegt. Alle ROIs sind in Abbildung 37 gezeigt.

² <https://hess-confluence.desy.de/confluence/display/HESS/HESS+FITS+data#HESSFITSdata-Prod03>

³ <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/overview.html>

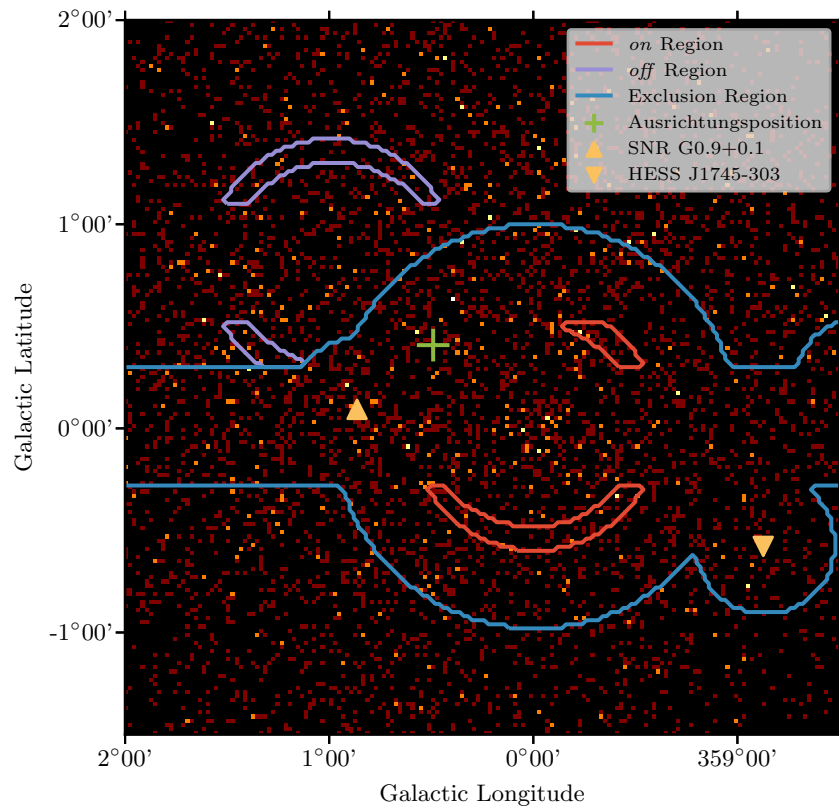


Abbildung 38: Hintergrundmessung mit HESS. Der Hintergrund wird für jede Beobachtung in einer *off*-Region im FoV der Kamera bestimmt, wie hier beispielhaft für *run 20193* und die *on*-Region mit innerem Radius 0.6° illustriert. Die Ausrichtungsposition liegt bei $(0.5^\circ, 0.4^\circ)$ in galaktischen Koordinaten. Regionen, die von der Analyse ausgenommen wurden, sind blau markiert.

Bei der Extraktion von *on*-Ereignissen wurden bekannte Gammaquellen ausgespart, die für die HESS-Analyse aus *gamma-cat*⁴, einem offenen Katalog von TeV-Quellen, und für die Fermi-Analyse aus dem 3FHL übernommen wurden. Die *on*-Ereignisse wurden dann für die HESS- (Fermi-) Analyse in 48 (4) äquidistant logarithmische Energieklassen im Bereich 0.16-10 TeV (10-100 GeV) eingeteilt (siehe auch Abbildung 39).

Der Hintergrund in jeder ROI wurde für die Fermi-Daten aus dem galaktischen diffusen Modell (Acero u. a., 2016) bestimmt. Um den Problemen des Modells in der GC-Region (siehe Ackermann u. a., 2012a, und Kaptiel 6) Rechnung zu tragen, wurde es in jedem Energieband an die gemessenen Ereignisse in einem $10^\circ \times 10^\circ$ großen Fenster exklusive der Galaktischen Ebene und 3FHL-Quellen angepasst.

⁴ <https://gamma-cat.readthedocs.io/>

Dann wurde die Anzahl von Hintergrundereignissen in jeder ROI durch Integration des skalierten Modells bestimmt.

Da es für den CR-Hintergrund, der die HESS-Daten dominiert, kein analytisches Modell gibt, wurde der Hintergrund in jeder ROI in einer *off*-Region bestimmt (siehe Kapitel 4). Diese wurde für jede Beobachtung platziert, wie in Abbildung 38 gezeigt: Die *on*-Region wurde an der Ausrichtungsposition des Teleskops reflektiert, wobei Regionen, in denen ein astrophysikalischer Hintergrund erwartet wird, sowohl von der *on*- als auch von der *off*-Messung ausgeschlossen wurden. Lag die Ausrichtungsposition innerhalb der *on*-Region, wurde die Überschneidung von *on*- und *off*-Region ebenfalls ausgeschlossen. Auf diese Weise ist sichergestellt, dass die *on*- und *off*-Region exakt gleich groß sind. Das ist ein Spezialfall der *reflected regions*-Methode (siehe Kapitel 4) für den per Konstruktion $\alpha = 1$. Die *on*- und *off*-Ereignisse wurden dann über alle Beobachtungen summiert und die IRFs gemittelt, wie in Kapitel 5.3 beschrieben.

Sollte es tatsächlich ein Signal durch DM-Annihilation im GC-Halo geben, würde dies natürlich auch in den *off*-Regionen gemessen werden und den Signalüberschuss in der *on*-Region reduzieren. Dadurch, dass die *off*-Regionen weiter vom GC entfernt platziert werden als die *on*-Regionen, ist aber dennoch ein unterschiedlich starkes Signal zu erwarten, wenn man von einem spitz zulaufenden DM-Profil ausgeht, wie etwa dem NFW- oder dem Einasto-Profil. Daher wurden auch nur diese Profile in der vorliegenden Analyse berücksichtigt.

Als Likelihood-Funktion zur Anpassung eines DM-Signals dient eine modifizierte Version von Gleichung (53), bei der nicht nur das Produkt über die m Energieklassen, sondern zusätzlich über die n ROIs beachtet werden muss. Außerdem wird die *off*-Messung direkt als Schätzwert für den Hintergrund in der *on*-Region verwendet und nicht separat angepasst, $\mu_{\text{bkg}} = n_{\text{off}}$. Das entspricht Gleichung (3) in Abdallah u. a. (2016) bzw. der WStat-Statistik, Gleichung (56), ohne den *off*-Term:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \left(\mu_{\text{sig}}^{(1,1)} \dots \mu_{\text{sig}}^{(m,n)} \mid n_{\text{on}}^{(1,1)} \dots n_{\text{on}}^{(m,n)} \right) \\ = \prod_{j=1, k=1}^{m,n} \frac{\left(\mu_{\text{sig}}^{(j,k)} + \mu_{\text{bkg}}^{(j,k)} \right)^{n_{\text{on}}^{(j,k)}}}{n_{\text{on}}^{(j,k)}!} \cdot \exp \left(-\mu_{\text{sig}}^{(j,k)} - \mu_{\text{bkg}}^{(j,k)} \right). \end{aligned} \quad (79)$$

Für die kombinierte Analyse muss zusätzlich das Produkt über die beteiligten Experimente berücksichtigt werden,

$$\mathcal{L}_{\text{komb}} = \prod_l \mathcal{L}_l \quad \text{für } l \in \{\text{HESS}, \text{Fermi}\}. \quad (80)$$

Auf diese Weise könnten auch noch weitere Experimente in eine DM-Suche miteinbezogen werden.

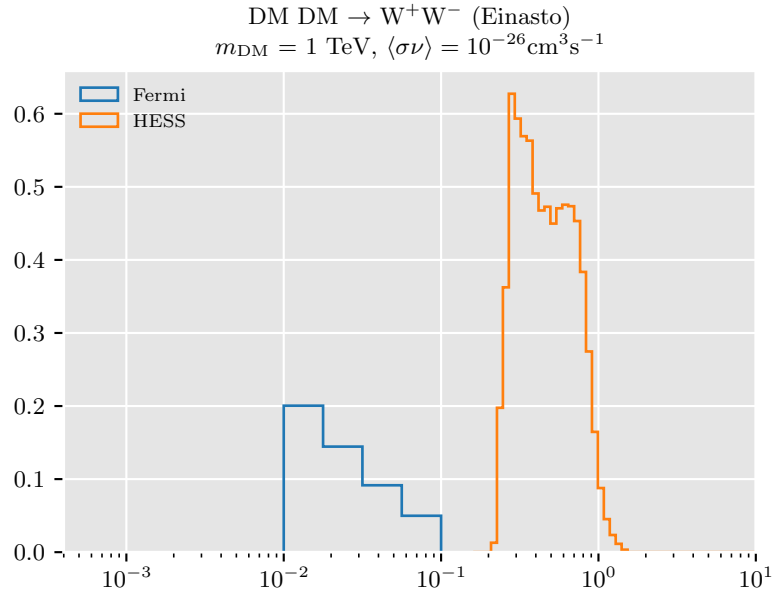


Abbildung 39: Vorhergesagte Ereignisse aus der Annihilation von zwei DM-Teilchen mit $m_{\text{DM}} = 1 \text{ TeV}$ in W-Bosonen unter der Annahme $\langle\sigma\nu\rangle = 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, die man mit dem LAT und HESS messen würde.

Eine Anpassungsstatistik wird aus Gleichung (79) mit Hilfe des Likelihood-Quotienten

$$\text{TS} = -2 \log \left[\frac{\mathcal{L} \left(\mu_{\text{sig}}^{(k,j)} = \mu_{\text{DM}}^{(k,j)} + \mu_{\text{bkg}}^{(k,j)} \right)}{\mathcal{L} \left(\mu_{\text{sig}}^{(k,j)} = \mu_{\text{DM}}^{(k,j)} \right)} \right] \quad (81)$$

konstruiert. Das entspricht einem Hypothesentest für die Existenz eines DM-Signals, wobei $\langle\sigma\nu\rangle$, für die $\text{TS} > 2.71$, bei einem Konfidenzniveau von 95% ausgeschlossen sind. Andere Autoren (z.B. Ahnen u. a., 2016) berechnen TS auch relativ zum absoluten Maximum der Likelihood-Funktion.

Die Anzahl von im Detektor erwarteten DM-Ereignissen, μ_{DM} , wird durch Faltung der vorhergesagten DM-Ereignisse mit den HESS- bzw. LAT-IRFs gemäß Gleichung (34) berechnet. Die Anzahl der vorhergesagten DM-Ereignisse erhält man mit Gleichung (26). Die primären Gammaspektren $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$ werden berechnet wie in Kapitel 3.2 beschrieben. Für jeden betrachteten Annihilationskanal wird eine *branching ratio* von 100% angenommen. Abbildung 39 zeigt beispielhaft die erwarteten DM-Ereignisse für die Annihilation von DM-Teilchen mit $m_{\text{DM}} = 1 \text{ TeV}$ in W-Bosonen unter der Annahme $\langle\sigma\nu\rangle = 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

Die J-Faktoren für die *on*-Regionen dieser Analyse wurden von Abdallah u. a. (2016) übernommen⁵.

⁵ <https://journals.aps.org/prl/supplemental/10.1103/PhysRevLett.117.111301/supplement.pdf>

8.2 ERGEBNISSE

Die gemessenen *on*- und *off*-Ereignisse für HESS und Fermi sind in Tabelle 5 zusammengefasst. In den HESS-Daten ist kein signifikantes Signal zu finden, wie bereits von Abdallah u. a. (2016) berichtet. Das höchste Signifikanzniveau wird in Region 5 mit 2.5σ erreicht, in allen Regionen zusammen werden 3σ gemessen⁶. Daher wurden ULs bei einem Konfidenzniveau von 95% für DM-Massen zwischen 200 GeV und 50 TeV und einer Annihilation in Eichbosonen (W^+W^-) und Leptonen ($\tau^+\tau^-$) berechnet. Abbildung 40 zeigt sowohl diese ULs als auch die von Abdallah u. a. (2016) und den thermischen Wechselwirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle_{\text{thermal}}$ (siehe Gleichung (25)).

Außerdem sind erwartete ULs gezeigt, die in dieser Analyse unter der Annahme, dass kein DM-Signal vorhanden ist, bestimmt wurden. Dazu wurden 10000 Paare von *on*- und *off*-Daten durch Poisson-Fluktuation der gemessenen *off*-Daten simuliert. Die erwarteten ULs sind mit den ULs von Abdallah u. a. (2016) kompatibel. Die in dieser Studie gemessenen sind etwas schwächer, besonders oberhalb von $m_{\text{DM}} = 1 \text{ TeV}$. Dies ist durch den schwachen aber positiven Signalüberschuss zu erklären, der in dieser Analyse gefunden wurde.

In den LAT-Daten wurde insgesamt ein Signalüberschuss von 15.3 Ereignissen gemessen, was 0.5σ entspricht. Daher wurden ULs in denselben Annihilationskanälen wie in der HESS-Analyse im kinematisch erlaubten Energiebereich zwischen 20 GeV und 10 TeV berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 41 dargestellt. Außerdem sind in Abbildung 41 ULs gezeigt, die von Ackermann u. a. (2017) im GC bzw. von Ackermann u. a. (2015) in dSphs gemessen wurden.

Die ULs aus dieser Studie sind am niedrigsten für $m_{\text{DM}} \approx 100 \text{ GeV}$ und werden unterhalb davon schlechter, was darauf zurückzuführen ist, dass nur Ereignisse oberhalb von 10 GeV in die Studie miteinbezogen wurden. Allerdings liegt die UL-Kurve insgesamt bis zu einer Größenordnung unter der von Ackermann u. a. (2017). Auch wenn man die grundsätzlich verschiedenen Analysemethoden der beiden Studien in Betracht zieht, erscheint ein so großer Unterschied unwahrscheinlich.

Der Grund dafür ist vermutlich, dass in den beiden oberen Energieklassen (31.6-56.2 GeV bzw. 56.2-100 GeV) in fast allen Regionen ein negativer Signalüberschuss gemessen wurde, siehe Abbildung 42. Das führt zu einem deutlich niedrigeren UL im m_{DM} -Energiebereich, in dem diese Energieklassen eine Rolle spielen, wie in Abbildung 44 gezeigt. Das ist z.B. im unteren Paneel von Abbildung 41 oberhalb von 56.2 GeV zu beobachten.

⁶ Dies entspricht zwar keiner Entdeckung, dennoch ist der Wert deutlich höher als der von Abdallah u. a. (2016) gemessene, siehe <https://hess-confluence.desy.de/confluence/display/HESS/Analysis+Summary+Page%3A+DM+Search+in+the+Inner+Galactic+Halo> (HESS intern).

Tabelle 5: Gemessene *on*- und *off*-Ereignisse in den 7 ROIs. Die ersten beiden Spalten geben den inneren bzw. äußeren Radius der ringförmigen Regionen an. Die *off*-Ereignisse wurden für HESS mit Hilfe von reflektierten *off*-Regionen und für Fermi aus dem galaktischen diffusen Modell bestimmt. Der Ereignisüberschuss ist $n_e = n_{\text{on}} - n_{\text{off}}$. Die Signifikanz dieses Überschusses wurde mit Gleichung (43) berechnet.

	Region		Fermi					HESS				
	Inner radius	Outer radius	n_{on}	μbkg	n_e	σ	n_{on}	μbkg	n_e	σ		
1	0.3	0.4	16	18.7	-2.7	-0.5	2398	2402	-4	-0.1		
2	0.4	0.5	48	44.4	3.6	0.4	9148	9301	-153	-1.1		
3	0.5	0.6	70	63.2	6.8	0.6	20460	20185	275	1.4		
4	0.6	0.7	85	83.0	2.0	0.2	31139	30785	354	1.4		
5	0.7	0.8	95	98.9	-3.9	-0.3	34605	33987	618	2.4		
6	0.8	0.9	129	113.3	15.7	1.0	38362	37980	382	1.4		
7	0.9	1.0	114	120.2	-6.2	-0.4	37606	37337	269	1.0		
Total			557	541.7	15.3	0.5	173718	171977	1741	3.0		

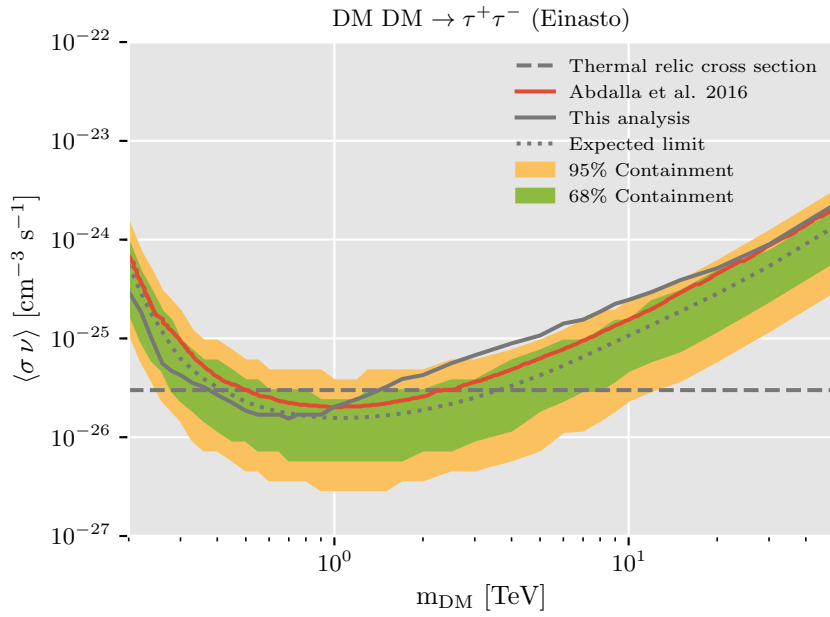
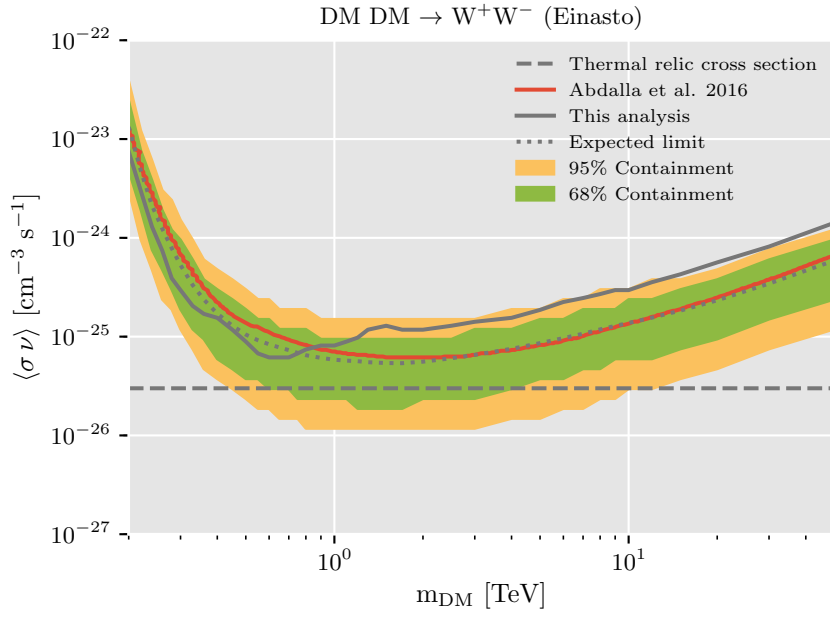


Abbildung 40: HESS-ULs für den geschwindigkeitsgemittelten Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ von DM-Annihilation im W^+W^- -Kanal (a) und $\tau^+\tau^-$ -Kanal (b) bei einem Konfidenzniveau von 95%. Als DM-Profil wurde die Parametrisierung von Einasto, Gleichung (17), angenommen. Die erwarteten ULs wurden aus 10000 Poisson-Realisierungen des gemessenen Hintergrunds generiert.

In der Analyse von Ackermann u. a. (2017) wurde der gesamte Fermi-Energiebereich, oberhalb von 20 MeV in der Analyse berücksichtigt und außerdem der galaktische diffuse Hintergrund sorgfältiger modelliert.

Trotz der offenkundigen Probleme mit den gemessenen Daten werden im Folgenden die Ergebnisse der kombinierten Analyse gezeigt, um abzuschätzen, wie sich die HESS-ULs unter Einbeziehung der Fermi-Daten verändern. Abbildung 43 zeigt die kombinierten ULs im W^+W^- - sowie im $\tau^+\tau^-$ -Annihilationskanal sowie das Fehlerband der kombinierten, erwarteten ULs, die wie oben beschrieben berechnet wurden. Die gemessenen und erwarteten ULs der separaten HESS- und Fermi-Analysen sind ebenfalls gezeigt.

Für den W^+W^- -Annihilationskanal, Abbildung 43a, liegt das gemessene Fermi-UL fast im gesamten Energiebereich unter dem HESS-UL. Dadurch verbessert sich das kombinierte Limit im Energiebereich 1-10 TeV im Vergleich zu der reinen HESS-Messung, liegt aber über dem nur mit Fermi gemessenen UL. Wie es zu diesem Ergebnis kommt, ist in Abbildung 44a illustriert. Der negative Signalüberschuss in den Fermi-Daten bei hohen Energien führt dazu, dass das globale Maximum der Likelihood (also das globale Minimum in der TS-Kurve) im Bereich negativer $\langle\sigma v\rangle$ liegt. Der positive Signalüberschuss in den HESS-Daten hingegen resultiert in einem recht deutlichen Minimum bei positiven $\langle\sigma v\rangle$. Das Minimum der kombinierten TS-Kurve und daraus resultierend auch das kombinierte UL liegen dementsprechend dazwischen.

Betrachtet man die Kurven der erwarteten ULs in Abbildung 43a ergibt sich ein passenderes Bild, nämlich eine Verbesserung des kombinierten ULs im Energiebereich um 700 GeV, in dem die HESS- und Fermi-Messungen vergleichbare ULs liefern. Abbildung 44b zeigt die gemittelten TS-Kurven aus den 10000 simulierten Beobachtungen, aus denen die erwarteten ULs gewonnen wurden. Da in keinem der simulierten Datensätze ein Signalüberschuss vorhanden ist, liegen die globalen Minima der TS-Kurven für HESS und Fermi in etwa übereinander und die Kombination der beiden Kurven führt zu einer Verbesserung des UL. Da der Energiebereich, in dem beide Messungen gleich gut sind, allerdings relativ schmal ist, ist auch die Verbesserung der HESS-ULs durch die Miteinbeziehung der Fermi-Daten überschaubar.

Im $\tau^+\tau^-$ -Annihilationskanal, Abbildung 43b, ist bereits oberhalb von 500 GeV das HESS-UL besser als das von Fermi. Daher ist das aus den Daten ermittelte kombinierte UL in einem vergleichsweise breiten Energiebereich bis zu einem Faktor 2 besser als die ULs aus den HESS- bzw. Fermi-Analysen. Die erwarteten UL-Kurven geben ein ähnliches Bild ab wie im W^+W^- -Annihilationskanal: Nur in einem sehr schmalen Energiebereich kommt es zu einer marginalen Verbesserung des HESS-ULs durch die kombinierte Analyse.

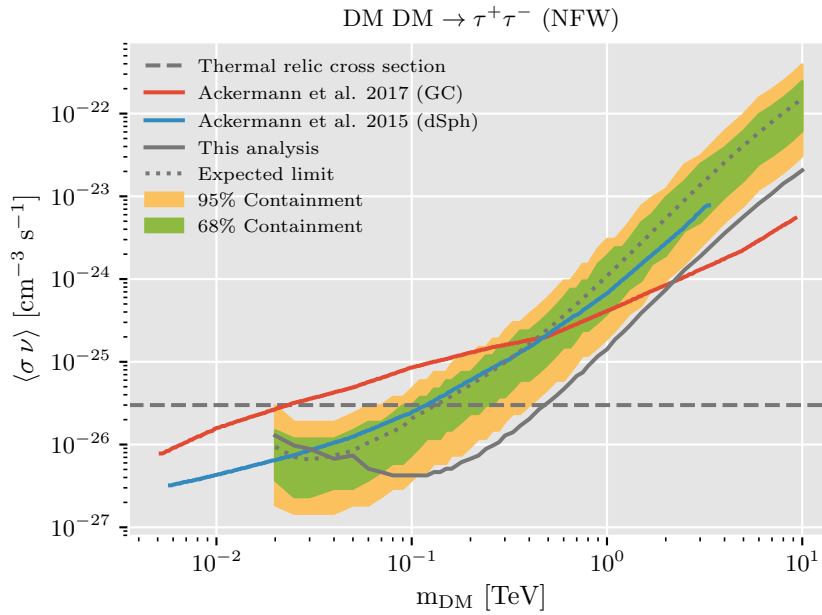
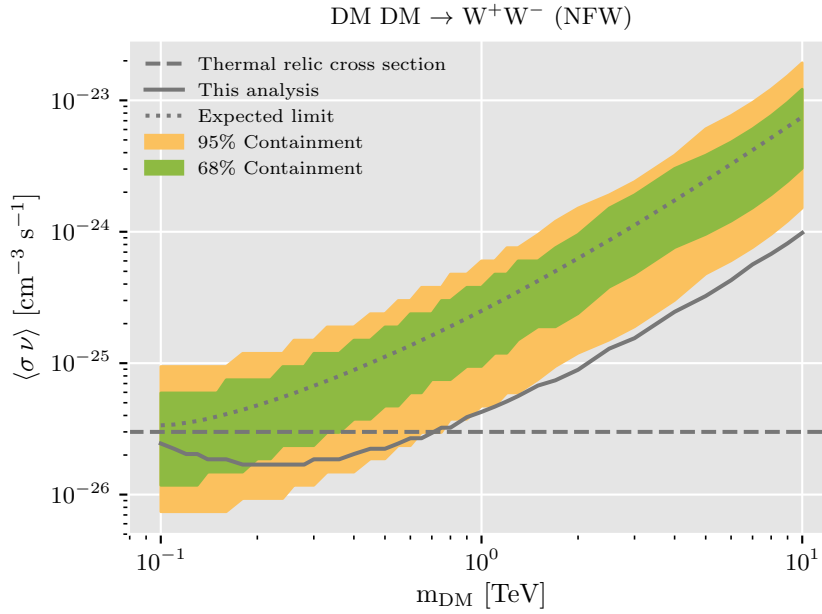


Abbildung 41: Fermi-ULs für den geschwindigkeitsgemittelten Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ von DM-Annihilation im W^+W^- -Kanal (a) und $\tau^+\tau^-$ -Kanal (b) bei einem Konfidenzniveau von 95%. Als DM-Profil wurde die NFW-Parametrisierung, Gleichung (16), angenommen. Die erwarteten ULs wurden aus 10000 Poisson-Realisierungen des gemessenen Hintergrunds generiert.

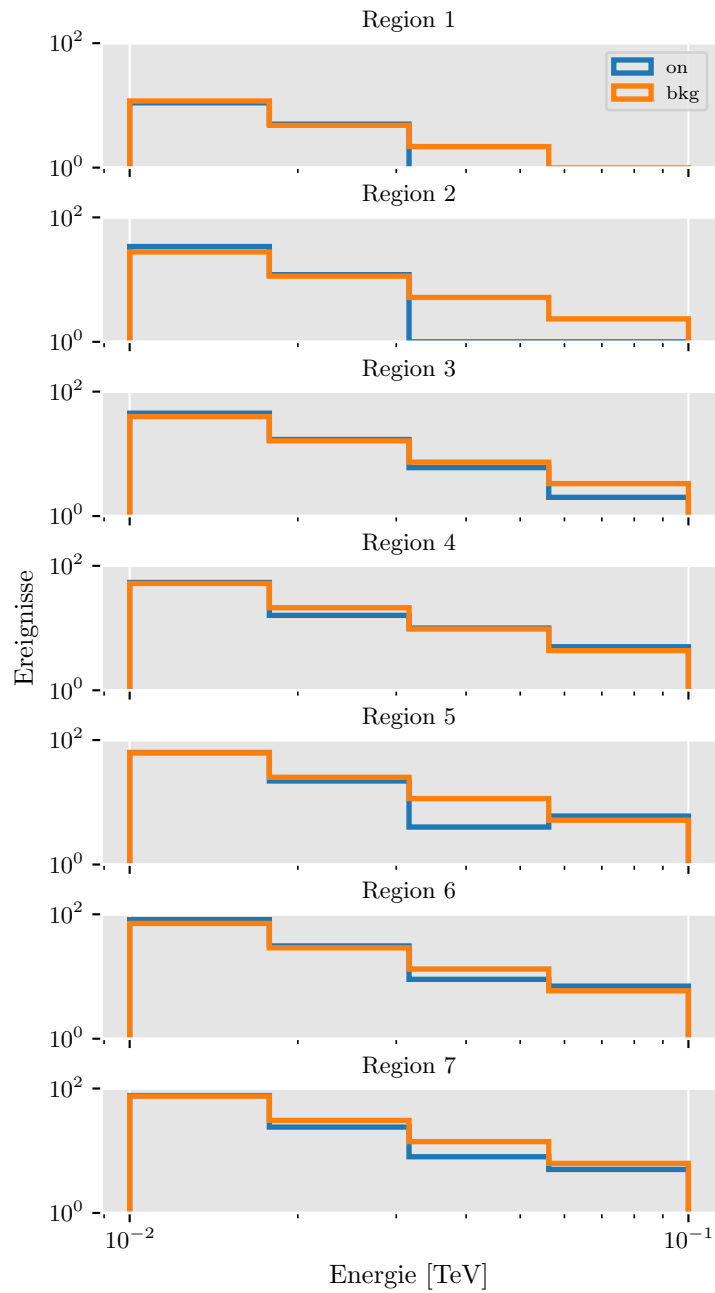


Abbildung 42: Gemessene Fermi-Ereignisse im GC-Halo. Obwohl insgesamt ein positiver Signalüberschuss vorliegt, dominiert der negative Signalüberschuss bei hohen Energien wahrscheinlich die ULs auf DM-Annihilation.

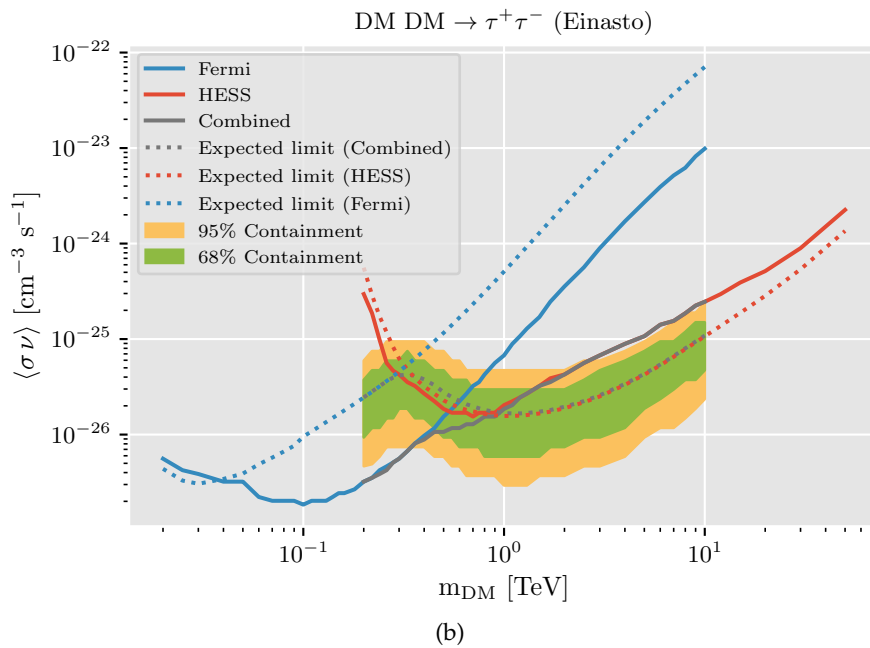
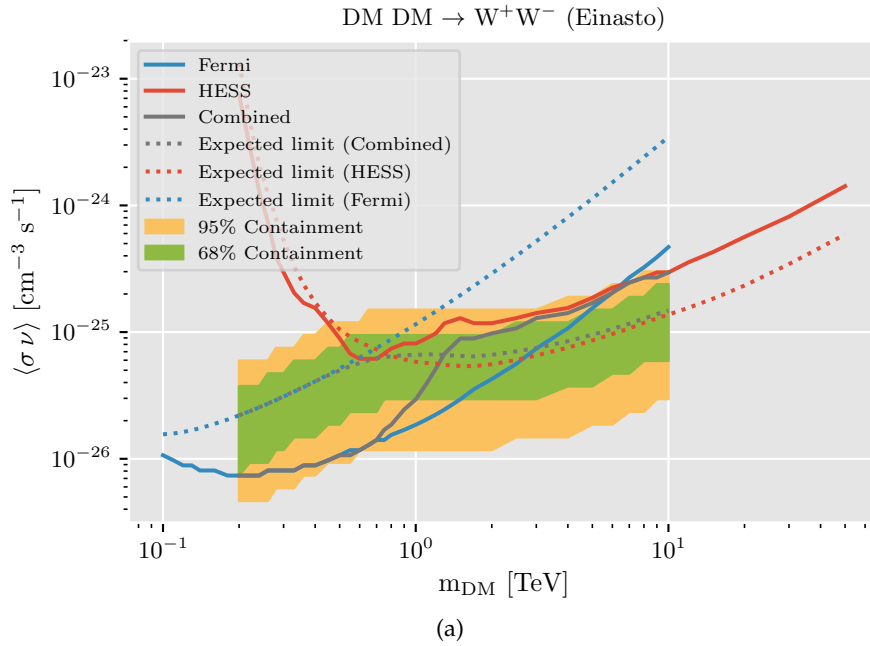


Abbildung 43: Kombinierte-ULs für den geschwindigkeitsgemittelten Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ von DM-Annihilation im W^+W^- -Kanal (a) und $\tau^+\tau^-$ -Kanal (b) bei einem Konfidenzniveau von 95%. Zum Vergleich sind die mit HESS und Fermi separat ermittelten ULs erneut gezeigt.

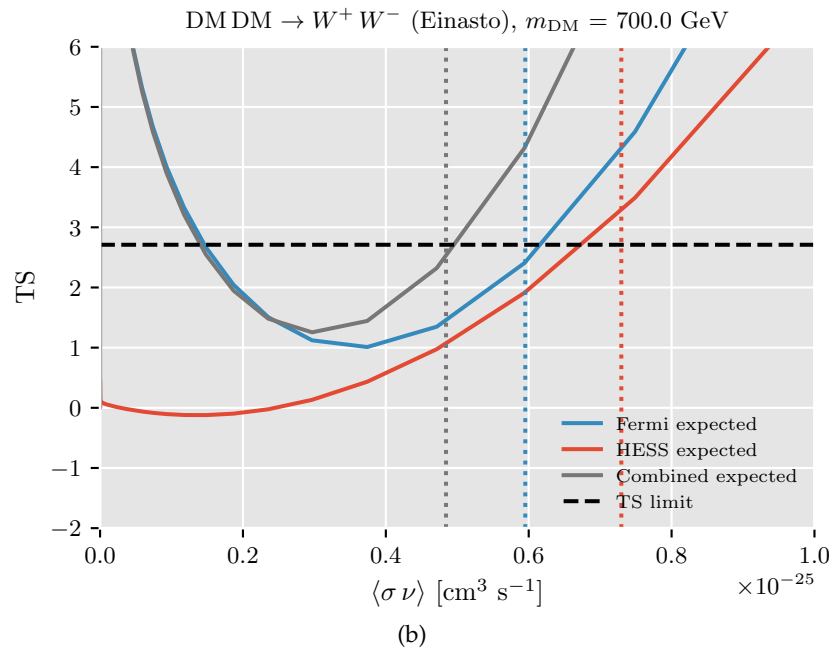
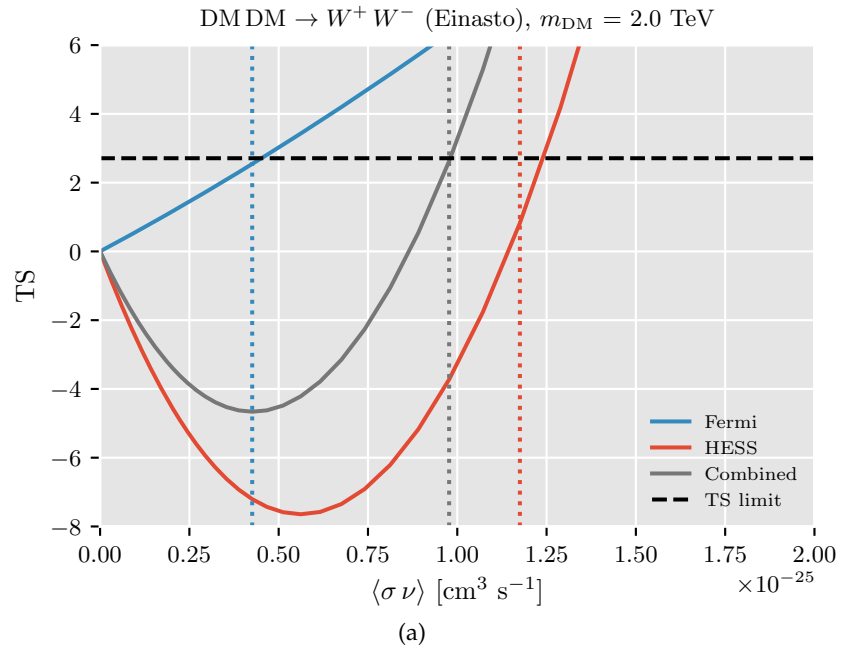


Abbildung 44: TS-Kurven für die kombinierte Analyse der gemessenen Daten (a) und der simulierten Erwartung (b). Die Kombination des TS-Kurven ist nur sinnvoll, wenn ähnliche Messungen vorliegen.

8.3 SCHLUSSFOLGERUNGEN

In diesem Kapitel wurde eine kombinierte Analyse von HESS- und Fermi-Daten zur DM-Suche im GC-Halo vorgestellt. Beide Datensätze wurden dazu zuerst separat mit einer klassischen IACT-Methode analysiert, die in HESS bereits in der Vergangenheit zur DM-Suche angewendet wurde. Während die HESS-Ergebnisse mit bereits veröffentlichten Ergebnissen weitgehend konsistent waren, gab es in der Analyse der Fermi-Daten deutliche Ungereimtheiten.

Diese sind letztendlich darauf zurückzuführen, dass die Analyse-methode, die auf einer *on*- und einer *off*-Messung beruht, für die Fermi-Daten nicht vorbehaltlos geeignet ist. Die *off*-Daten müssen aus dem galaktischen IEM extrahiert werden, das im GC ohnehin mit großen systematischen Fehlern behaftet ist. Es ist davon auszugehen, dass die bei den für Fermi relativ hohen Energien (> 10 GeV), die in dieser Analyse untersucht wurden, besonders ausgeprägt. Der Versuch, ein realistischeres Hintergrundmodell durch eine Anpassung an gemessene Daten in der Region zu generieren, war nur bedingt erfolgreich. Nicht ohne Grund ist die in Fermi übliche Methode eigentlich die 3D-Modellierung der gemessenen Emission im gesamten Energiebereich.

Abbildung 43a gibt einen weiteren Hinweis darauf, dass die Anwendung der IACT-Analyse-methode auf Fermi-Daten in dieser Studie problematisch ist: Das erwartete kombinierte Limit im Energiebereich um 2 TeV ist etwas schlechter als das HESS-UL. In den ULs, die aus den HESS- bzw. Fermi-Daten gewonnen wurden, konnten solche Effekte mit einem von 0 verschiedenen Signalüberschuss in einem der Datensätze erklärt werden (siehe Abbildung 44a). In den simulierten Datensätzen, auf dem die erwarteten ULs beruhen, ist allerdings per Konstruktion kein Signalüberschuss vorhanden.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten der kombinierten erwarteten ULs ist, dass es in der Fermi-Analyse zu einer Verzerrung in der Anpassung des DM-Spektrums kommt. In Abbildung 44b ist das Minimum der TS-Kurve für Fermi von 0 verschoben. Eine solche Verschiebung ist analog zu einem Signalüberschuss im gemessenen bzw. simulierten Datensatz. Dieses Verhalten kann zu dem in Abbildung 43a beobachteten Effekt führen. Wie in Kapitel 5 dargelegt, können Verzerrungen selbst in den einfachsten Szenarien auftreten. Ein Grund für die Verzerrung im vorliegenden Fall könnte die niedrige Zahl gemessener Ereignisse sein (siehe Tabelle 5), aufgrund derer große Fluktuationen in den simulierten Daten zu erwarten sind. Erste Studien, in denen die Anzahl der Fermi-Ereignisse künstlich erhöht wurde, bestätigen diese Vermutung.

Dennoch wird es immer nötig sein, Fermi-Analysen durchzuführen, da nicht immer archivierte Likelihood-Profile einer bestimmten DM-Suche vorliegen, wie es in der Analyse von Ahnen u. a. (2016)

Die meisten Probleme gab es bei der Fermi-Analyse.

der Fall war. Sinnvoller wäre es eventuell, die Fermi-Daten mit etablierten Methoden, also einer 3D-Analyse, zu untersuchen und neue Wege in der Analyse von IACT-Daten zu beschreiten. Die Entwicklung und das Testen einer solchen Analyse für HESS-Daten könnte daher eine Möglichkeit sein, neue Impulse für DM-Suchen mit HESS zu geben. Vielleicht ergeben sich dadurch bereits Verbesserungen im Vergleich zu bisher veröffentlichten Suchen.

Eine 3D-Analyse für IACTs wäre in DM-Suchen sinnvoll.

In jedem Fall wird früher oder später die Notwendigkeit auftreten, IACT-Daten mit Fermi-Daten kombiniert zu analysieren, wenn alle anderen Möglichkeiten, Verbesserungen zu erzielen, ausgeschöpft sind. Dies könnte z. B. wie in der Analyse von Ahnen u. a. (2016) geschehen, also mit unterschiedlichen Analysemethoden auf beiden Seiten und einer Kombination der Daten in der Likelihood-Funktion. Allerdings wäre es auch hier wünschenswert, eine 3D-Analyse auf der IACT-Seite zur Verfügung zu haben, um eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu erzielen und eine kohärente kombinierte Suche durchzuführen.

Unabhängig von allen Problemen, die die Analysemethode betreffen, offenbart dieses Kapitel aber ein weiteres Problem: Die Kombination der Daten ist nur dann sinnvoll, wenn über einen breiten Energiebereich ähnliche gute ULs aus den Einzelmessungen vorliegen, wie es auch in der Studie von Ahnen u. a. (2016) der Fall war (siehe dort Abbildung 2). Das ist darauf zurückzuführen, dass bei der DM-Suche eine Anpassung mit nur einem Parameter, $\langle\sigma v\rangle$, durchgeführt wird. Das entspricht der Anpassung einer Modellamplitude. Allein die Tatsache, dass Daten über einen breiteren Energiebereich verfügbar sind, führt daher nicht zwangsläufig zu einer signifikanten Verbesserung der ULs. Eine Verbesserung ist nur in Anpassungen mit mehreren Parametern zu erwarten, wenn Informationen aus weit entfernten Energiebereichen, die Likelihood-Oberfläche deutlich einschränken.

Mit dem Beginn der CTA-Beobachtungen ist mit neue Erkenntnissen bezüglich des indirekten Nachweises von DM zu rechnen. Zu diesem Thema gibt es bereits einige Studien (z. B. Pierre u. a., 2014; Wood u. a., 2013). CTA wird den für IACTs zugänglichen Energiebereich auf 0.05-100 TeV erweitern und die bisher gemessenen ULs um bis zu eine Größenordnung verbessern. Die Unsicherheiten bei der Parametrisierung des DM-Profiles im GC sowie Unterschiede in den betrachteten Annihilationskanälen werden aber weiterhin zu systematischen Fehlern in den Messungen führen. Außerdem nehmen alle Studien Anordnungen der CTA-Teleskope an, die nicht notwendigerweise mit dem tatsächlich realisierten CTA-Array übereinstimmen. Daher sind Aussagen über die Fähigkeiten von CTA nicht mit letzter Sicherheit zu treffen. Es ist allerdings zu erwarten, dass die ULs den thermischen Wirkungsquerschnitt in einem breiteren Energiebereich erreichen als bisher.

Teil IV

ANHANG

OFFENE DATENFORMATE

Die aktuelle Generation von IACTs in der VHE-Gammaastronomie, HESS, MAGIC und VERITAS, ist seit über einer Dekade in Betrieb. Die Kalibrierung, Rekonstruktion und Analyse der entstehenden Daten geschieht dabei weitgehend ohne Kollaboration zwischen den verschiedenen Experimenten. Das schlägt sich am deutlichsten in der Verwendung von proprietären Datenformaten und proprietärer Software nieder. Die Daten jedes Experiments werden als serialisierte C++ Objekte in ROOT-Dateien (Brun und Rademakers, 1997) gespeichert und können nur mit der Software des jeweiligen Experiments gelesen werden, obwohl es an vielen Stellen die Möglichkeit gäbe Daten auszutauschen, wie in Abbildung 45 illustriert. Da CTA als *open observatory* betrieben wird (Actis u. a., 2011), alle Daten sowie die Analysesoftware also öffentlich zugänglich sein müssen, ist die Entwicklung offener Datenformate von höchster Dringlichkeit. Daher haben die aktuellen IACTs begonnen, ihre Daten ins Flexible Image Transport System (FITS)-Format zu exportieren.

Das FITS-Format wurde in den 1980er Jahren von optischen Astronomen definiert, die vor ähnlichen Problemen standen wie die VHE-Gammaastronomie heute (Wells u. a., 1981). In den 1990er Jahren hat die Office of Guest Investigator Programs (OGIP)-Arbeitsgruppe der NASA zahlreiche Empfehlungen erarbeitet, wie Röntgendaten im FITS-Format zu speichern sind, von denen einige in den FITS-Standard übernommen wurden. Die neueste Version ist aus dem Jahr 2010 (FITS 3.0, Pence u. a., 2010).

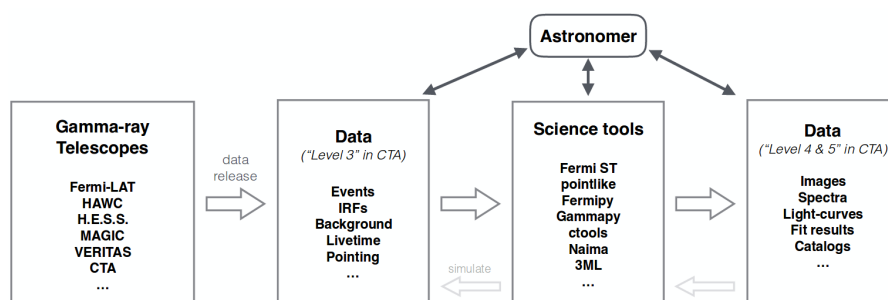


Abbildung 45: Datenformate in der Gammaastronomie. Der Zweck offener Datenformate ist es, die Zusammenarbeit von Wissenschaftlern verschiedener Experimente zu fördern. Diese ist in Zeiten unabdingbar, in denen Multiwellenlängen-Astronomie immer mehr in der Vordergrund rückt. Abbildung aus Deil u. a. (2017b).

Ein Vorteil, den der Export von IACT-Daten in offene Datenformate neben der Prototypenentwicklung für CTA bringt, ist die Möglichkeit, open-source Analysesoftware wie Gammapy (siehe Anhang B), ctools (Knödlseher u. a., 2016), Fermipy (Wood u. a., 2017), 3ML (Vianello u. a., 2015), Naima (Zabalza, 2015) und andere zu nutzen, die den Zugang zu neuen Analysemethoden wie 3D-Analyse für IACTs oder kombinierte Analysen ermöglichen. Daher wurde 2016 ein Forum¹ zur Entwicklung offener Datenformate in der Gammaastronomie ins Leben gerufen. Dabei werden entweder existierende FITS- bzw. OGIP-Formate an die Bedürfnisse der Gammaastronomie angepasst oder neue Datenformate entwickelt. Der Entwicklungsprozess ist informell und die bisher erarbeiteten Formate sind als Vorschläge für einen in Zukunft zu definierenden, endgültigen Standard zu betrachten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Beiträge zum Export von HESS-Daten ins FITS-Format auf dem sogenannten *data level 3* (DL3) geleistet, das Ereignislisten und IRFs umfasst, und somit die Schnittstelle zwischen der Detektor-Ebene mit Kalibration, Rekonstruktion sowie Gamma-Hadron-Separation und der Ebene wissenschaftlicher Analyse darstellt. Ab dieser Ebene kann man die Daten aller Gammateleskope, aber auch anderer Experimente, die einzelne Ereignisse rekonstruieren, wie z. B. Neutrino-Teleskope, im Prinzip gleich behandeln.

Ein Unterschied zwischen den verschiedenen Experimenten ist beispielsweise, ob das Teleskop während einer festgelegten Beobachtungszeit auf eine Himmelskoordinate ausgerichtet ist oder kontinuierlich am Himmel entlangefahren wird. In der aktuellen Version des Datenformates wird von ersterem ausgegangen. Daher wird in HESS für jeden *run* eine Ereignisliste und ein Satz von IRFs exportiert, von denen angenommen wird, dass sie für die Dauer der Beobachtung konstant sind, siehe Abbildung 9 für ein Beispiel mit effektiver Fläche und Energieauflösung. Die IRFs werden in der FITS *multidimensional array*-Konvention gespeichert (siehe Anhang B in Cotton u. a., 1995). Die effektive Fläche beispielsweise ist in Form einer Tabelle mit 5 Spalten und einer Zeile abgelegt: Eine Spalte enthält die effektive Fläche als Funktion von Energie und Abstand von der Ausrichtungsposition als 2-dimensionales *array*. Die anderen 4 Spalten enthalten Informationen über die Klasseneinteilung dieses *arrays*, jeweils 2 für die unteren und oberen Klassengrenzen der beiden Achsen.

DL4 umfasst prozessierte Daten wie Himmelskarten oder Energiespektren. Für die vorliegende Arbeit sind vor allem letztere relevant. Dafür wurden die in der Röntgenastronomie üblichen Datenformate (ARF und RMF, siehe Davis, 2001) auf die VHE-Gammaastronomie übertragen.

¹ <https://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io>

Gammapy (Deil u. a., 2017a; Donath u. a., 2015) ist ein Python-Paket, das zur Analyse von Daten der HE- und VHE-Gammaastronomie dient, und ein Prototyp für die CTA *science tools*. Es ist Astropy (Robitaille u. a., 2013) als sogenanntes *affiliated package* angegliedert und baut auf Numpy, Scipy und eine Reihe anderer Python-Pakete¹ auf.

Die Kernaufgabe von Gammapy ist in Abbildung 46 illustriert: die Analyse bzw. Simulation von DL3-Daten. Die Grundlage bilden die offenen Datenformate, die in Anhang A diskutiert wurden. Bisher wurde der Fokus auf die Implementierung einer klassischen IACT-Analyse gelegt, also 2D-Morphologie-Anpassungen und eine 1D-Spektralanalyse, wie in Kapitel 4 beschrieben. Jouvin u. a. (2017) haben aber auch schon erste Schritte in Richtung einer 3D-Analyse unternommen.

Die Funktionalität von Gammapy ist detailliert in der Online-Dokumentation² beschrieben, dort finden sich auch zahlreiche Code-Beispiele in Form von Tutorial-*notebooks*. Im Folgenden werden nur die Module näher erläutert, die im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich weiterentwickelt wurden: `gammapy.irf` und `gammapy.spectrum`. Diese beiden Module bilden die Grundlage zur Durchführung einer 1D-Spektralanalyse.

Das `gammapy.irf`-Modul ist dafür verantwortlich, IRFs zu lesen, die im FITS-Format (siehe Anhang A) gespeichert sind, und für verschiedene Analysemethoden aufzubereiten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dies für die effektive Fläche und die Energiedispersion implementiert. Für die 1D-Spektralanalyse müssen die IRFs, die als Funktion der Energie und des Abstands von der Ausrichtungsposition (*offset*) vorliegen, lediglich für eine bestimmte Quellposition interpoliert werden. Die Interpolation wurde mit Hilfe eines `NDDataArrays` realisiert, das aufbauend auf dem Scipy `RegularGridInterpolator` implementiert wurde und auch für andere Zwecke verwendet werden kann. Für die Energiedispersion muss außerdem die Konvertierung in eine *response matrix*, Gleichung (36), beachtet werden. Die so extrahierten 1D-IRFs können mit Hilfe von `gammapy.irf` auch in den OGIP-Formaten ARF bzw. RMF gespeichert werden. Dies erlaubt beispielsweise ihre Verwendung in Softwarepaketen wie Sherpa (Refsdal u. a., 2009).

Die Klasse `SpectrumExtraction` in `gammapy.spectrum` erstellt aus einer Ereignisliste *on*- und *off*- Vektoren für eine bestimmte Himmels-

¹ <http://docs.gammapy.org/en/latest/install/dependencies.html>

² <http://docs.gammapy.org/en/latest/>

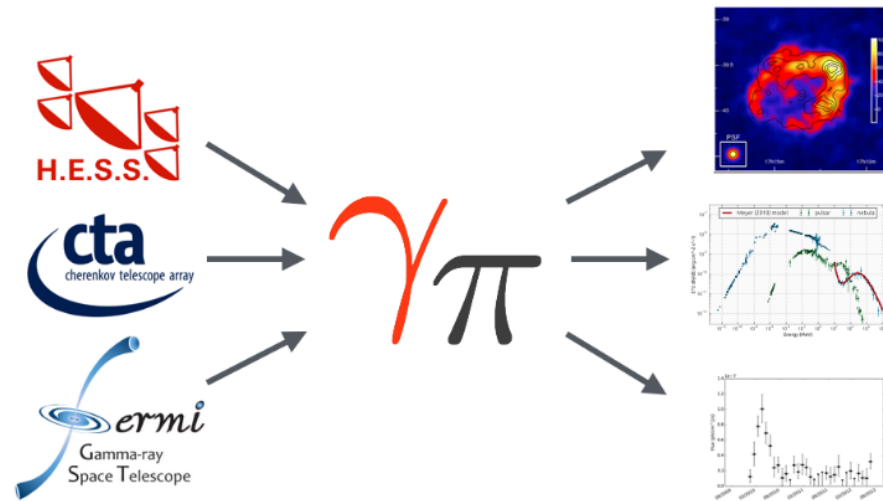


Abbildung 46: Gammapy verarbeitet Ereignislisten und IRFs verschiedener Instrumente und erstellt daraus z. B. Himmelskarten, Energiespektren oder Lichtkurven. Bisher wurde es vor allem zur Analyse von Fermi-, CTA- und HESS-Daten eingesetzt.

region mit der *reflected regions*-Methode. Dafür greift sie auf das *Astropy regions*-Paket³ zurück, zu dem im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls Beiträge geleistet wurden. Mit der Klasse `SpectrumFit` kann unter Zuhilfenahme der 1D-IRFs an diese Vektoren ein Quellmodell mit der *forward folding*-Methode und der WStat- oder Cash-Statistik angepasst werden (siehe auch Kapitel 4.1). Die Berechnung von Flusspunkten in festgelegten Energieintervallen bildet den Abschluss der Spektralanalyse. Die *on*- und *off*-Vektoren können auch in das OGIP-Format PHA exportiert werden, sodass die Modellanpassung auch in Sherpa durchgeführt werden kann.

Eine ausführliches Beispiel für eine 1D-Spektralanalyse ist unter http://docs.gammapy.org/en/latest/notebooks/spectrum_analysis.html zu finden. Die Implementierung beruht auf dem Bestreben, die Analyse möglichst modular aufzubauen, sodass einerseits alle Zwischenergebnisse leicht zugänglich und andererseits einzelne Analyseschritte wie etwa die Hintergrundschätzung komfortabel gegen neue Methoden auszutauschen sind.

Systematische Tests der Funktionalität von `gammapy.spectrum` wurden im Rahmen des HESS DL3 *data release*⁴ durchgeführt, dessen Ziel es ist, einen Teil der privaten HESS-Daten öffentlich zu machen, um die Entwicklung der offenen Datenformate in der Gammaastronomie (Anhang A) sowie der dazugehörigen Analysesoftware, wie etwa Gammapy, zu fördern.

³ <http://astropy-regions.readthedocs.io>

⁴ <https://hess-confluence.desy.de/confluence/display/HESS/HESS+FITS+data+-+Test+data+release+1> (HESS intern)

Die in Gammapy implementierte Funktionalität wurde in dieser Arbeit für die Studien in den Kapiteln 5 und 8 verwendet. Es gibt aber auch andere Autoren, die ihre Analysen auf `gammapy.spectrum` aufbauen. Lefaucheur u. a. (2017) haben Simulationen zu extragalaktischen Fragestellungen mit CTA durchgeführt, die auf den hier vorgestellten Modulen basieren. Trichard (2017) hat eine Methode entwickelt, um PeVatrons in der geplanten Durchmusterung der Galaktischen Ebene mit CTA zu finden, die ebenfalls spektrale Anpassungen mit Gammapy verwendet. Darüber hinaus hat auch MAGIC begonnen, seine Daten ins FITS-Format zu exportieren und es gibt erste Studien zu einer kombinierten Spektralanalyse des Krebsnebels mit MAGIC-, HESS- und Fermi-Daten.

Über die letzten Jahre hat sich Gammapy deutlich weiterentwickelt und ist heute ein aktives Projekt mit Beiträgen von mehr als 30 Astronomen⁵. Die Vorteile, die das Aufbauen auf Numpy, Scipy und Astropy mit sich bringt, haben dazu geführt, dass Gammapy auch in den ersten CTA-Simulationen Verwendung findet. Die nächsten Schritte sollten die Entwicklung einer robusten 3D-Analyse sowie eines kohärenten Nutzer-Interfaces für die bestehende Funktionalität sein. Der Erfolg dieser Projekte hängt wesentlich davon ab, ob sich Entwickler finden, die bereit sind, genug Zeit und Energie in diese Arbeit zu investieren.

⁵ <https://www.openhub.net/p/gammapy>

LITERATUR

- Aartsen, M. G. u. a. (2013). "Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector". In: *Science* 342, 1242856. arXiv: [1311.5238 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [107](#)).
- Abbott, B. P. u. a. (2016). "Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger". In: *Phys. Rev. Lett.* 116.6, 061102. arXiv: [1602.03837 \[gr-qc\]](#) (siehe S. [5](#)).
- Abbott, B. P. u. a. (2017). "GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral". In: *Phys. Rev. Lett.* 119.16, 161101. arXiv: [1710.05832 \[gr-qc\]](#) (siehe S. [5](#)).
- Abdalla, H. u. a. (2017a). "Characterising the VHE diffuse emission in the central 200 parsecs of our Galaxy with H.E.S.S.". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1706.04535 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [81](#), [82](#), [108](#)).
- Abdalla, H. u. a. (2017b). "TeV gamma-ray observations of the binary neutron star merger GW170817 with H.E.S.S.". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1710.05862 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [5](#)).
- Abdallah, H. u. a. (2016). "Search for Dark Matter Annihilations towards the Inner Galactic Halo from 10 Years of Observations with H.E.S.S.". In: *Phys. Rev. Lett.* 117.11, 111301. arXiv: [1607.08142 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [94](#), [95](#), [109](#), [110](#), [113–115](#)).
- Abdo, A. A. u. a. (2010). "Observations of Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with the Fermi-Large Area Telescope Detector and Constraints on Dark Matter Models". In: *The Astrophysical Journal* 712, 147-158. arXiv: [1001.4531 \[astro-ph.CO\]](#) (siehe S. [26](#)).
- Abramowski, A. u. a. (2011a). "H.E.S.S. Observations of the Globular Clusters NGC 6388 and M15 and Search for a Dark Matter Signal". In: *The Astrophysical Journal* 735.1, 12. arXiv: [1104.2548 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [26](#)).
- Abramowski, A. u. a. (2011b). "Search for a Dark Matter Annihilation Signal from the Galactic Center Halo with H.E.S.S.". In: *Phys. Rev. Lett.* 106.16, 161301. arXiv: [1103.3266 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [94](#), [95](#), [109](#), [110](#)).
- Abramowski, A. u. a. (2014). "Search for dark matter annihilation signatures in H.E.S.S. observations of dwarf spheroidal galaxies". In: *Phys. Rev. D* 90, 112012 (11). arXiv: [1410.2589 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [95](#)).
- Abramowski, A. u. a. (2016). "Acceleration of petaelectronvolt protons in the Galactic Centre". In: *Nature* 531, 476–479. arXiv: [1603.07730 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [80](#), [81](#), [86](#), [97](#), [103–106](#)).
- Acerro, F. u. a. (2010). "Localizing the VHE γ -ray source at the Galactic Centre". In: *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* 402, 1877–1882. arXiv: [0911.1912 \[astro-ph.GA\]](#) (siehe S. [87](#)).

- Acero, F. u. a. (2015). "Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog". In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 218.2, 23. arXiv: [1501.02003 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 86).
- Acero, F. u. a. (2016). "Development of the Model of Galactic Interstellar Emission for Standard Point-source Analysis of Fermi Large Area Telescope Data". In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 223.2, 26. arXiv: [1602.07246 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 40, 78, 112).
- Acharya, B. S. u. a. (2013). "Introducing the CTA concept". In: *Astroparticle Physics* 43, 3-18 (siehe S. 10).
- Ackermann, M. u. a. (2010). "Constraints on dark matter annihilation in clusters of galaxies with the Fermi large area telescope". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2010.05, 025. arXiv: [1002.2239 \[astro-ph.CO\]](#) (siehe S. 26).
- Ackermann, M. u. a. (2012a). "Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ -Ray Emission: Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium". In: *The Astrophysical Journal* 750, 3. arXiv: [1202.4039 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 78, 112).
- Ackermann, M. u. a. (2012b). "Fermi LAT search for dark matter in gamma-ray lines and the inclusive photon spectrum". In: *Phys. Rev. D* 86.2, 022002. arXiv: [1205.2739 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 94).
- Ackermann, M. u. a. (2014a). "Dark matter constraints from observations of 25 Milky Way satellite galaxies with the Fermi Large Area Telescope". In: *Phys. Rev. D* 89.4, 042001. arXiv: [1310.0828 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 109).
- Ackermann, M. u. a. (2014b). "The Spectrum and Morphology of the Fermi Bubbles". In: *The Astrophysical Journal* 793, 64. arXiv: [1407.7905 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 78, 80).
- Ackermann, M. u. a. (2015). "Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data". In: *Phys. Rev. Lett.* 115, 231301 (23). arXiv: [1503.02641 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 95, 115).
- Ackermann, M. u. a. (2017). "The Fermi Galactic Center GeV Excess and Implications for Dark Matter". In: *The Astrophysical Journal* 840.1, 43. arXiv: [1704.03910 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 92, 93, 109, 110, 115, 118).
- Actis, M. u. a. (2011). "Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy". In: *Experimental Astronomy* 32, 193-316. arXiv: [1008.3703 \[astro-ph.IM\]](#) (siehe S. 127).
- Ade, P. A. R. u. a. (2016). "Planck 2015 results - XIII. Cosmological parameters". In: *A&A* 594, A13. arXiv: [1502.01589 \[astro-ph.CO\]](#) (siehe S. 19).
- Aharonian, F. u. a. (2008). "Simultaneous HESS and Chandra observations of Sagittarius A* during an X-ray flare". In: *A&A* 492.1, L25-L28. arXiv: [0812.3762](#) (siehe S. 90).

- Aharonian, F. A. (2004). *Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe*. World Scientific Publishing Co (siehe S. 80).
- Aharonian, F. A. u. a. (2004). "High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant". In: *Nature* 432, 75-77. arXiv: [astro-ph/0411533](#) (siehe S. 4).
- Aharonian, F. und A. Neronov (2005a). "High-Energy Gamma Rays from the Massive Black Hole in the Galactic Center". In: *The Astrophysical Journal* 619, 306–313. arXiv: [astro-ph/0408303](#) (siehe S. 89–91).
- (2005b). "TeV Gamma Rays From the Galactic Center Direct and Indirect Links to the Massive Black Hole in Sgr A". In: *Astrophysics and Space Science* 300, 255–265 (siehe S. 91).
- Aharonian, F. u. a. (2004). "Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*". In: *A&A* 425.1, L13–L17 (siehe S. 86).
- Aharonian, F. u. a. (2006). "HESS Observations of the Galactic Center Region and Their Possible Dark Matter Interpretation". In: *Phys. Rev. Lett.* 97, 221102 (22). arXiv: [astro-ph/0610509](#) (siehe S. 93).
- Aharonian, F. u. a. (2006). "Observations of the Crab nebula with HESS". In: *A&A* 457.3, 899-915. arXiv: [astro-ph/0607333](#) (siehe S. 110).
- Aharonian, F. u. a. (2007). "An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155–304". In: *The Astrophysical Journal Letters* 664.2, L71. arXiv: [0706.0797](#) (siehe S. 53).
- Aharonian, F. u. a. (2007). "Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type supernova remnant RX J1713.7-3946 with deep HESS observations". In: 464, 235-243. arXiv: [astro-ph/0611813](#) (siehe S. 6).
- Aharonian, F. u. a. (2008). "Observations of the Sagittarius dwarf galaxy by the HESS experiment and search for a dark matter signal". In: *Astroparticle Physics* 29, 55-62. arXiv: [0711.2369](#) (siehe S. 26).
- Aharonian, F. u. a. (2008). "Search for gamma rays from dark matter annihilations around intermediate mass black holes with the HESS experiment". In: *Phys. Rev. D* 78.7, 072008. arXiv: [0806.2981](#) (siehe S. 26).
- Aharonian, F. u. a. (2009). "Spectrum and variability of the Galactic center VHE γ -ray source HESS J1745–290". In: *A&A* 503.3, 817–825. arXiv: [0906.1247 \[astro-ph.GA\]](#) (siehe S. 86, 97, 99).
- Ahnen, M. L. u. a. (2016). "Detection of very high energy gamma-ray emission from the gravitationally lensed blazar QSO B0218+357 with the MAGIC telescopes". In: *A&A* 595, A98. arXiv: [1609.01095 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 20).
- Ahnen, M. L. u. a. (2016). "Limits to dark matter annihilation cross-section from a combined analysis of MAGIC and Fermi-LAT observations of dwarf satellite galaxies". In: *Journal of Cosmology and*

- Astroparticle Physics* 2, 039. arXiv: [1601.06590 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [109](#), [114](#), [123](#), [124](#)).
- Ahnen, M. L. u. a. (2016). "Observations of Sagittarius A* during the pericenter passage of the G2 object with MAGIC". In: 11. arXiv: [1611.07095](#) (siehe S. [86](#), [103](#), [104](#)).
- Ahnen, M. L. u. a. (2017). "Performance of the MAGIC telescopes under moonlight". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1704.00906 \[astro-ph.IM\]](#) (siehe S. [9](#)).
- Ajello, M. u. a. (2016). "Fermi-LAT Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission toward the Galactic Center". In: *The Astrophysical Journal* 819.1, 44. arXiv: [1609.01095 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [78](#), [79](#), [86](#)).
- Ajello, M. u. a. (2017). "3FHL: The Third Catalog of Hard Fermi-LAT Sources". In: *ArXiv e-print*. arXiv: [1702.00664 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [53](#), [87](#)).
- Albert, J. u. a. (2006). "Observation of Gamma Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope". In: *The Astrophysical Journal Letters* 638.2, L101. arXiv: [astro-ph/0512469](#) (siehe S. [86](#)).
- Aleksić, J. u. a. (2014). "Optimized dark matter searches in deep observations of Segue 1 with MAGIC". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2014.02, 008. arXiv: [1312.1535 \[hep-ph\]](#) (siehe S. [95](#)).
- Anderson, Carl D. (1933). "The Positive Electron". In: *Phys. Rev.* 43.6, 491–494 (siehe S. [11](#)).
- Archer, A. u. a. (2014). "Very-high Energy Observations of the Galactic Center Region by VERITAS in 2010-2012". In: *The Astrophysical Journal* 790, 149. arXiv: [1406.6383 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [86](#), [103](#), [104](#)).
- Archer, A. u. a. (2016). "TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center Ridge by VERITAS". In: *The Astrophysical Journal* 821, 129. arXiv: [1602.08522 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. [86](#)).
- Arnaud, K., B. Dorman und C. Gordon (2015). *XSPEC Users' guide - Appendix B: Statistic in XSPEC*. version 12.9.0. url: [\url{https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XSappendixStatistics.html}](https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XSappendixStatistics.html) (siehe S. [39](#), [43](#), [49](#)).
- Atwood, W. B. u. a. (2009). "The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission". In: *The Astrophysical Journal* 697.2, 1071. arXiv: [0902.1089 \[astro-ph.IM\]](#) (siehe S. [6](#)).
- Baade, W. und F. Zwicky (1934). "Cosmic Rays from Super-novae". In: *Proceedings of the National Academy of Science* 20, 259-263 (siehe S. [11](#)).
- Balick, B. und R. L. Brown (1974). "Intense sub-arcsecond structure in the galactic center". In: *The Astrophysical Journal* 194, 265–270 (siehe S. [83](#)).
- Ballantyne, D. R., M. Schumann und B. Ford (2011). "Modelling the time-dependence of the TeV γ -ray source at the Galactic Centre".

- In: *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* 410, 1521–1526. arXiv: [1008.2661 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 91).
- Bally, J. u. a. (1988). “Galactic center molecular clouds. II - Distribution and kinematics”. In: *The Astrophysical Journal* 324, 223–247 (siehe S. 74).
- Bally, J. u. a. (2010). “The Bolocam Galactic Plane Survey: $\lambda = 1.1$ and 0.35 mm Dust Continuum Emission in the Galactic Center Region”. In: *The Astrophysical Journal* 721, 137–163. arXiv: [1011.0932 \[astro-ph.GA\]](#) (siehe S. 74).
- Bania, T. M. (1977). “Carbon monoxide in the inner Galaxy”. In: *The Astrophysical Journal* 216, 381–403 (siehe S. 74).
- Barlow, R. (1990). “Extended maximum likelihood”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 297.3, 496 - 506 (siehe S. 41).
- Bartelmann, M. und P. Schneider (2001). “Weak gravitational lensing”. In: *Physics Reports* 340.4, 291 - 472. ISSN: 0370-1573. arXiv: [astro-ph/9912508](#) (siehe S. 19).
- Bartels, R., S. Krishnamurthy und C. Weniger (2016). “Strong Support for the Millisecond Pulsar Origin of the Galactic Center GeV Excess”. In: *Phys. Rev. Lett.* 116, 051102 (5). arXiv: [1506.05104 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 92).
- Baumann, D. (2015). *Lecture notes on Cosmology*. access: 29.08.2017. url: <http://www.damtp.cam.ac.uk/user/db275/Cosmology/Lectures.pdf> (siehe S. 23, 24).
- Bednarek, W. und T. Sobczak (2013). “Gamma-rays from millisecond pulsar population within the central stellar cluster in the Galactic Centre”. In: *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* 435, L14–L18. arXiv: [1306.4760 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 92).
- Bell, A. R. (1978). “The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I”. In: *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* 182, 147–156 (siehe S. 13).
- Bender, C. M. und S. Sarkar (2012). “Asymptotic analysis of the Boltzmann equation for dark matter relics”. In: *Journal of Mathematical Physics* 53.10, 103509. eprint: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4753990> (siehe S. 23).
- Berezhko, E. G. (2014). “Origin of Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants”. In: *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 256, 23–35. arXiv: [1412.7800 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 11).
- Berge, D., S. Funk und J. Hinton (2007). “Background modelling in very-high-energy γ -ray astronomy”. In: *A&A* 466, 1219–1229. eprint: [astro-ph/0610959](#) (siehe S. 35, 99).
- Bergström, L. (2012). “Dark matter evidence, particle physics candidates and detection methods”. In: *Annalen der Physik* 524, 479–496. arXiv: [1205.4882 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 19, 22).

- Bernlöhner, K. (2008). "CTA simulations with CORSIKA/sim_telarray". In: *American Institute of Physics Conference Series*. Hrsg. von F. A. Aharonian, W. Hofmann und F. Rieger. Bd. 1085. American Institute of Physics Conference Series. arXiv: [0810.5722](#) (siehe S. 8).
- Bernlöhner, K. u. a. (2013). "Monte Carlo design studies for the Cherenkov Telescope Array". In: *Astroparticle Physics* 43, 171-188. arXiv: [1210.3503 \[astro-ph.IM\]](#) (siehe S. 108).
- Bertone, G., D. Hooper und J. Silk (2005). "Particle dark matter: evidence, candidates and constraints". In: *Physics Reports* 405.5, 279 - 390. ISSN: 0370-1573. arXiv: [hep-ph/0404175](#) (siehe S. 19, 21, 92).
- Blanton, M. C. (2008). "The Galactic Center Lobe: New 14GHz GBT observations". Diss. The University of North Carolina at Chapel Hill (siehe S. 77).
- Blasi, P. (2013). "The origin of galactic cosmic rays". In: *The Astronomy and Astrophysics Review* 21, 70. arXiv: [1311.7346 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 11, 12).
- Blumenthal, G. R. und R. J. Gould (1970). "Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases". In: *Reviews of Modern Physics* 42, 237-271 (siehe S. 15).
- Bower, G. C. u. a. (2004). "Detection of the Intrinsic Size of Sagittarius A* Through Closure Amplitude Imaging". In: *Science* 304, 704-708. eprint: [astro-ph/0404001](#) (siehe S. 83).
- Brown, R. L. (1982). "Precessing jets in Sagittarius A - Gas dynamics in the central parsec of the galaxy". In: *The Astrophysical Journal* 262, 110-119 (siehe S. 83).
- Brown, R. L. und K. Y. Lo (1982). "Variability of the compact radio source at the galactic center". In: *The Astrophysical Journal* 253, 108-114 (siehe S. 83).
- Brown, R. L., K. J. Johnston und K. Y. Lo (1981). "High resolution VLA observations of the galactic center". In: *The Astrophysical Journal* 250, 155-159 (siehe S. 83).
- Brun, R. und F. Rademakers (1997). "ROOT: An object oriented data analysis framework". In: *Nucl. Instrum. Meth.* A389, 81-86 (siehe S. 127).
- Burkert, A. (1995). "The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies". In: *The Astrophysical Journal Letters* 447, L25-L28. eprint: [astro-ph/9504041](#) (siehe S. 20).
- Caditz, D. M. und S. Tsuruta (1998). "Adiabatic Shocks in Accretion Flows". In: *The Astrophysical Journal* 501, 242-251 (siehe S. 13).
- Caprioli, D. (2012). "Cosmic-ray acceleration in supernova remnants: non-linear theory revised". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 7, 038. arXiv: [1206.1360 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 14).
- Caraveo, P. A. (2014). "Gamma-Ray Pulsar Revolution". In: *Annular Review of Astronomy & Astrophysics* 52, 211-250. arXiv: [1312.2913 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 5).

- Carrigan, S., C. Deil und H. Gast (2012). "New methods implemented in hap for the Galactic Plane Survey: Adaptive ring background method Automatically generated exclusion maps Flux maps". In: *H.E.S.S. internal notes* (siehe S. 99).
- Cash, W. (1979). "Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio". In: *The Astrophysical Journal* 228, 939-947 (siehe S. 39, 42, 49).
- Catena, R. und P. Ullio (2010). "A novel determination of the local dark matter density". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 8, 004. arXiv: 0907.0018 (siehe S. 92, 93).
- Cembranos, J. A. R., V. Gammaldi und A. L. Maroto (2013). "Spectral study of the HESS J1745-290 gamma-ray source as dark matter signal". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 4, 051. arXiv: 1302.6871 [astro-ph.CO] (siehe S. 94).
- Chernyakova, M. u. a. (2011). "The High-energy, Arcminute-scale Galactic Center Gamma-ray Source". In: *The Astrophysical Journal* 726, 60. arXiv: 1009.2630 [astro-ph.HE] (siehe S. 87, 91, 104-106).
- Cheung, C. u. a. (2014). "Fermi-LAT Detection of Gravitational Lens Delayed Gamma-ray Flares from Blazar B0218+357". In: *The Astrophysical Journal Letters* 782.2, L14. arXiv: 1401.0548 [astro-ph.HE] (siehe S. 20).
- Ciafaloni, P. u. a. (2011). "Weak corrections are relevant for dark matter indirect detection". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 3, 019. arXiv: 1009.0224 [hep-ph] (siehe S. 24).
- Cirelli, Marco (2012). "Indirect searches for dark matter". In: *Pramana* 79.5, 1021-1043. ISSN: 0973-7111 (siehe S. 24, 26).
- Cirelli, Marco u. a. (2011). "PPPC 4 DM ID: a poor particle physicist cookbook for dark matter indirect detection". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2011.03, 051 (siehe S. 24, 25).
- Cotton, W. D., D. Tody und W. D. Pence (1995). "Binary table extension to FITS." In: 113, 159 (siehe S. 128).
- Cowan, G. (1998). *Statistical Data Analysis*. Oxford science publications. Clarendon Press. ISBN: 978-0-19-850155-8 (siehe S. 51).
- Crocker, R. M. und F. Aharonian (2011). "Fermi Bubbles: Giant, Multibillion-Year-Old Reservoirs of Galactic Center Cosmic Rays". In: *Physical Review Letters* 106.10, 101102. arXiv: 1008.2658 [astro-ph.GA] (siehe S. 80).
- Crocker, R. M. u. a. (2010). "A lower limit of 50 microgauss for the magnetic field near the Galactic Centre". In: 463, 65-67. arXiv: 1001.1275 [astro-ph.GA] (siehe S. 74).
- Crocker, Roland M. u. a. (2005). "The AGASA and SUGAR Anisotropies and TeV Gamma Rays from the Galactic Center: A Possible Signature of Extremely High Energy Neutrons". In: *The Astrophysical Journal* 622.2, 892 (siehe S. 87).

- Dahmen, G. u. a. (1998). "Molecular gas in the Galactic center region. II. Gas mass and $N_2 = H_2/L^{(12)}CO$ conversion based on a $C^{(18)}O(J = 1 - 0)$ survey". In: 331, 959–976. eprint: [astro-ph/9711117](#) (siehe S. 74).
- Davis, J. E. (2001). "The Formal Underpinnings of the Response Functions Used in X-Ray Spectral Analysis". In: *The Astrophysical Journal* 548, 1010–1019. eprint: [astro-ph/0011068](#) (siehe S. 128).
- Daylan, T. u. a. (2016). "The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way: A case for annihilating dark matter". In: *Physics of the Dark Universe* 12, 1–23. ISSN: 2212-6864 (siehe S. 92).
- Degrange, B. und G. Fontaine (2015). "Introduction to high-energy gamma-ray astronomy". In: *Comptes Rendus Physique* 16, 587–599. arXiv: [1604.05488 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 3).
- Deil, C. u. a. (2017a). "Gammapy - A prototype for the CTA science tools". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1709.01751 \[astro-ph.IM\]](#) (siehe S. 129).
- Deil, C. u. a. (2017b). "Open high-level data formats and software for gamma-ray astronomy". In: *6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Bd. 1792. American Institute of Physics Conference Series. arXiv: [1610.01884 \[astro-ph.IM\]](#) (siehe S. 127).
- Diemand, J. u. a. (2008). "Clumps and streams in the local dark matter distribution". In: *Nature* 454, 735–738. arXiv: [0805.1244](#) (siehe S. 20).
- Dobler, G. und D. P. Finkbeiner (2008). "Extended Anomalous Foreground Emission in the WMAP Three-Year Data". In: *The Astrophysical Journal* 680, 1222–1234. arXiv: [0712.1038](#) (siehe S. 78).
- Donath, A. u. a. (2015). "Gammapy: An open-source Python package for gamma-ray astronomy". In: *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. Bd. 34. International Cosmic Ray Conference. arXiv: [1509.07408 \[astro-ph.IM\]](#) (siehe S. 129).
- Dubus, G. (2013). "Gamma-ray binaries and related systems". In: *The Astronomy and Astrophysics Review* 21, 64. arXiv: [1307.7083 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 5).
- Einasto, J. (1965). "On the Construction of a Composite Model for the Galaxy and on the Determination of the System of Galactic Parameters". In: *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata* 5, 87–100 (siehe S. 20).
- Ekers, R. D. u. a. (1983). "The radio structure of SGR A". In: 122, 143–150 (siehe S. 77).
- F., Aharonian u. a. (2006). "Discovery of very-high-energy gamma-rays from the galactic centre ridge". In: *Nature* 439, 695–698. arXiv: [astro-ph/0603021 \[astro-ph\]](#) (siehe S. 81).

- Falcke, H. und S. Markoff (2000). "The jet model for Sgr A*: Radio and X-ray spectrum". In: 362, 113–118. eprint: [astro-ph/0102186](#) (siehe S. 85).
- Fatuzzo, M. und F. Melia (2012). "Diffusive Cosmic-Ray Acceleration in Sagittarius A*". In: *The Astrophysical Journal Letters* 757, L16. arXiv: [1208.4658](#) (siehe S. 91).
- Fermi, E. (1949). "On the Origin of the Cosmic Radiation". In: *Physical Review* 75, 1169–1174 (siehe S. 13).
- Figer, D. F. (2009). "Massive-star formation in the Galactic center:" In: *Massive Stars: From Pop III and GRBs to the Milky Way. Space Telescope Science Institute Symposium Series No. 20. Edited by Mario Livio and Eva Villaver. Cambridge University Press, 2009, ISSN 9780521762632, p.40-59.* Hrsg. von M. Livio und E. Villaver (siehe S. 73).
- Frieman, J. A., M. S. Turner und D. Huterer (2008). "Dark Energy and the Accelerating Universe". In: *Annular Review of Astronomy & Astrophysics* 46, 385–432. arXiv: [0803.0982](#) (siehe S. 19).
- Funk, S. (2015). "Ground- and Space-Based Gamma-Ray Astronomy". In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 65, 245–277. arXiv: [1508.05190 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 3, 7).
- Gaensler, B. M. und P. O. Slane (2006). "The Evolution and Structure of Pulsar Wind Nebulae". In: *Annular Review of Astronomy & Astrophysics* 44, 17–47. eprint: [astro-ph/0601081](#) (siehe S. 5).
- Gaisser, T. K. (2003). "Particle astrophysics". In: *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 117, 318–334 (siehe S. 11, 15).
- Galbraith, W. und J. V. Jelley (1953). "Light Pulses from the Night Sky associated with Cosmic Rays". In: *Nature* 171, 349–350 (siehe S. 3).
- Gentile, G. u. a. (2004). "The cored distribution of dark matter in spiral galaxies". In: *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* 351, 903–922. eprint: [astro-ph/0403154](#) (siehe S. 20).
- Genzel, R. und V. Karas (2007). "The Galactic Center". In: *Black Holes from Stars to Galaxies – Across the Range of Masses.* Hrsg. von V. Karas und G. Matt. Bd. 238. IAU Symposium. arXiv: [0704.1281](#) (siehe S. 83).
- Genzel, R. u. a. (1985). "The neutral-gas disk around the galactic center". In: *The Astrophysical Journal* 297, 766–786 (siehe S. 75).
- Genzel, R., F. Eisenhauer und S. Gillessen (2010). "The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster". In: *Review of Modern Physics* 82, 3121–3195. arXiv: [1006.0064](#) (siehe S. 83–85).
- Ghez, A. M. u. a. (1998). "High Proper-Motion Stars in the Vicinity of Sagittarius A*: Evidence for a Supermassive Black Hole at the Center of Our Galaxy". In: *The Astrophysical Journal* 509.2, 678 (siehe S. 83).
- Goldstein, A. u. a. (2017). "An Ordinary Short Gamma-Ray Burst with Extraordinary Implications: Fermi-GBM Detection of GRB 170817A".

- In: *The Astrophysical Journal Letters* 848, L14. arXiv: [1710.05446 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 5).
- Goldwurm, A. u. a. (2003). "A New X-Ray Flare from the Galactic Nucleus Detected with the XMM-Newton Photon Imaging Cameras". In: *The Astrophysical Journal* 584.2, 751 (siehe S. 85).
- Gordon, M. A. u. a. (1993). "Anatomy of the Sagittarius complex. 3: Morphology and characteristics of the SGR B2 giant molecular giant molecular cloud". In: 280, 208–220 (siehe S. 74).
- Greissen, K. (1956). "The Extensive Air Showers". In: *Progresses in Cosmic Ray Physics*. Bd. III (siehe S. 8).
- Guo, Yi-Qing u. a. (2013). "A hybrid model of GeV–TeV gamma ray emission from the Galactic center". In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 40.6, 065201 (siehe S. 91, 105).
- Heck, D. u. a. (1998). *CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. (Siehe S. 8).
- Heitler, W. (1954). *Quantum theory of radiation* (siehe S. 8).
- Helfand, D. J. und R. H. Becker (1987). "G_{0.9} + 0.1 and the emerging class of composite supernova remnants". In: *The Astrophysical Journal* 314, 203–214 (siehe S. 75).
- Hess, V. F. (1912). "Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten". In: *Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, Sitzungsberichte der mathematisch-naturw. Klasse der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* (siehe S. 11).
- Hewitt, J. W. und M. Lemoine-Goumard (2015). "Observations of supernova remnants and pulsar wind nebulae at gamma-ray energies". In: *Comptes Rendus Physique* 16, 674–685. arXiv: [1510.01213 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 4, 5).
- Hillas, A. M. (1985). "Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma". In: *International Cosmic Ray Conference* 3 (siehe S. 10).
- Hinton, J. A. und F. A. Aharonian (2007). "Inverse Compton Scenarios for the TeV Gamma-Ray Emission of the Galactic Center". In: *The Astrophysical Journal* 657.1, 302 (siehe S. 88, 105, 106).
- Hinton, J. A. und W. Hofmann (2009). "Teraelectronvolt Astronomy". In: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 47, 523–565. arXiv: [1006.5210 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 3, 9, 14, 15, 18).
- Hofmann, W. (1998). "Influence of the Earth Magnetic Field on Air Showers in the HESS Energy Range". In: *H.E.S.S. internal notes* (siehe S. 33).
- Holler, M. u. a. (2015). "Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S. Phase II". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1509.02902 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 99).
- Hoogenboom, J. P., W. K. den Otter und H. L. Offerhaus (2006). "Accurate and unbiased estimation of power-law exponents from single-emitter blinking data". In: *The Journal of Chemical Physics* 125.20, 204713–204713 (siehe S. 40, 54).

- Hoppe, Stefan (2008). "Emitters of VHE γ -radiation as revealed by the H.E.S.S. Galactic plane survey". PhD thesis. Ruperto-Carola University (siehe S. 31).
- Hörandel, J. R. (2004). "Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays". In: *Astroparticle Physics* 21, 241-265. eprint: [astro-ph/0402356](#) (siehe S. 11).
- Humphrey, P. J., W. Liu und D. A. Buote (2009). " χ^2 and Poissonian Data: Biases Even in the High-Count Regime and How to Avoid Them". In: *The Astrophysical Journal* 693, 822-829. arXiv: [0811.2796](#) (siehe S. 39, 49).
- Jackson, J. M. u. a. (1993). "Neutral gas in the central 2 parsecs of the Galaxy". In: *The Astrophysical Journal* 402, 173-184 (siehe S. 74).
- Jansson, R. und G. R. Farrar (2012). "A New Model of the Galactic Magnetic Field". In: *The Astrophysical Journal* 757, 14. arXiv: [1204.3662](#) (siehe S. 74).
- Jelley, J. V. und N. A. Porter (1963). "Cerenkov Radiation from the Night Sky". In: *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society* 4, 275 (siehe S. 3).
- Jouvin, L. u. a. (2015). "Statistical biases of spectral analysis with the ON-OFF likelihood statistic". In: 34th International Cosmic Ray Conference, The Hague (The Netherlands), 30 Jul 2015 - 6 Aug 2015. Trieste: SISSA (siehe S. 49).
- Jouvin, L. u. a. (2017). "Toward a 3D analysis in Cerenkov gamma-ray astronomy". In: *Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference* (siehe S. 129).
- Jungman, G., M. Kamionkowski und K. Griest (1996). "Supersymmetric dark matter". In: *Physics Reports* 267, 195-373. eprint: [hep-ph/9506380](#) (siehe S. 22).
- Kachelriess, M. (2008). "Lecture notes on high energy cosmic rays". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [0801.4376](#) (siehe S. 11).
- Kahlhoefer, F. (2017). "Review of LHC dark matter searches". In: *International Journal of Modern Physics A* 32, 1730006. arXiv: [1702.02430 \[hep-ph\]](#) (siehe S. 24).
- Killeen, N. E. B., K. Y. Lo und R. Crutcher (1992). "Zeeman measurements of the magnetic fields at the Galactic center". In: *The Astrophysical Journal* 385, 585-603 (siehe S. 74).
- Klasen, M., M. Pohl und G. Sigl (2015). "Indirect and direct search for dark matter". In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 85, 1-32. arXiv: [1507.03800 \[hep-ph\]](#) (siehe S. 24).
- Knödseder, J. u. a. (2016). "GammaLib and ctools - A software framework for the analysis of astronomical gamma-ray data". In: *A&A* 593, A1 (siehe S. 128).
- Kochanek, C. S. (2006). "Strong Gravitational Lensing". In: *Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-540-30310-7 (siehe S. 20).

- Kosack, K. u. a. (2004). "TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center". In: *The Astrophysical Journal Letters* 608.2, L97 (siehe S. 86).
- Kraushaar, W. L. und G. W. Clark (1962). "Search for Primary Cosmic Gamma Rays with the Satellite Explorer XI". In: *Physical Review Letters* 8, 106-109 (siehe S. 3).
- Kusunose, M. und F. Takahara (2012). "A Leptonic Model of Steady High-energy Gamma-Ray Emission from Sgr A*". In: *The Astrophysical Journal* 748.1, 34 (siehe S. 91, 105, 106).
- LaRosa, T. N. u. a. (2000). "A Wide-Field 90 Centimeter VLA Image of the Galactic Center Region". In: 119, 207-240 (siehe S. 75, 76).
- Lefaucheur, J. u. a. (2017). "Gammapy: high level data analysis for extragalactic science cases with the Cherenkov Telescope Array". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: 1709.10169 [astro-ph.HE] (siehe S. 131).
- Levinson, A. und E. Boldt (2000). "UHECR Production by a Compact Black-Hole Dynamo: Application to Sgr A*". In: *ArXiv Astrophysics e-prints*. eprint: astro-ph/0012314 (siehe S. 13).
- Li, T.-P. und Y.-Q. Ma (1983). "Analysis methods for results in gamma-ray astronomy". In: *The Astrophysical Journal* 272, 317-324 (siehe S. 37).
- Linden, T., E. Lovegrove und S. Profumo (2012). "The Morphology of Hadronic Emission Models for the Gamma-Ray Source at the Galactic Center". In: *The Astrophysical Journal* 753, 41. arXiv: 1203.3539 [astro-ph.HE] (siehe S. 91, 105).
- Liszt, H. S. (1985). "Structure of Sagittarius C observed at radio frequencies". In: *The Astrophysical Journal Letters* 293, L65-L67 (siehe S. 77).
- Liu, S. u. a. (2006). "Stochastic Acceleration in the Galactic Center HESS Source". In: *The Astrophysical Journal* 647.2, 1099 (siehe S. 92).
- Loeb, A. und E. Waxman (2007). "Properties of the radio-emitting gas around Sgr A*". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 3, 011. eprint: astro-ph/0702043 (siehe S. 85).
- Longmore, S. N. (2012). "Molecular gas in the inner 500pc of the MilkyWay: violating star formation relations and on the verge of forming extreme stellar clusters". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: 1211.1223 [astro-ph.GA] (siehe S. 75).
- Lynden-Bell, D. und M. J. Rees (1971). "On quasars, dust and the galactic centre". In: *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* 152, 461 (siehe S. 83).
- Madejski, G. und M. Sikora (2016). "Gamma-Ray Observations of Active Galactic Nuclei". In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 54.1, 725-760. eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081913-040044> (siehe S. 4).
- Malyshev, D. u. a. (2015). "Leptonic origin of the 100 MeV γ -ray emission from the Galactic centre". In: *A&A* 582, A11 (siehe S. 87, 91, 104-107).

- Marrodán Undagoitia, T. und L. Rauch (2016). "Dark matter direct-detection experiments". In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43.1, 013001. arXiv: [1509.08767](https://arxiv.org/abs/1509.08767) [[physics.ins-det](#)] (siehe S. 24).
- Melia, Fulvio und Heino Falcke (2001). "The Supermassive Black Hole at the Galactic Center". In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 39.1, 309–352. eprint: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.astro.39.1.309> (siehe S. 73, 83).
- Metzger, B. D. und E. Berger (2012). "What is the Most Promising Electromagnetic Counterpart of a Neutron Star Binary Merger?" In: *The Astrophysical Journal* 746, 48. arXiv: [1108.6056](https://arxiv.org/abs/1108.6056) [[astro-ph.HE](#)] (siehe S. 5).
- Mills, E. A. C. (2017). "The Milky Way's Central Molecular Zone". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1705.05332](https://arxiv.org/abs/1705.05332) (siehe S. 73–75).
- Morrison, P. (1958). "On gamma-ray astronomy". In: *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* 7.6, 858–865. ISSN: 1827-6121 (siehe S. 3).
- Muno, M. P. u. a. (2009). "A Catalog of X-Ray Point Sources from Two Megaseconds of Chandra Observations of the Galactic Center". In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 181, 110–128. arXiv: [0809.1105](https://arxiv.org/abs/0809.1105) (siehe S. 77).
- Nagata, T. u. a. (1990). "AFGL 2004 - an infrared quintuplet near the Galactic center". In: *The Astrophysical Journal* 351, 83–88 (siehe S. 77).
- Nagata, T. u. a. (1995). "Object 17: Another cluster of emission-line stars near the galactic center". In: 109, 1676–1681 (siehe S. 77).
- Navarro, J. F., C. S. Frenk und S. D. M. White (1997). "A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering". In: *The Astrophysical Journal* 490.2, 493 (siehe S. 20, 74).
- Nesti, F. und P. Salucci (2013). "The Dark Matter halo of the Milky Way, AD 2013". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 7, 016. arXiv: [1304.5127](https://arxiv.org/abs/1304.5127) (siehe S. 93).
- Neyman, J. und E. L. Scott (1948). "Consistent Estimates Based on Partially Consistent Observations". In: *Econometrica* 16.1, 1-32. ISSN: 00129682, 14680262 (siehe S. 29).
- Park, S. u. a. (2005). "A Candidate Neutron Star Associated with Galactic Center Supernova Remnant Sagittarius A East". In: *The Astrophysical Journal* 631, 964–975. eprint: [astro-ph/0506168](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0506168) (siehe S. 77).
- Parsons, D. u. a. (2017). "The Galactic Centre Viewed with H.E.S.S." In: *6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Bd. 1792. 1. eprint: <http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4968884> (siehe S. 98).
- Parsons, R. D. und J. A. Hinton (2014). "A Monte Carlo template based analysis for air-Cherenkov arrays". In: *Astroparticle Physics* 56, 26 - 34. ISSN: 0927-6505 (siehe S. 10, 98).

- Parsons, R. u. a. (2015). "Sgr A* Observations with H.E.S.S. II". In: *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. Bd. 34. International Cosmic Ray Conference. arXiv: [1509.03425 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 98).
- Patrignani, C. u. a. (2016). "Review of Particle Physics". In: *Chinese Physics C* 40.10, 100001 (siehe S. 11, 44).
- Pence, W. D. u. a. (2010). "Definition of the Flexible Image Transport System (FITS), version 3.0". In: 524, A42 (siehe S. 127).
- Pieri, Lidia u. a. (2011). "Implications of high-resolution simulations on indirect dark matter searches". In: *Phys. Rev. D* 83, 023518 (2) (siehe S. 93).
- Pierre, M., J. M. Siegal-Gaskins und P. Scott (2014). "Sensitivity of CTA to dark matter signals from the Galactic Center". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 6, 024. arXiv: [1401.7330 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 124).
- Piron, F. u. a. (2001). "Temporal and spectral gamma-ray properties of Mkn 421 above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000". In: *A&A* 374.3, 895-906 (siehe S. 31).
- Ponti, G. u. a. (2010). "Discovery of a Superluminal Fe K Echo at the Galactic Center: The Glorious Past of Sgr A* Preserved by Molecular Clouds". In: *The Astrophysical Journal* 714, 732-747. arXiv: [1003.2001 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 85).
- Punch, M. u. a. (1992). "Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421". In: *Nature* 358, 477 (siehe S. 3).
- Refsdal, B. L. u. a. (2009). "Sherpa: 1D/2D modeling and fitting in Python". In: *Proceedings of the 8th Python in Science Conference, Pasadena, CA, 2009*, edited by G. Varoquaux, S. van der Walt and J. Millman (siehe S. 49, 129).
- Reid, M. J. (1993). "The distance to the center of the Galaxy". In: *Annular Review of Astronomy & Astrophysics* 31, 345-372 (siehe S. 73).
- Reid, M. J. und A. Brunthaler (2004). "The Proper Motion of Sagittarius A*. II. The Mass of Sagittarius A*". In: *The Astrophysical Journal* 616, 872-884. eprint: [astro-ph/0408107](#) (siehe S. 83).
- Reynolds, S. P. (2008). "Supernova Remnants at High Energy". In: *Annular Review of Astronomy & Astrophysics* 46, 89-126 (siehe S. 4).
- Rieger, F. M., E. de Oña-Wilhelmi und F. A. Aharonian (2013). "TeV astronomy". In: *Frontiers of Physics* 8, 714-747. arXiv: [1302.5603 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 3).
- Rinchiuso, L. u. a. (2017). "Dark matter gamma-ray line searches toward the Galactic Center halo with H.E.S.S. I". In: *ArXiv e-print*. arXiv: [1708.08358 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 94).
- Robitaille, T. P. u. a. (2013). "Astropy: A community Python package for astronomy". In: *A&A* 558, A33. arXiv: [1307.6212 \[astro-ph.IM\]](#) (siehe S. 129).
- Rolke, W. A., A. M. López und J. Conrad (2005). "Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters". In: *Nucle-*

- ar Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 551.2–3, 493–503. ISSN: 0168-9002 (siehe S. 44).
- Rossi, B. B. (1952). *High-energy particles*. English. Bibliography: p. 547–561. Englewood Cliffs, N.J. : Prentice-Hall (siehe S. 8).
- Schödel, R. u. a. (2003). “Stellar Dynamics in the Central Arcsecond of Our Galaxy”. In: *The Astrophysical Journal* 596.2, 1015 (siehe S. 83).
- Serabyn, E. und M. Morris (1994). “The source of the relativistic particles in the galactic center arc”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 424, L91–L94 (siehe S. 77).
- Shen, Z.-Q. u. a. (2005). “A size of ~ 1 AU for the radio source Sgr A* at the centre of the Milky Way”. In: 438, 62–64. eprint: [astro-ph/0512515](#) (siehe S. 83).
- Snowden, S. L. u. a. (1997). “ROSAT Survey Diffuse X-Ray Background Maps. II.” In: *The Astrophysical Journal* 485, 125–135 (siehe S. 78).
- Stawarz, L. (2013). “Active Galaxies Studied with the H.E.S.S. Observatory”. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1307.4823 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 4).
- Strigari, L. E. (2013). “Galactic searches for dark matter”. In: *Physics Reports* 531, 1–88. arXiv: [1211.7090](#) (siehe S. 20, 92).
- Su, M., T. R. Slatyer und D. P. Finkbeiner (2010). “Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind?” In: *The Astrophysical Journal* 724, 1044–1082. arXiv: [1005.5480 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 80).
- Supanitsky, A. D. (2014). “Gamma rays and neutrinos from a cosmic ray source in the Galactic Center region”. In: *Phys. Rev. D* 89, 023501 (2) (siehe S. 107).
- Thompson, D. J. (2008). “Gamma ray astrophysics: the EGRET results”. In: *Reports on Progress in Physics* 71.11, 116901. arXiv: [0811.0738](#) (siehe S. 78).
- Treu, T. (2010). “Strong Lensing by Galaxies”. In: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 48, 87–125. arXiv: [1003.5567](#) (siehe S. 20).
- Trichard, C. (2017). “Searching for PeVatrons in the CTA Galactic Plane Survey”. In: *Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference* (siehe S. 131).
- Tsuchiya, K. u. a. (2004). “Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 606.2, L115 (siehe S. 3, 86).
- Vianello, G. u. a. (2015). “The Multi-Mission Maximum Likelihood framework (3ML)”. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1507.08343 \[astro-ph.HE\]](#) (siehe S. 128).
- Wachter, K., R. Leach und E. Kellogg (1979). “Parameter estimation in X-ray astronomy using maximum likelihood”. In: *The Astrophysical Journal* 230, 274–287 (siehe S. 43).

- Walsh, D., R. F. Carswell und R. J. Weymann (1979). "0957 + 561 A, B - Twin quasistellar objects or gravitational lens". In: *Nature* 279, 381-384 (siehe S. 20).
- Walter, F., A. Weiss und N. Scoville (2002). "Molecular Gas in M82: Resolving the Outflow and Streamers". In: *The Astrophysical Journal Letters* 580, L21-L25. eprint: [astro-ph/0210602](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0210602) (siehe S. 75).
- Wang, D. et al. (2009). *Labeled Chandra Image of the Galactic Center*. access: 06.09.2017 (siehe S. 77).
- Wang, Q. D., F. J. Lu und E. V. Gotthelf (2006). "G359.95-0.04: an energetic pulsar candidate near Sgr A*". In: *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* 367.3, 937-944. eprint: <http://mnras.oxfordjournals.org/content/367/3/937.full.pdf+html> (siehe S. 88).
- Weekes, T. C. u. a. (1989). "Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique". In: *The Astrophysical Journal* 342, 379-395 (siehe S. 3).
- Wells, D. C., E. W. Greisen und R. H. Harten (1981). "FITS - a Flexible Image Transport System". In: 44, 363 (siehe S. 127).
- Wood, M. u. a. (2013). "Prospects for Indirect Detection of Dark Matter with CTA". In: *ArXiv e-print*. arXiv: [1305.0302](https://arxiv.org/abs/1305.0302) [[astro-ph.HE](#)] (siehe S. 124).
- Wood, M. u. a. (2017). "Fermipy: An open-source Python package for analysis of Fermi-LAT Data". In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1707.09551](https://arxiv.org/abs/1707.09551) [[astro-ph.IM](#)] (siehe S. 128).
- Yusef-Zadeh, F. u. a. (1996). "Detection of 1720 MHz Hydroxyl Masers at the Galactic Center: Evidence for Shock-excited Gas and Milligauss Fields". In: *The Astrophysical Journal Letters* 466, L25 (siehe S. 87).
- Zabalza, V. (2015). "Naima: a Python package for inference of particle distribution properties from nonthermal spectra". In: *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. Bd. 34. International Cosmic Ray Conference. arXiv: [1509.03319](https://arxiv.org/abs/1509.03319) [[astro-ph.HE](#)] (siehe S. 128).
- Zaborov, D. u. a. (2015). "AGN observations with a 100 GeV threshold using H.E.S.S. II". In: *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. Bd. 34. International Cosmic Ray Conference. arXiv: [1509.06509](https://arxiv.org/abs/1509.06509) [[astro-ph.HE](#)] (siehe S. 100, 101).
- Zwicky, F. (1933). "Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln". In: *Helvetica Physica Acta* 6, 110-127 (siehe S. 19).
- de Naurois, M. (2012). "Very High Energy astronomy from H.E.S.S. to CTA. Opening of a new astronomical window on the non-thermal Universe". Accreditation to supervise research. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (siehe S. 3, 13, 15, 39).
- de Naurois, M. und D. Mazin (2015). "Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy". In: *Comptes Rendus Physique* 16, 610-627. arXiv: [1511.00463](https://arxiv.org/abs/1511.00463) [[astro-ph.IM](#)] (siehe S. 3, 7).

- de Naurois, M. und L. Rolland (2009). "A high performance likelihood reconstruction of γ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes". In: *Astroparticle Physics* 32, 231-252. arXiv: [0907.2610](#) [[astro-ph.IM](#)] (siehe S. [10](#)).
- van Eldik, C. (2015). "Gamma rays from the Galactic Centre region: A review". In: *Astroparticle Physics* 71, 45-70. arXiv: [1505.06055](#) [[astro-ph.HE](#)] (siehe S. [73](#)).

KOLOPHON

Dieses Dokument wurde mit Hilfe der typographischen Anmutung `classicthesis` gesetzt, die von André Miede entwickelt wurde. Der Stil wurde von Robert Bringhursts wegweisendem Typographie-Buch "*The Elements of Typographic Style*" inspiriert. `classicthesis` is für L^AT_EX und L^yX verfügbar.

<https://bitbucket.org/amiede/classicthesis/>