

**Untersuchung  
hochenergetischer  
Gamma-Strahlung von  
Westerlund 1 und weiteren  
galaktischen Sternhaufen**

Diplomarbeit

vorgelegt von

Milton Virgilio Fernandes

Institut für Experimentalphysik  
Universität Hamburg

Hamburg,  
Mai 2009



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Westerlund 1 – ein Überblick</b>	<b>7</b>
2.1	Sternhaufen und ihre Winde . . . . .	10
2.2	Beobachtungen von Westerlund 1 . . . . .	12
2.3	Korrekturen . . . . .	15
2.4	Energetische Betrachtungen . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Luftschauer und H·E·S·S·</b>	<b>21</b>
3.1	Luftschauer . . . . .	21
3.1.1	Elektromagnetische Luftschauer . . . . .	22
3.1.2	Hadronische Luftschauer . . . . .	23
3.1.3	Cherenkov-Licht . . . . .	25
3.1.4	Vergleich und Betrachtung von elektromagnetischen und hadronischen Luftschauern . . . . .	26
3.2	Das H·E·S·S·-Experiment . . . . .	27
3.2.1	Die Teleskope . . . . .	27
3.2.2	Die Datennahme . . . . .	30
3.2.3	Die Datenkalibration . . . . .	31
3.2.4	Rekonstruktion . . . . .	31
3.2.5	Die Kamera-Akzeptanz . . . . .	37
3.2.6	Effektive Nachweisflächen . . . . .	38
3.2.7	Die Bestimmung des Untergrundes . . . . .	39
3.2.8	Die Analyse . . . . .	42
3.3	H·E·S·S· Phase 2 . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Verbesserte Datenselektion</b>	<b>47</b>
4.1	Standard-Datenselektion . . . . .	47
4.2	Verbesserte Datenselektion . . . . .	50
4.2.1	Streuung in der Atmosphäre . . . . .	50
4.2.2	Einführung und Nomenklatur . . . . .	51
4.2.3	Müonereignisse und Teleskopeffizienzen . . . . .	52
4.2.4	Der Schnitt an die optische Effizienz . . . . .	53
4.3	Fluktuation der System-Triggerrate . . . . .	60

<b>5</b>	<b>Analyse und Interpretation</b>	<b>63</b>
5.1	TeV-Himmelskarte . . . . .	63
5.1.1	Suche nach katalogisierten Gegenständen . . . . .	66
5.1.2	Multi-Wellenlängen-Betrachtungen . . . . .	68
5.2	Spektrum . . . . .	72
5.2.1	Hypothese I – Gesamtspektrum um Westerlund 1 . . . . .	73
5.2.2	Hypothese II - Drei Regionen . . . . .	76
5.2.3	TeV- $\gamma$ -Luminosität . . . . .	78
5.2.4	Spektrale Energieverteilung . . . . .	79
5.3	Diskussion der TeV-Emission um Westerlund 1 . . . . .	80
5.3.1	Was beschleunigt die Teilchen? . . . . .	81
5.3.2	Welche Teilchen werden beschleunigt? . . . . .	81
5.3.3	Warum ist die TeV-Emissionsregion ausgedehnt? . . . . .	82
5.3.4	Konsistenzüberprüfung . . . . .	84
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>87</b>
<b>A</b>	<b>NGC 6242 und GRO J1655-40</b>	<b>91</b>
A.1	Selektion und Analyse . . . . .	91
A.2	Mögliches Signal nahe NGC 6242 . . . . .	92
A.3	Interpretation . . . . .	93
<b>B</b>	<b>Westerlund 2 / WR 20a</b>	<b>95</b>
B.1	Spektrum . . . . .	96
B.2	TeV-Himmelskarte . . . . .	98
<b>C</b>	<b>Der Krebsnebel</b>	<b>101</b>
C.1	Spektrum des Krebsnebels . . . . .	103
	<b>Referenzen</b>	<b>106</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>115</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>118</b>

## Verwendete Konstanten

Konstante	Bezeichnung	Wert
$c$	Lichtgeschwindigkeit	$2.998 \cdot 10^8 \text{ m}$
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum	$6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
$k_B$	Boltzmannkonstante	$1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
$\pi$	Kreiszahl	3.14159...
$L_\odot$	Sonnenleuchtkraft	$3.846 \cdot 10^{26} \text{ W}$
$M_\odot$	Sonnenmasse	$1.989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
$\rho_{\text{ISM}}$	Dichte des ISM	$1.673 \cdot 10^{-21} \text{ kg/m}^3$

## Verwendete Einheiten abweichend vom SI

Abkürzung	Name	Bedeutung	Wert in SI
eV	Elektronvolt	Energie	$1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
erg	Ergon	Energie	$1.0 \cdot 10^{-7} \text{ J}$
dyn	Dyn	Kraft	$1.0 \cdot 10^{-5} \text{ N}$
G	Gauß	Magnet. Flussdichte	$1.0 \cdot 10^{-4} \text{ T}$
pc	Parsec	Länge	$3.086 \cdot 10^{16} \text{ m}$
a	Annus	Zeit	$3.153 \cdot 10^7 \text{ s}$

## Winkel- und Bogenmaß

Symbol	Bezeichnung	Bedeutung
rad	Radian	$1 \text{ rad} = 180^\circ/\pi \approx 57.296^\circ$
'	Bogenminute	$60' = 1^\circ$
''	Bogensekunde	$3600'' = 60' = 1^\circ$

## Einheitenpräfixe

Präfix	Name	Wert
n	Nano-	$10^{-9}$
$\mu$	Mikro-	$10^{-6}$
m	Milli-	$10^{-3}$
c	(Centi-) Zenti-	$10^{-2}$
k	Kilo-	$10^3$
M	Mega-	$10^6$
G	Giga-	$10^9$
T	Tera-	$10^{12}$
P	Peta-	$10^{15}$



# Kapitel 1

## Einleitung

Im Jahre 1912 – und damit vor fast hundert Jahren – entdeckte Victor Franz Hess in Ballonexperimenten die kosmische Strahlung, die er damals *penetrating radiation*, zu deutsch: durchdringende Strahlung, nannte (Hess 1912) und wofür er 1936 den Nobelpreis für Physik verliehen bekam. Diese Strahlung besteht aus ionisierenden Teilchen, die Produkt von Wechselwirkungsprozessen energiereicher Teilchen der kosmischen Strahlung mit Molekülen in den oberen Schichten der Erdatmosphäre sind. Man unterscheidet hierbei zwischen einer geladenen und einer ungeladene Komponente der kosmischen Strahlung.<sup>1</sup> Heute wissen wir, dass die Teilchen dieser kosmischen Strahlung Energien von bis zu  $10^{20}$  Elektronvolt besitzen. Dies sind Teilchenenergien, die auf unserer Erde technisch bislang nicht einmal annähernd realisiert werden konnten. Es stellt sich also die Frage, welche physikalischen Prozesse als *kosmische Teilchenbeschleuniger* dienen.

Der Erforschung der kosmischen Strahlung und ihres Ursprungs sind innerhalb der Astro-Teilchenphysik eine Vielzahl an Experimenten gewidmet, die verschiedene Energiebereiche abdecken und die dazu unterschiedliche Nachweisverfahren anwenden. Ein Gebiet ist hier die  $\gamma$ -Astrophysik, die sich mit den  $\gamma$ -Photonen der kosmischen Strahlung beschäftigt. Heute decken satellitengestützte Experimente wie FERMI insgesamt den Energiebereich von 10 keV bis 300 GeV ab. Hieran schließen bodengestützte Experimente wie MAGIC und H.E.S.S.. Das H.E.S.S.-Experiment deckt beispielsweise einen Energiebereich von ungefähr 100 GeV bis etwa 100 TeV ab. Experimente wie CTA werden den Energiebereich erweitern. Höhere Energien werden mit groß angelegten Detektorfeldern anvisiert.

Aus der beobachteten Energiedichte der geladenen kosmischen Teilchen der Milchstraße  $\rho_{\text{MS}} \approx 1 \text{ eV/cm}^3$  und ihrer energieabhängigen Verweildauer  $\tau \approx 10^7 \text{ a}$  ergibt sich die Leistung, die unsere Galaxie aufbringen muss, um diese Teilchen zu halten, zu  $L_{\text{MS}} \approx 10^{40} \text{ erg/s}$  (Klapdor-Kleingrothaus & Zuber 1997). Supernovae sind hier die naheliegendste Energiequelle innerhalb der Milchstraße, da pro Supernova etwa  $10^{51} \text{ erg}$  an Energie frei werden. Unter

---

<sup>1</sup>In Kapitel 3 werden diese Prozesse und die beteiligten Teilchen ausführlich beschrieben.

der Annahme, dass 10% davon in die Beschleunigung der kosmischen Teilchen geht und dass sich alle 30 bis 40 Jahre eine Supernova in der Milchstraße ereignet,<sup>2</sup> stehen auf diesem Wege etwa  $10^{41}$  erg/s zur Verfügung. Gestützt wird dieses Szenario durch die beobachtete Komposition der kosmischen Teilchen, deren Elementhäufigkeit in etwa dem der Sterne durch ihre Nukleosynthese entspricht.

Allgemein favorisiert ist das Modell der Beschleunigung von Teilchen zu hohen Energien an der Schockfront eines Supernova-Überrestes. Diese Schockfront breitet sich mit etwa  $10^4$  km/s in Überschallgeschwindigkeit im interstellaren Medium (ISM) aus, so dass nahe der Front eine höhere Dichte an Teilchen vorliegt, was zu einem verdichteten Magnetfeld an der Schockfront führt. Teilchen können nun durch Streuprozesse vor und hinter die Front stochastisch gestreut werden und gewinnen beim Überqueren jedes Mal an Energie. Dieser Mechanismus wird *Fermi I* genannt und geht zurück auf eine Arbeit von Enrico Fermi (1949). Dieser entwickelte ein Modell, in welchem Teilchen durch stochastische Streuung an Molekülwolken im ISM an Energie gewinnen (*Fermi II*). Die Nomenklatur dieser Prozesse basiert auf der Ordnung des geschwindigkeitsabhängigen relativen Energiegewinns  $\Delta E/E$ . Der durchschnittliche Energiegewinn eines Teilchens der Energie  $E$  und der Geschwindigkeit  $v$  pro Streuung ist

$$\text{Fermi I : } \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_1 \propto \frac{v}{c} \quad (1.1)$$

$$\text{Fermi II : } \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_2 \propto \left( \frac{v}{c} \right)^2 \quad (1.2)$$

Da immer  $v \ll c$  gilt, ist der Prozess 1. Ordnung effizienter, wobei die Fluchtwahrscheinlichkeit der Teilchen aus der Schockfront mit jeder Streuung zunimmt. Insgesamt sind hier Beschleunigungen innerhalb von  $10^5$  Jahren auf Energien bis zu 100 TeV möglich. Höhere Energien können durch Beschleunigung in Supernovae-Überresten nicht erzeugt werden, so dass es weitere Mechanismen – galaktische wie extragalaktische – geben muss (Longair 1994). Bislang sind 53 galaktische und 23 extragalaktische Quellen bekannt. Unter den galaktischen Quellen verbergen sich fünf schalenförmige Supernova-Überreste, zwei Supernova-Überreste gemischter Morphologie, zwei *composite* Supernova-Überreste, 20 Pulsarwindnebel, zwei stellare Assoziationen und vier Röntgen-Doppelsysteme sowie 18 weitere Quellen ohne bislang bekannten Gegenpart. 21 Blazare, eine Fanaroff-Riley Typ I-Galaxie (Messier 87) und ein Radio-Quasar mit flachem Spektrum (3C279) bilden die bislang bekannten extragalaktischen Quellen (Horns 2008).<sup>3</sup>

Unter den zweifelsfrei identifizierten und gut verstandenen Quellen sehr hochenergetischer  $\gamma$ -Emission fehlen bislang Sternhaufen mit ihren massereichen Sternen. Massereiche Sterne treiben starke Winde mit Geschwindigkeiten

<sup>2</sup>Dies ergibt sich aus Beobachtungen von anderen Galaxien.

<sup>3</sup>Eine Diskussion zu diesen Objekten findet sich ebenfalls in Horns (2008).

von einigen  $10^3$  km/s. Wie oben in der Betrachtung der Supernova-Überreste sind dies Geschwindigkeiten, die weitaus höher sind als die Schallgeschwindigkeit im ISM von etwa 10 km/s (Longair 1994). Schockartige Strukturen können entstehen, wenn diese schnellen Sternwinde auf das ISM treffen oder es zu Kollisionen zwischen einzelnen Sternwindfronten kommt. Massereiche Sterne sind vor allem in jungen Sternhaufen zu finden, in denen sie sich zumeist zeitgleich aus der gleichen, kollabierenden Molekülwolke gebildet haben. Ihre Lebensdauer beträgt jedoch nur einige Millionen Jahre, so dass mit zunehmendem Alter eines Sternhaufens wenige bis gar keine massereichen Sterne erwartet werden.

Bislang sind, hier am Beispiel von HESS J1614-518 (Aharonian et al. 2006B) – Pismis 22 oder TeV J2032+413 (Aharonian et al. 2005) – Cyg OB2, einige wenige Kandidaten gefunden, bei denen die beobachtete  $\gamma$ -Emission einem Sternhaufen oder einer stellaren Assoziation zugeordnet werden könnte.

Im Hinblick auf Schockbeschleunigung initiiert durch stellare Winde massereicher Sterne ist Westerlund 1 – der massivste Sternhaufen der Milchstraße mit einer Vielzahl an massereichen, windtreibenden Sternen – der geeignetste Kandidat, um dieses Modell zu überprüfen.

In Rahmen dieser Arbeit werden neben Westerlund 1 mit den Sternhaufen Westerlund 2 und NGC 6242 insgesamt drei Sternhaufen analysiert, die mit dem H.E.S.S.-Experiment beobachtet wurden. Einige ihrer Eigenschaften sind in der nachfolgenden Tabelle aufgeführt.

	<b>Westerlund 1</b>	<b>Westerlund 2</b>	<b>NGC 6242</b>
Koordinaten (J2000)	251.7°, -45.82°	155.99°, -57.76°	253.9°, -39.47°
Masse [ $M_{\odot}$ ]	$\sim 10^5$	$4.5 \cdot 10^3$	unbekannt
Alter [ $10^6$ a]	4.5 - 5.0	1 - 2	40.6
Distanz [kpc]	$3.9 \pm 0.7$	$8.0 \pm 1.4$	$1.0 \pm 0.1$

Tabelle 1.1: Einige Daten zu den in dieser Arbeit analysierten Quellen. Die Koordinaten (in J2000) sind in Rektaszension und Deklination angegeben. Die Distanz ist bezüglich der Entfernung zur Sonne. Referenzen sowie weitere Erläuterung zu diesen Zahlen sind in den einzelnen Kapiteln zu finden.

NGC 6242 ist mit knapp 41 Millionen Jahren ein sehr alter Sternhaufen. Man erwartet hier weder massereiche Sterne noch sollten sich noch Supernovae ereignen, an deren Schockfronten sich die oben beschriebenen Beschleunigungsmechanismen abspielen. Westerlund 2 ist mit einem Alter von etwa zwei Millionen Jahren jung genug, um massereiche Sterne zu beherbergen, die starke Winde treiben und besitzt mit WR 20a das massivste Doppelsternsystem innerhalb der Milchstraße. Im Gegensatz zu NGC 6242 sollten sich in Westerlund 2 noch keine Supernovae ereignen haben. Der Sternhaufen Westerlund 1 sollte aufgrund seiner hohen Masse viele massereiche Sterne beherbergen, sich nun aber in der Phase befinden, in der sich Supernovae ereignen können und womöglich bereits ereignet haben.

Dies bedeutet, dass eine Detektion von TeV- $\gamma$ -Emission auf unterschiedliche Mechanismen in den Sternhaufen zurückzuführen sein kann. Eine Unterscheidung zwischen der Beschleunigung in Supernova-Überresten und der Beschleunigung durch stellare Winde sollte zudem aufgrund des unterschiedlichen Alters der Sternhaufen möglich sein.

Im Jahr 2007 wurde von der H.E.S.S.-Kollaboration die Detektion ausgedehnter TeV- $\gamma$ -Emission in der Nähe von Westerlund 2 veröffentlicht (Aharonian et al. 2007). Die gemessene Emission, deren Morphologie nicht vollständig verstanden ist, lässt sich im Rahmen einer aufgestellten Energiebilanz durch Sternwinde in Westerlund 2 gut erklären (Manolakou et al. 2007, Reimer et al. 2007).

Die hier untersuchten Beobachtungsdaten zu NGC 6242 und Westerlund 1 wurden bislang nicht publiziert. Im Rahmen dieser Arbeit werden ebenfalls neuere Beobachtungsdaten von Westerlund 2 analysiert. Schwerpunkt ist die Analyse und die Interpretation der Daten zu Westerlund 1. Hier liegt das Augenmerk auf die Ausarbeitung eines in sich konsistenten, neuen Modells zur Erklärung der Kinematik und Energetik um Westerlund 1 – auch im Kontext von Beobachtungen in anderen Energiebereichen.

Kapitel 2 liefert einen Überblick über Westerlund 1. Die wichtigsten Parameter und die Besonderheiten dieses massiven Sternhaufens werden präsentiert und die Dynamik von stellaren Winden in massereichen Sternhaufen wird anhand bestehender Modelle beschrieben. Dieses Kapitel schließt mit der Zusammenfassung von Beobachtungen im Radio- und Röntgenbereich.

In Kapitel 3 wird das H.E.S.S.-Experiment und das erfolgreiche Prinzip der Stereoskopie vorgestellt. Ein wichtiger Punkt ist hier die Datenrekonstruktion. Kapitel 4 stellt eine im Rahmen dieser Arbeit verbesserte Datenselektion durch Bestimmung einer Vergleichsrate aus müonischen Ereignissen.

Die Analyse der H.E.S.S.-Daten von Westerlund 1 ist in Kapitel 5 zu finden. Hier wird unter Berücksichtigung der zuvor erwähnten Eigenschaften und der Problematik in der Region um Westerlund 1 ein konsistentes Bild zur Erklärung der Beobachtungen vorgestellt.

Kapitel 6 beinhaltet eine Zusammenfassung der gesamten Arbeit und einen Ausblick. Hier wird auch auf den nachfolgenden Anhang eingegangen. Dort sind die Analyse-Ergebnisse zu NGC 6242 (Abschnitt A) und Westerlund 2 (Abschnitt B) aufgeführt. Ebenso findet sich in Abschnitt C eine Analyse bereits publizierter H.E.S.S.-Daten des Krebsnebels, die im Zuge der neuen Datenselektion erneut analysiert werden.

## Kapitel 2

# Westerlund 1 – ein Überblick

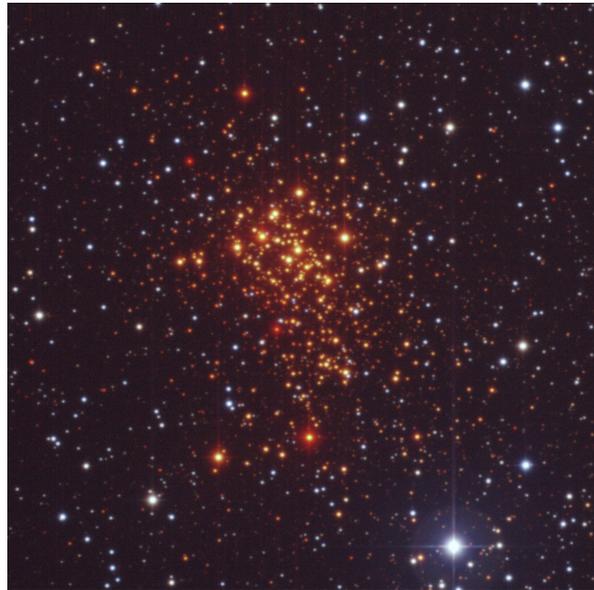


Abbildung 2.1: Zusammengesetztes Bild aus Beobachtungen von Westerlund 1 (im Zentrum) bei den Wellenlängen 550 nm, 650 nm und 784 nm mit dem 2.2m MPG(Max-Planck-Gesellschaft)/ESO(European Space Observatory, Europäische Südsterne)Teleskop mit der Kamera WFI (Wide Field Imager). Vordergrundsterne erscheinen blau, die heißen Sterne in Westerlund 1 orange und die kühleren rot. Die Aufnahme hat eine Abmessung von  $5' \times 5'$  ([www.eso.org](http://www.eso.org)).

Der Sternhaufen Westerlund 1 (siehe Abbildung 2.1) wurde von Bengt Westerlund am Südhimmel mit dem Schmidt-Teleskop der Uppsala Südstation am Mount Stromlo nahe Canberra in Australien im Jahre 1961 entdeckt (Westerlund 1961). Die relativ späte Entdeckung des mit einer Masse von etwa  $\sim 10^5 M_{\odot}$  (Clark et al. 2005) und einem Alter von etwa  $(4.5 - 5.0) \times 10^6$  Jahren (Crowther et al. 2006) sehr massiven und jungen Sternhaufens lässt sich durch die hohe Absorption im Optischen von  $A_V = 12.9$  mag erklären (Piatti et al.

1998). Westerlund 1 besitzt eine Distanz von etwa 3.9 kpc zu unserer Sonne<sup>1</sup> und befindet sich im Scutum-Crux-Arm der Milchstraße (Kothés & Dougherty 2007).

Wie Clark et al. (2005) aus spektroskopischen und photometrischen Beobachtungen geschlossen haben, beherbergt Westerlund 1 ungefähr 200 stellare Objekte, von denen circa die Hälfte innerhalb des Sternhaufenzentrums mit einem Radius von weniger als einem Parsec angesammelt sind. Unter diesen sind mindestens 24 Wolf-Rayet(WR)-Sterne<sup>2</sup>, von denen sich mindestens 38%, wahrscheinlicher aber sogar 62% in Doppelsystemen befinden – damit sind fast ein Viertel der bekannten WR-Sterne in der Milchstraße mit Westerlund 1 assoziiert (Crowther 2007). 53 dieser Sterne konnte ein O9.5-B0.5 Spektraltyp zugeordnet werden (Clark et al. 2005). Alle O-Sterne in Westerlund 1 sind als Superriesen klassifiziert. Es gibt in Westerlund 1 mindestens 80 blaue Superriesen (BSR), drei rote Superriesen (RSR), einen leuchtkräftigen blauen Veränderlichen (LBV) und sechs von nur zwölf bekannten gelben Hyperriesen (GHR) in unserer Galaxie (in Muno et al. (2006B) zusammengefasst). Unter den O-Sternen verbringt sich mit W9 ein LBV mit einer Massenverlustrate von  $10^{-3} M_{\odot}/a$  (Clark & Dougherty 2008). Zudem ist mit CXO J164710.2-455216 ein Neutronenstern gefunden worden, dessen Vorläuferstern eine Masse von etwa  $40 M_{\odot}$  gehabt haben muss, so dass sich hier mindestens eine Supernova ereignet hat (Muno et al. 2006A).

**Vom O- zum Wolf-Rayet-Stern** Die große Anhäufung an Wolf-Rayet-Sternen macht Westerlund 1 zu einem interessanten Objekt, da bislang in den bekannten Sternentstehungsgebieten innerhalb der galaktischen Scheibe insgesamt viel weniger WR-Sterne als erwartet nachgewiesen wurden.<sup>3</sup>

Wolf-Rayet-Sterne sind eine kurze Phase im Leben eines Sterns der Spektralklasse O. Ein sogenannter O-Stern hat eine untere Masse von etwa  $16 M_{\odot}$ , muss jedoch mindestens  $25 M_{\odot}$  aufbringen, um in die WR-Phase zu kommen. Je nach Initialmasse des O-Sterns verläuft die Entwicklung im Detail leicht unterschiedlich, doch lässt sich diese meist als Abfolge von drei Stadien zusammenfassen. Vereinfacht dargestellt entwickelt sich der O-Stern nach über vier Millionen Jahren zu einem leuchtkräftigen blauen Veränderlichen, oder bei einer Masse von nur  $25 M_{\odot}$  bis  $40 M_{\odot}$  eventuell zu einem roten Superriesen. Die Phase als LBV dauert etwa  $25 \times 10^3$  Jahre und die als RSR einige  $10^3$  Jahre (Waters & Morris 1997). Die letzte Phase vor dem Ende als Supernova ist die Wolf-Rayet-Phase.

Man unterscheidet zwischen den Spektraltypen WN (prominente Stickstofflinien) und WC (prominente Kohlenstofflinien). Massereiche O-Sterne ab  $40 M_{\odot}$  entwickeln sich zum Typ WC und enden als Supernova vom Typ Ic<sup>4</sup>. Sterne

<sup>1</sup>In dieser Arbeit steht dieser Zahlwert zur Diskussion, siehe Abschnitt 2.3.

<sup>2</sup>Erstmals 1867 von Charles Wolf und Georges Rayet entdeckt und nach ihnen benannt.

<sup>3</sup>Im Folgenden wird, wenn nicht anders angegeben, auf Crowther (2007) Bezug genommen.

<sup>4</sup>Supernova durch Kernkollaps, bei welcher der Stern seine äußere Wasserstoff- und Heliumhülle bereits abgestoßen hat.

vom Typ WN sind hingegen bei kleineren Massen ihres O-Sternvorgängers zu finden und enden als Supernova vom Typ Ib<sup>5</sup>. WC-Sterne haben relativ niedrige Massen zwischen  $9 M_{\odot}$  und etwa  $16 M_{\odot}$ , weil dem WC-Stadium eine Phase als WN-Stern vorausgeht, in der der Stern sehr viel Masse verliert. WN-Sterne besitzen Massen zwischen  $10 M_{\odot}$  und  $83 M_{\odot}$ .<sup>6</sup> Die Lebenszeit ei-



Abbildung 2.2: Exemplarisch für die Sternwinde von WR-Sternen: der Wolf-Rayet-Stern 124. Der Nebel um ihn herum ist Resultat seiner starken massereichen Winde. Aufgenommen mit dem ESO Very Large Telescope (VLT) in mehreren Bändern ([www.eso.org](http://www.eso.org)).

nes WR-Sterns beträgt in etwa  $5 \times 10^5$  Jahre. Diese kurze Zeit ist geprägt von starken Winden und einem großen Massenverlust des Sterns. Diese Winde können Geschwindigkeiten von einigen  $10^3$  km/s erreichen, währenddessen ein Massenverlust zwischen  $10^{-5.5} M_{\odot}/a$  und  $10^{-4.4} M_{\odot}/a$  beobachtbar ist. In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Parameter zu den O- und WR-Sternen aufgeführt und in Abbildung 2.2 beispielhaft die Winde um einen WR-Stern gezeigt.

	<b>O-Stern</b>	<b>WR-Stern</b>
Masse $M$ [ $M_{\odot}$ ]	$> 16$	9 - 83
Lebensdauer $t$ [ $10^6$ a]	4 - 5	$\sim 0.5$
Windgeschwindigkeit $v_W$ [km/s]	$\sim 2000$	$\sim 1700$
Massenverlustrate $\dot{M}$ [ $M_{\odot}/a$ ]	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-5}$

Tabelle 2.1: Einige Parameter zu Sternen der Spektralklasse O und zu Wolf-Rayet-Sternen (Crowther 2007, Muno et al. 2006B, Oskinova 2005, Prinja & Barlow 1990).

<sup>5</sup>Supernova durch Kernkollaps, bei welcher der massive Stern über keine äußere Wasserstoffhülle mehr verfügt.

<sup>6</sup>Diese Obergrenze stammt aus der Beobachtung von WR 20a, siehe hierzu Anhang B.

## 2.1 Sternhaufen und ihre Winde

Massereiche Sterne zeichnen sich durch ihre starken Winde aus. Diese Sternwinde haben Geschwindigkeiten von  $\sim 10^3$  km/s, mit denen sie Masse kontinuierlich vom Stern wegtragen. In einem dichten und jungen Sternhaufen mit vielen massereichen Sternen kommt es zu Wechselwirkungen dieser einzelnen stellaren Winde untereinander und man spricht von *geschockten* Winden. Insgesamt lässt sich so die Ausbildung eines kollektiven Sternhaufenwindes erklären (Weaver et al. 1997), welcher den Sternhaufen verlässt (siehe Abbildung 2.3, links). Nach Silich et al. (2005) expandiert dieser kollektive Wind bis sich seine Endgeschwindigkeit einstellt. Die Expansion als freier Wind sorgt dafür, dass unentwegt Leistung in eine aufgeheizte *Superblase* gepumpt wird (innerer Schock). Diese immer größer werdende Blase trägt die ausgestoßene Materie der Sterne mit sich und trifft auf das ungestörte interstellare Medium (ISM), so dass ein äußerer Schock entsteht, der von der heißen Superblase durch eine inhomogene Kontaktregion getrennt ist (vergleiche Abbildung 2.3, rechts). In diesem Modell zeichnen sich die Zonen A und B durch intensive Röntgenemission aus, die sich in Beobachtungen bemerkbar machen, während die Röntgenemission innerhalb von Zone C zur äußeren Schockfront hin abnimmt.

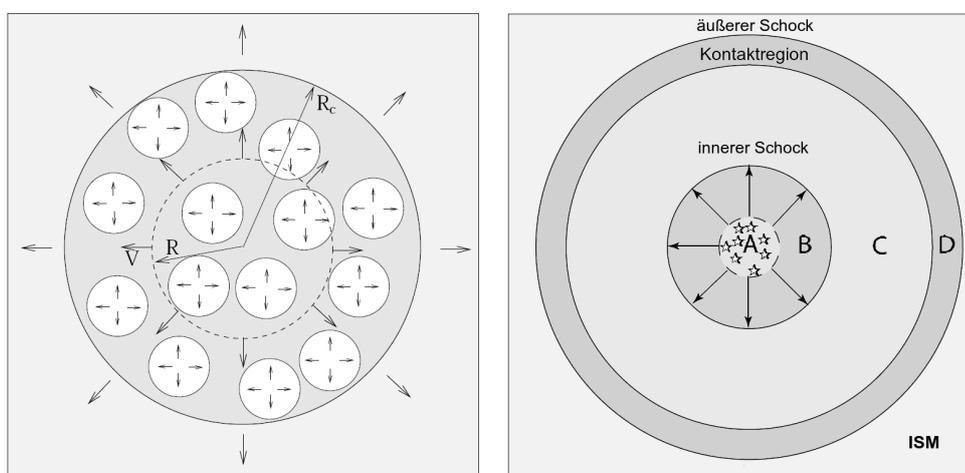


Abbildung 2.3: Links: Schematische und vereinfachte Darstellung zur Ausbildung eines kollektiven Sternhaufenwindes mit kleinen Kreisen, die einzelne sich ausbreitende Sternwinde darstellen (Canto et al. 2000). Rechts: Leicht veränderte Abbildung aus Silich et al. (2005) zur Veranschaulichung der Wechselwirkung des kollektiven Sternhaufenwindes mit dem interstellaren Medium (ISM). Zone A stellt den Sternhaufen dar. Zone B ist die Freiwind-Zone. Zone C ist die heiße *Superblase*, die durch eine Kontaktregion (Zone D) vom ISM getrennt ist und den äußeren Schock treibt.

Wenn  $t$  das Alter der Blase ist und  $\varrho_{\text{ISM}}$  die Dichte des ISM, lassen sich über die gesamte mechanische Leistung des Sternhaufens  $L_{\text{SH}}$  und dem gemeinsamen Massenverlust seiner stellaren Objekte  $\dot{M}_{\text{SH}}$  die Radien des inneren  $R_{\text{in}}$  und des äußeren Schocks  $R_{\text{aus}}$  berechnen. Ebenso ergeben sich daraus die Geschwindigkeit des adiabatischen Windes  $v_{\infty}$ , der den Sternhaufen verlässt, des inneren Schocks  $v_{\text{in}}$  und der äußeren Schockfront  $v_{\text{aus}}$  (Silich et al. 2005). In dieser Arbeit werden jene Gleichungen auf handliche Größen normiert:

$$\begin{aligned}
 v_{\infty} &\approx 1.7 \cdot 10^3 \left( \frac{L_{\text{SH}}}{10^{39} \text{ erg/s}} \right)^{1/2} \left( \frac{\dot{M}_{\text{SH}}}{M_{\odot}/\text{a}} \right)^{-1/2} \frac{\text{km}}{\text{s}} & (2.1) \\
 R_{\text{in}} &\approx 20.3 \left( \frac{L_{\text{SH}}}{10^{39} \text{ erg/s}} \right)^{3/10} \left( \frac{\varrho}{\varrho_{\text{ISM}}} \right)^{-3/10} \left( \frac{t}{10^5 \text{ a}} \right)^{2/5} \left( \frac{v_{\infty}}{10^3 \text{ km/s}} \right)^{-1/2} \text{ pc} \\
 v_{\text{in}} &\approx 3.9 \left( \frac{R_{\text{in}}}{\text{pc}} \right) \left( \frac{t}{10^5 \text{ a}} \right)^{-1} \frac{\text{km}}{\text{s}} \\
 R_{\text{aus}} &\approx 30 \left( \frac{L_{\text{SH}}}{10^{39} \text{ erg/s}} \right)^{1/5} \left( \frac{\varrho}{\varrho_{\text{ISM}}} \right)^{-1/5} \left( \frac{t}{10^5 \text{ a}} \right)^{3/5} \text{ pc} \\
 v_{\text{aus}} &\approx 5.9 \left( \frac{R_{\text{in}}}{\text{pc}} \right) \left( \frac{t}{10^5 \text{ a}} \right)^{-1} \frac{\text{km}}{\text{s}}
 \end{aligned}$$

**Diffuse Röntgenemission massereicher Sternhaufen** Nach Modellen wie in Oskinova (2005) sollte sich in massereichen Sternhaufen ab einem Alter von  $\sim 2.5 \times 10^6$  Jahren der diffuse Röntgenfluss innerhalb von  $\sim 10^5$  Jahren auf logarithmischer Skala verdoppeln (siehe Abbildung 2.4, links). In dieser Zeit dominiert der diffuse Röntgenfluss die Emission der Sterne, bis er nach etwa einem Sternhaufenalter von  $\sim 40 \times 10^6$  Jahren ( $\sim 7.6$  in logarithmischer Skala) rapide abfällt (siehe Abbildung 2.4, rechts). Dann sollte es keine massereichen Sterne mehr geben, die Winde treiben und in einer Supernova enden können.

Da Westerlund 1 etwa eine Masse von  $10^5 M_{\odot}$  besitzt, ist die erwartete diffuse Röntgenemission für diesen Sternhaufen in Abbildung 2.4 auf logarithmischer Skala um etwa 1 kleiner als im Modell von Oskinova (2005). Die Masse von NGC 6242 ist unbekannt, doch aufgrund seines Alters befindet er sich in der Phase, in der keine diffuse Röntgenemission mehr zu erwarten ist (siehe Abbildung 2.4, rechts).

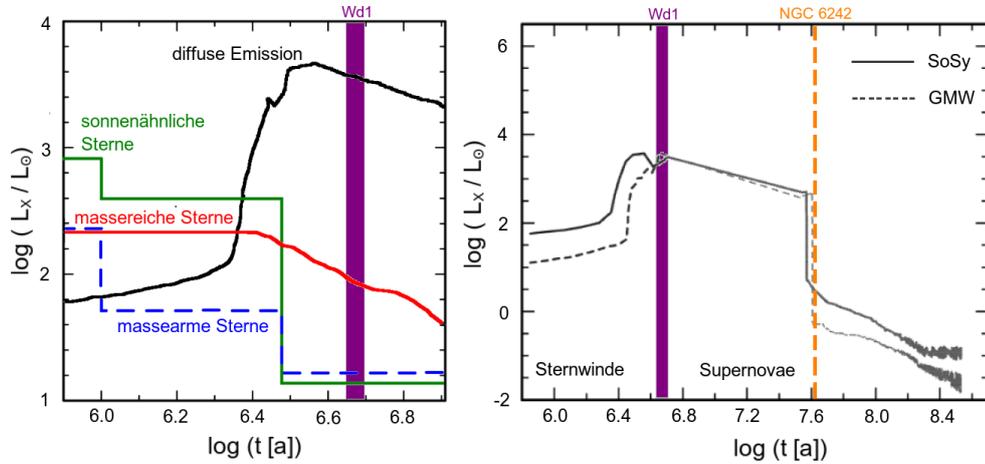


Abbildung 2.4: Modellierung der Röntgenemission in einem Sternhaufen der Masse  $10^6 M_{\odot}$ . Links: Vergleich der diffusen Röntgenemission (schwarze Kurve) mit der von massearmen (blaue gestrichelte Kurve), sonnenähnlichen (rote Kurve) und massereichen Sternen (grüne Kurve) durch Übereinanderlegen der Kurven aus Oskinova (2005). Rechts: Entwicklung der Röntgenemission in einem Zeitraum zwischen  $\sim 10^6$  und  $\sim 250 \times 10^6$  Jahren für einen Sternhaufen solarer Metallizität (durchgezogene Kurve) und einer Metallizität wie in der Großen Magellanschen Wolke (GMW, gestrichelte Kurve) adaptiert aus Oskinova (2005). Der eingezeichnete violette Balken markiert das Alter von Westerlund 1 (Wd1), bestimmt in Clark et al. (2005). Zusätzlich ist hier das Alter von NGC 6242 (bestimmt in Foellmi et al. (2006), siehe Abschnitt A) mit der orangefarbenen, gestrichelten Linie markiert.

## 2.2 Beobachtungen von Westerlund 1

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus Beobachtungen im Radio- und im Röntgenbereich vorgestellt.

**Radiobeobachtungen** Die Analyse der Beobachtungsdaten der 21cm-Linie von neutralem Wasserstoff (HI) aus den SGPS<sup>7</sup>-Daten zeigt das Vorhandensein von ausgedehnten, schalenartigen Strukturen (Blasen), die sich durch ein Defizit an neutralem Wasserstoff bemerkbar machen (Kothés & Dougherty 2007). Dies zeigt sich durch einen Schnitt in der Ebene bei einer Radialgeschwindigkeit  $v_{\text{rad}} = (-55 \pm 3) \text{ km/s}$ . In Abbildung 2.5 sind diese Blasen eingezeichnet. Eine kreisförmige Blase 1 (B1) umschließt Westerlund 1 und liegt am Rand einer ellipsenartigen Blase 2 (B2). Zusätzlich scheint es eine weitaus größere nach Süden geöffnete, dritte Blase (B3) zu geben. Anders als bei den Blasen B1 und B2 ist keine relative Ausbreitungsgeschwindigkeit von Blase B3

<sup>7</sup>Southern Galactic Plane Survey ist eine HI-Beobachtungskampagne der südlichen Milchstraße mit dem *Australia Telescope Compact Array* (ATCA) und dem Parkes Radioteleskop.

im Geschwindigkeitsraum feststellbar;<sup>8</sup> lediglich eine schwache Ausbreitung Richtung Norden ist erkennbar.

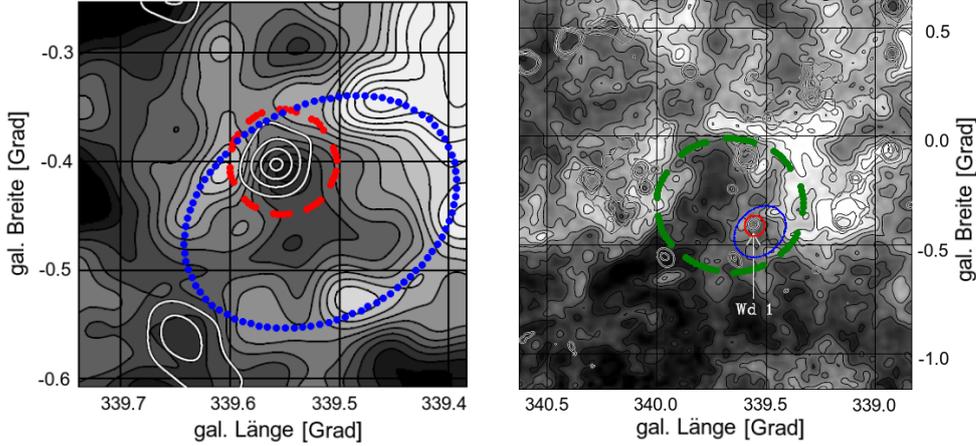


Abbildung 2.5: Einzeichnung der im Text erwähnten drei Blasen. Links: Die Blase B1 (rot gestrichelter Kreis) und die Blase B2 (blau gepunktete Ellipse) eingezeichnet in der Karte bei einer Radialgeschwindigkeit von  $-55 \text{ km/s}$ ; beide Blasen stellen HI-arme Regionen um Westerlund 1 (weiße Konturen aus Radiobeobachtungen) dar. Dunkle Flächen bedeuten hier HI-arme und helle HI-reiche Gebiete. Adaptiert aus Kothes & Dougherty (2007). Rechts: Größerer Ausschnitt mit beiden kleinen Blasen. Zusätzlich ist hier die große Blase B3 (grüner, unterbrochen gezeichneter Kreis) eingezeichnet worden.

Nach Kothes & Dougherty (2007) lassen sich die Blasen B1 und B2 durch kollektive Sternwinde erklären, die das restliche Material, das nach der Supernova, aus welcher der Neutronenstern CXO J164710.2-455216 hervorgegangen ist, nach außen treiben. Die Blase B3 wäre demnach etwa so alt wie der Sternhaufen Westerlund 1 selbst und durch die frühen Sternwinde getrieben. Kothes & Dougherty (2007) bestimmen das Alter der Blasen B1 und B2 nach McClure-Griffiths et al. (2002) mit dem Radius der Blase  $R$  in Parsec und der Expansionsgeschwindigkeit  $v_{\text{exp}}$  in  $\text{km/s}$ .

$$t = 0.29 \cdot 10^6 \left( \frac{R}{1 \text{ pc}} \right) \left( \frac{v_{\text{exp}}}{1 \text{ km/s}} \right)^{-1} \text{ a} \quad (2.2)$$

Unter der Annahme, dass die Blase B3 in etwa so alt wie Westerlund 1 ist, lässt sich so ihre Expansionsgeschwindigkeit errechnen. Hierzu wird jedoch der Radius durch den Abstand von Westerlund 1 zur leicht expandierenden Nordregion ( $\sim 45 \text{ pc}$ ) ersetzt (Kothes & Dougherty 2007). In der Tabelle 2.2 sind die so bestimmten Geschwindigkeiten sowie die Durchmesser und das jeweilige Alter der Blasen 1 bis 3 aufgeführt.

<sup>8</sup>Erschwert wird dies, da die Blase B3 zum Süden hin, weg von der galaktischen Ebene, offen ist, so dass eine untere Begrenzung zur Bestimmung der relativen Geschwindigkeit fehlt.

	Blase B1	Blase B2	Blase B3
Geschwindigkeit $v_{\text{exp}}$ [km/s]	5	>5	$\lesssim 3$
Durchmesser $D$ [pc]	5	$18 \times 10$	$\sim 50$
Alter $t$ [ $10^6$ a]	$\sim 0.15$	$\lesssim 0.6$	$\sim 4.5$

Tabelle 2.2: Parameter der Blasen B1, B2 und B3. Erläuterung hierzu im Text.

Aus der Beobachtung der Absorption von neutralem Wasserstoff und der Betrachtung der galaktischen Rotationskurve haben Kothes & Dougherty (2007) ebenso eine neue Distanz von Westerlund 1 zur Sonne errechnet ( $d_{Wd1}$ ), die unter Benutzung einer Distanz der Sonne zum galaktischen Zentrum  $d_{GZ} = 7.6$  kpc etwa vier Kiloparsec ergibt:<sup>9</sup>

$$d_{Wd1} = (3.9 \pm 0.7) \left( \frac{d_{GZ}}{7.6 \text{ kpc}} \right) \text{ kpc} \quad (2.3)$$

**Röntgenbeobachtungen** Mit dem Röntgensatelliten *Chandra X-Ray Observatory* der NASA<sup>10</sup> wurde der unmittelbare Bereich um Westerlund 1 beobachtet (Muno et al. 2006B). Das Ergebnis der Beobachtungen lässt sich in zwei Punkten zusammenfassen:

- (1) Ein Mangel an Eisenemissionslinien im gemessenen Spektrum und
- (2) eine um einen Faktor  $10^{-5}$  zu niedrige diffuse Röntgenemission, die sich mindestens fünf Bogenminuten vom Sternhaufen in den interstellaren Raum erstreckt und nicht mit einem Sternwindmodell (siehe oben Abschnitt 2.1) erklärt werden kann.

Während Ersteres sich nach Muno et al. (2006B) durch etwa  $4 \times 10^4$  nicht aufgelöste massenarme und/oder sonnenähnliche Sterne erklären ließe, so stellt Punkt (2) ein Problem dar. Aus der Formel nach Leitherer et al. (1992) für die Windleistung eines einzelnen Sternes

$$L_W = 3 \cdot 10^{35} \left( \frac{\dot{M}}{10^{-6} M_{\odot}/\text{a}} \right) \left( \frac{v_W}{10^3 \text{ km/s}} \right)^2 \left( \frac{N_{\star}}{1} \right) \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (2.4)$$

errechnet sich die Windleistung für die 24 bekannten WR-Sterne, die eine höhere Massenverlustrate  $\dot{M} \approx 6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{a}$  besitzen und mit  $v_W \approx 1700$  km/s schnelle Winde treiben, zu

$$L_W \approx 1 \cdot 10^{39} \left( \frac{\dot{M}}{6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{a}} \right) \left( \frac{v_W}{1.7 \cdot 10^3 \text{ km/s}} \right)^2 \left( \frac{N_{\star}}{24} \right) \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (2.5)$$

<sup>9</sup>Dies wird weiter unten nochmals aufgegriffen.

<sup>10</sup>National Aeronautics and Space Administration ist die US-amerikanische Raum- und Luftfahrtbehörde.

Die gemessene diffuse, zu knapp 95% nicht-thermische Röntgenluminosität  $L_X$  innerhalb eines Radius von fünf Bogenminuten von 2 bis 8 keV beträgt:<sup>11</sup>

$$L_X \approx 2.78 \cdot 10^{34} \left( \frac{d_{Wd1}}{5 \text{ kpc}} \right)^2 \left( \frac{\Phi_X(2 - 8 \text{ keV})}{9.3 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right) \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (2.6)$$

Der einfache Vergleich dieser Leistungen  $L_X/L_W \approx 3 \cdot 10^{-5}$  zeigt, dass in die Erzeugung von Röntgenstrahlung nur ein kleiner Bruchteil der Energie eingeht, die allein durch die Sternwinde der 24 bekannten Wolf-Rayet-Sterne zur Verfügung gestellt wird. Unter der Annahme, dass die massenreichsten Sterne ( $M > 50 M_\odot$ ) in Westerlund 1 schon vor etwa  $1.5 \times 10^6$  Jahren in einer Supernova<sup>12</sup> geendet sein müssten, so dass weitere  $\sim 10^{39}$  erg/s an Leistung zur Verfügung stehen müssten (Muno et al. 2006B), ist dieses Defizit eher eine untere Abschätzung.

Die viel zu niedrige Röntgenemission detektiert mit *Chandra* (Muno et al. 2006B) sowie ihre Ausdehnung lassen sich nicht mit Modellen wie in Canto et al. (2000), Oskinova (2005) oder Silich et al. (2005) erklären. Es bleibt die Frage, wohin die Energie (aus Sternwinden und auch aus Supernovae) dissipiert ist.

Westerlund 1 stellt keinen Einzelfall dar. Es sind weitere Regionen mit sogenannten OB-Assoziationen bekannt, in denen große Blasen getrieben werden und eine zu niedrige nicht-thermische Röntgenluminosität gemessen wurde, so dass der Verbleib der mechanischen Energie ungeklärt bleibt. Zu diesen gehören 30 Doradus C, DEM L192 und N11 in der Großen Magellanschen Wolke; aufgelistet in Maddox et al. (2009). Nach Butt & Bykov (2008) ist dies die *Energiekrise*.

Die in dieser Arbeit analysierten und interpretierten Beobachtungsdaten von Westerlund 1 mit dem H-E-S-S-Experiment werden Aufschluss darüber geben können, wieviel der kinetischen Energie des Sternhaufens in die Emission von TeV- $\gamma$ -Photonen geht und ob damit die offene Frage nach dem Verbleib der kinetischen Energie für Westerlund 1 geklärt werden kann.

## 2.3 Korrekturen

Aufgrund der Tatsache, dass je nach Experiment unterschiedliche Distanzen von Westerlund 1 zur Sonne angenommen wurden, ist es im Hinblick auf eine konsistente Betrachtung wichtig, sich auf eine festzulegen. Hierzu wird eine neue Distanz berechnet, indem der Wert von 3.9 kpc (Kothés & Dougherty

<sup>11</sup>Unter Benutzung einer Distanz zu Westerlund 1 von ca. 5 kpc (Clark et al. 2005).

<sup>12</sup>Außer dem Neutronenstern (Muno et al. 2006A) gibt es keine Evidenz für einen Supernova-Überrest aus Röntgenbeobachtungen. Dies ließe sich dadurch erklären, dass die Supernova in einer bereits von den Winden *leergefegten* Umgebung ausbreitet, so dass keine Radio- und Röntgenemission zu erwarten sind, bis der Supernovaüberrest auf dichtere Strukturen trifft (Muno et al. 2006B).

2007) korrigiert wird. Damit wird dann ebenfalls die Röntgenleistung, gemessen mit *Chandra*, korrigiert und die Radien der HI-Blasen der neuen Distanz angepasst.

**Distanz zu Westerlund 1** Die Distanz der Sonne zu Westerlund 1 wird in Kothes & Dougherty (2007) mit  $(3.9 \pm 0.7)$  kpc angegeben, hierbei geht eine etwas ältere Berechnung der Distanz zum galaktischen Zentrum von  $(7.6 \pm 0.3)$  kpc ein (Eisenhauer et al. 2005). In dieser Arbeit wird die Distanz zum galaktischen Zentrum  $d_{GZ} = (8.33 \pm 0.35)$  kpc aus Gillessen et al. (2009) verwendet.

Damit folgt aus einfachen geometrischen Überlegungen für die Entfernung von Westerlund 1 zur Sonne:<sup>13</sup>

$$d_{Wd1} = (4.27 \pm 0.77) \left( \frac{R_{\odot}}{8.33 \text{ kpc}} \right) \text{ kpc} \quad (2.7)$$

Dieser Wert für die Distanz der Sonne zu Westerlund 1 im Folgenden in allen Berechnungen verwendet.

**Ausdehnung von Westerlund 1** Die Größe des Sternhaufens wird in Clark et al. (2005) unter Benutzung einer Obergrenze der Distanz zu Westerlund 1 von 5.5 kpc berechnet. Dort ist der *Kern*, in dem sich etwa die Hälfte der stellaren Objekte befindet, etwa 0.6 pc im Radius groß. Die äußere Radius des Sternhaufens, in dem sich  $\sim 95\%$  der Sterne befinden, wird mit 2.9 pc angegeben. Unter Benutzung der oben neu errechneten Distanz  $d_{Wd1}$  ergeben sich für den Innen-  $R_I$  und Außenradius  $R_A$ :

$$R_I \approx 0.5 \left( \frac{d_{Wd1}}{4.27 \text{ pc}} \right) \text{ kpc} (\approx 0.01^\circ) \quad (2.8)$$

$$R_A \approx 2.3 \left( \frac{d_{Wd1}}{4.27 \text{ pc}} \right) \text{ kpc} (\approx 0.03^\circ) \quad (2.9)$$

**Ausdehnung der HI-Blasen** Aufgrund der neu errechneten Distanz des Sternhaufens muss die Ausdehnung der drei in Kothes & Dougherty (2007) gefundenen Blasen ebenfalls korrigiert werden. Analog zur Korrektur oben folgt für die Radien der Blasen B1, B2 und B3:

$$R_{B1} \approx 2.7 \left( \frac{d_{Wd1}}{4.27 \text{ pc}} \right) \text{ kpc} \quad (2.10)$$

$$R_{B2} \approx 5.5 \left( \frac{d_{Wd1}}{4.27 \text{ pc}} \right) \text{ kpc} \quad (2.11)$$

$$R_{B3} \approx 27.4 \left( \frac{d_{Wd1}}{4.27 \text{ pc}} \right) \text{ kpc} \quad (2.12)$$

---

<sup>13</sup> $d_{Wd1} = 3.9/7.6 \cdot 8.33 \text{ kpc}$

**Röntgenemission** Muno et al. (2006B) benutzen in ihrer Berechnung der Röntgenleistung eine Distanz der Sonne zu Westerlund 1 von 5 kpc (Clark et al. 2005). Das Ergebnis in Gleichung 2.6 wird also mit Gleichung 2.7 zu:

$$L_X \approx 2 \cdot 10^{34} \left( \frac{d_{\text{Wd1}}}{4.27 \text{ kpc}} \right)^2 \left( \frac{\Phi_X(2 - 8 \text{ keV})}{9.3 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right) \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (2.13)$$

## 2.4 Energetische Betrachtungen

Westerlund 1 beinhaltet mindestens 24 Wolf-Rayet-Sterne, mindestens 80 blaue und drei rote Superriesen sowie mindestens sechs gelbe Hyperriesen und einen leuchtkräftigen blauen Variablen (siehe oben Abschnitt), deswegen ist für die folgende Rechnung eine Anzahl von 100 O-Sternen in Westerlund 1 gerechtfertigt. Mit Werten vorgestellt in Tabelle 2.1 folgt über Gleichung 2.4 eine Windleistung von

$$L_W \approx 1.2 \cdot 10^{38} \left( \frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot / \text{a}} \right) \left( \frac{v_W}{1.7 \cdot 10^3 \text{ km/s}} \right)^2 \left( \frac{N_\star}{100} \right) \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (2.14)$$

Nach Kothes & Dougherty (2007) werden die beiden inneren Blasen B1 und B2 nach der letzten Supernova vor maximal  $6 \times 10^5$  Jahren und die große äußere Blase B3 seit Beginn des Sternhaufens von stellaren Winden getrieben (vergleiche Abschnitt 2.2). Diese Annahme lässt sich durch die in Silich et al. (2005) vorgestellten kinematischen Überlegungen anzweifeln. In Tabelle 2.3 sind die Zahlenwerte (aufgeschlüsselt nach O- und WR-Stern) aufgeführt, die zur Berechnung der in Gleichung 2.1 vorgestellten Größen verwendet werden. In Tabelle 2.4 ist das Ergebnis aufgeführt.

	#	$L_W$ [erg/s]	$\dot{M}_{\text{SH}}$ [ $M_\odot/\text{a}$ ]	$t$ [a]
WR-Stern	24	$1.0 \cdot 10^{39}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^5$
O-Stern	100	$1.2 \cdot 10^{38}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$4.5 \cdot 10^6$

Tabelle 2.3: Die Windenergie  $L_W$  von den 24 WR- und den hier angenommenen 100 O-Sternen und der abgegebenen Masse  $M_{\text{SH}}$  an das ISM.

	#	$R_{\text{in}}$ [pc]	$v_{\text{in}}$ [km/s]	$R_{\text{out}}$ [pc]	$v_{\text{out}}$ [km/s]
WR-Stern	24	30.3	23.8	85.4	100.7
O-Stern	100	35.2	3.1	207.3	27.2

Tabelle 2.4: Berechnung der Ausdehnung und der Geschwindigkeit von windgetriebene Blasen für Westerlund 1 nach dem Modell in Silich et al. (2005).

Durch Vergleich der Ergebnisse aus Kothes & Dougherty (2007) in Tabelle 2.2 auf Seite 14 mit der Tabelle 2.4 wird klar, dass die Blasen B1, B2

und B3 nicht primär durch stellare Winde des Sternhaufens getrieben worden sein können, da sie zum einen im Radius zu klein sind und zum anderen eine zu niedrige Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzen. Lediglich zwischen der Geschwindigkeit der inneren Schockfront getrieben durch Winde von O-Sternen (3.1 km/s) und der Geschwindigkeit von Blase B3 ( $\lesssim 3$  km/s) könnte ein Zusammenhang bestehen, doch da die entsprechenden Radien mit  $\sim 35$  pc respektive  $\sim 27.4$  pc differieren und keine  $\sim 400$  pc großen Blase gefunden wurde (McClure-Griffiths et al. 2002), ist eine Korrelation unwahrscheinlich. Die Blasen B1 und B2 sind ebenfalls zu klein, um durch eine Supernova getrieben worden zu sein.<sup>14</sup> Eine Supernova mit einer kinetischen Energie von  $E_{\text{SN}} \approx 10^{51}$  erg, die sich adiabatisch für etwa  $\sim 10^4$  Jahre ausbreitet und mit der *Sedov-Taylor-Lösung*

$$R \propto \left( \frac{E_{\text{SN}} \cdot t_{\text{Sedov}}^2}{\rho_{\text{ISM}}} \right)^{1/5} \quad (2.15)$$

beschrieben werden kann, hat demnach nach Ende der freien Expansionsphase einen Radius von mindestens  $R \leq 29.2$  pc. Tang & Wang (2005) haben überdies gezeigt, dass bei einer Expansion in eine Umgebung von geringer Dichte<sup>15</sup> ein größerer Radius zu erwarten ist, so dass der oben berechnete Wert eine Untergrenze darstellt. Weder Blase B1 (2.7 pc) noch Blase B2 ( $\sim 5.5$  pc) haben annähernd einen derart großen Radius, so dass eine Supernova als treibende Kraft beider oder einer der beiden Blasen ausgeschlossen werden kann.

Im Folgenden wird nun eine Bilanz der insgesamt in Westerlund 1 zur Verfügung stehenden kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}^{\text{Wd1}}$  aufgestellt. Hierzu werden die Windenergie der O- ( $E_{\text{W}}^{\text{O}}$ ) und WR-Sterne ( $E_{\text{W}}^{\text{WR}}$ ) sowie die Energie der einzig nachgewiesenen Supernova ( $E_{\text{SN}}$ ) summiert. Für die einzelnen Komponenten gilt:<sup>16</sup>

$$E_{\text{W}}^{\text{O}} \approx 1.7 \cdot 10^{52} \left( \frac{L_{\text{W}}^{\text{O}}}{1.2 \cdot 10^{38} \text{ erg/s}} \right) \left( \frac{t_{\text{Wd1}}}{4.5 \cdot 10^6 \text{ a}} \right) \left( \frac{N_{\star}}{100} \right) \text{ erg} \quad (2.16)$$

$$E_{\text{W}}^{\text{WR}} \approx 1.9 \cdot 10^{51} \left( \frac{L_{\text{W}}^{\text{WR}}}{1.0 \cdot 10^{39} \text{ erg/s}} \right) \left( \frac{t_{\text{WR}}}{5 \cdot 10^5 \text{ a}} \right) \left( \frac{N_{\star}}{24} \right) \text{ erg} \quad (2.17)$$

$$E_{\text{SN}} \approx 1 \cdot 10^{51} \left( \frac{N_{\text{SN}}}{1} \right) \text{ erg} \quad (2.18)$$

Hiermit ergibt sich für Westerlund 1 nun:

$$E_{\text{kin}}^{\text{Wd1}} = E_{\text{W}}^{\text{O}} + E_{\text{W}}^{\text{WR}} + E_{\text{SN}} \quad (2.19)$$

$$E_{\text{kin}}^{\text{Wd1}} \approx 2 \cdot 10^{52} \text{ erg} \quad (2.20)$$

In Tabelle sind die wichtigen Parameter und Größen von Westerlund 1 summiert.

<sup>14</sup>Blase B3 ist andererseits zu alt, um durch eine Supernova getrieben worden zu sein.

<sup>15</sup>Wie dies bei Westerlund 1 aufgrund seiner starken Winde gegeben ist.

<sup>16</sup>In dieser Bilanzierung wird der Beitrag des Magnetars CXO J164710.2-455216 mit nur  $L_{\text{X}} \approx 3 \cdot 10^{33}$  erg/s (Muno et al. 2006A) respektive für  $t \approx 6 \cdot 10^5$  a (Kothes & Dougherty 2007) und  $d_{\text{Wd1}} = 4.27$  kpc mit resultierenden  $E_{\text{X}} \approx 1.3 \cdot 10^{33}$  erg vernachlässigt.

<b>Parameter von Westerlund 1</b>	
$t_{\text{Wd1}}$	$(4.5 - 5.0) \cdot 10^6 \text{ a}$
$t_{\text{WR}}$	$0.5 \cdot 10^6 \text{ a}$
$L_{\text{W}}(24 \text{ WR})$	$1.0 \cdot 10^{39} \text{ erg/s}$
$L_{\text{W}}(100 \text{ O})$	$1.2 \cdot 10^{38} \text{ erg/s}$
$L_{\text{X}}$	$2.0 \cdot 10^{34} \text{ erg/s}$
$E_{\text{SN}}$	$1 \cdot 10^{51} \text{ erg}$
$E_{\text{W}}^{\text{WR}}$	$1.9 \cdot 10^{51}$
$E_{\text{W}}^{\text{O}}$	$1.7 \cdot 10^{52}$
$E_{\text{kin}}^{\text{Wd1}}$	$2.0 \cdot 10^{52} \text{ erg}$
$d_{\text{Wd1}}$	$(4.27 \pm 0.77) \text{ kpc}$
$R_{\text{B1}}$	$2.7 \text{ pc}$
$R_{\text{B2}}$	$5.5 \text{ pc}$
$R_{\text{B3}}$	$27.4 \text{ pc}$

Tabelle 2.5: Auflistung der Parameter von Westerlund 1, die für die nachfolgenden Rechnungen wichtig sind. Hierbei ist  $t_{\text{Wd1}}$  das Alter von Westerlund 1,  $t_{\text{WR}}$  die Lebensdauer eines Wolf-Rayet-Sterns,  $L_{\text{W}}$  ist die jeweilige Windenergie der WR- bzw. O-Sterne,  $L_{\text{X}}$  ist Luminosität im Röntgenbereich (korrigiert),  $E_{\text{SN}}$  ist ungefähre Energie der einzig (indirekt) nachgewiesenen Supernova in Westerlund 1,  $E_{\text{W}}^{\text{WR}}$  und  $E_{\text{W}}^{\text{O}}$  sind die kinetischen Energien der WR- und O-Sterne,  $d_{\text{Wd1}}$  ist die in dieser Arbeit bestimmte Distanz von Westerlund 1 zur Sonne und  $R_i$  ist der jeweilige korrigierte Radius der Blasen B1 bis B3.



## Kapitel 3

# Luftschauer und das H·E·S·S.–Experiment



Abbildung 3.1: Die vier H·E·S·S.-Teleskope in Namibia.

In diesem Kapitel wird das grundlegende Prinzip und die Funktionsweise des H·E·S·S.-Experiments (Abbildung 3.1) vorgestellt. Schwerpunkt hierbei sind – neben einer Einführung in die Physik der ausgedehnten Luftschauer – die Datennahme sowie die wichtigsten Parameter, die die Rekonstruktion eines aufgezeichneten Luftschauers ermöglichen und die essenzielle Bestimmung des Untergrundes während einer jeden Messung.

### 3.1 Luftschauer

Kosmische Strahlung besteht zu mehr als 99% aus Hadronen, vorwiegend aus Protonen aber auch aus schwereren Atomkernen wie z.B. Eisen und zu einem sehr geringen Anteil auch aus Elektronen und Positronen sowie Neutrinos und Photonen.<sup>1</sup> Die Atomkerne und die geladene Leptonen werden von den interstellaren Magnetfeldern abgelenkt und treffen daher isotrop auf die Erde. Im Gegensatz dazu kann aus der Detektion von Photonen die Quelle, also der Herkunftsort, bestimmt werden. Die kosmische Strahlung wechselwirkt in den

---

<sup>1</sup>Die genaue Komposition ist jedoch energieabhängig.

oberen Schichten der Erdatmosphäre (genauer: in der Stratosphäre) mit den sich dort befindlichen Teilchen (Stickstoff, Sauerstoff) und löst ausgedehnte Luftschauer aus. Diese Luftschauer werden nach Art ihrer ersten Wechselwirkung (bzw. ihres schauerauslösenden Primärteilchens) in elektromagnetisch und hadronisch kategorisiert und können von bodengestützten Experimenten wie dem H·E·S·S·-Experiment, einem abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskopsystem, beobachtet werden.

### 3.1.1 Elektromagnetische Luftschauer

Ein elektromagnetischer Luftschauer entsteht, wenn hochenergetische geladene Leptonen oder Photonen auf die oberen Schichten der Erdatmosphäre treffen. Im vereinfachten Modell von Heitler (1954) entwickelt sich ein elektromagnetischer Luftschauer als eine alternierende Abfolge von Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozessen in Intervallen, die Strahlungslänge  $X_0$  genannt (siehe Abbildung 3.2).

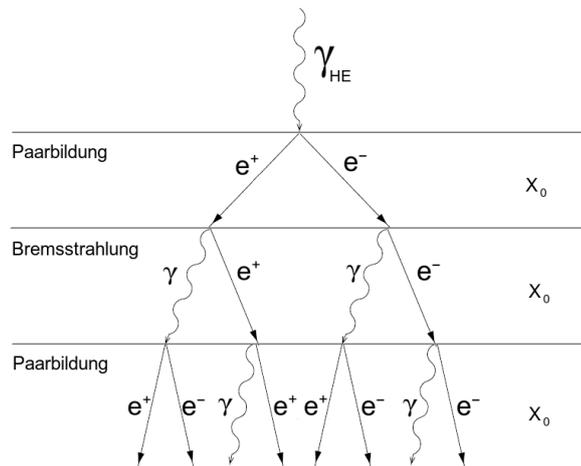


Abbildung 3.2: Vereinfachte Darstellung eines photoninduzierten Luftschauers.

Ein hochenergetisches Photon  $\gamma_{HE}$  zerstrahlt im Coulomb-Feld eines Atoms der oberen Erdatmosphärenschicht bzw. wechselwirkt mit einem virtuellen Photon jenes Atoms  $\gamma_{Atom}$  und zerstrahlt in ein Elektron-Positron-Paar<sup>2</sup>, man spricht von Paarbildung:

$$\gamma_{HE} + \gamma_{Atom} \longrightarrow e^- + e^+$$

Leptonen verlieren ihre Energie hauptsächlich durch Bremsstrahlung<sup>3</sup> und sen-

<sup>2</sup>Aufgrund der Impulserhaltung kann ein Photon nicht allein in zwei Teilchen zerfallen. Seine Zerfälle in  $\mu^-/\mu^+$  und  $\tau^-/\tau^+$  sind wegen ihrer relativ kleinen Wirkungsquerschnitte hier von geringer Bedeutung.

<sup>3</sup>Aufgrund der  $1/m_0^2$ -Abhängigkeit ist Bremsstrahlung hier nur für Elektronen und Positronen von Bedeutung.

den ihrerseits Photonen  $\gamma_{\text{BS}}$  aus:

$$e^{\pm} + \gamma_{\text{Atom}} \longrightarrow e^{\pm} + \gamma_{\text{BS}}$$

Während Paarbildung und Bremsstrahlung verantwortlich für die Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade sind, tragen Ionisation für Elektronen und Photo- und Comptoneffekt für Photonen zum Energieverlust und somit Aussterben des Luftschauers bei.

Für Photonenergien von einigen keV (bei höheren Energien ist der dominierende Mechanismus die Paarbildung) stellt der Comptoneffekt den dominierenden Verlustmechanismus von Photonen dar. Hierbei streut das Photon elastisch an einem Hüllenelektron eines Atoms und verliert dabei an Energie. Bei Energien von einigen eV spielt der Photoeffekt eine Rolle: das Photon überträgt seine Energie auf ein Hüllenelektron des Atoms, welches dann vom Atom emittiert wird.

Beim Durchgang durch die Atmosphäre kann ein geladenes Teilchen Atome ionisieren, indem es ein Hüllenelektron anregt und so selbst Energie verliert.<sup>4</sup> Bremsstrahlungsverluste dominieren oberhalb einer kritischen Energie, unterhalb dominieren Ionisationsverluste. Die kritische Energie  $E_{\text{krit}}$  ist demnach der Punkt, an dem beide Strahlungsverluste im Gleichgewicht sind. Für Elektronen in Luft errechnete sich diese mit der Kernladungszahl  $Z$  des beteiligten Atoms aus der Formel in Hagiwara et al. (2002)

$$E_{\text{krit}} = \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0.92} \quad (3.1)$$

Mit  $Z = 7$  für Stickstoff folgt

$$E_{\text{krit}} \approx 90 \text{ MeV} \quad (3.2)$$

Ein elektromagnetischer Luftschauer stirbt aus, wenn die mittlere Energie der Teilchen der kritischen Energie  $E_{\text{krit}}$  entspricht. Währenddessen hat sich die Teilchenanzahl mit jeder Wechselwirkungslänge verdoppelt, so dass hier die maximale Anzahl an Teilchen  $N_{\text{max}}$  vorliegt. Aus der Anzahl der Teilchen und der kritischen Energie lässt sich aufgrund der Energieerhaltung die Energie des Primärteilchens  $E_0$  ermitteln:

$$E_0 = N_{\text{max}} \cdot E_{\text{krit}} \quad (3.3)$$

Dies entspricht einer Messung mit der Erdatmosphäre als Kalorimeter.

### 3.1.2 Hadronische Luftschauer

Hadronische Luftschauer entstehen in Folge der inelastischen Streuung zwischen Protonen der kosmischen Strahlung  $p_{\text{HE}}$  und Atomen der Atmosphäre.

---

<sup>4</sup>Wenn Atomkern und Elektron rekombinieren, kommt es zu elektromagnetischer Strahlung (Fluoreszenz), die mit eigens dafür gebauten Fluoreszenzteleskopen, wie z.B. beim Auger-Experiment, nachgewiesen werden kann.

Dieser Prozess unterliegt der starken Wechselwirkung und es entstehen dabei viele Kernfragmente und Mesonen (vor allem  $\pi$ -Mesonen) sowie deren Resonanzen. Das primäre Proton wie auch die neu entstandenen Protonen können weiterhin Atome fragmentieren und so weitere hadronische Subkaskaden erzeugen (siehe Abbildung 3.3). Die Mesonen zerfallen in der Regel bevor sie mit weiteren Atome kollidieren und tragen ebenfalls zur Schauerentwicklung bei. Das neutrale  $\pi_0$ -Meson zerfällt in zwei Photonen, die elektromagnetisch wechselwirken und so zwei elektromagnetische Subkaskaden initiieren (vgl. Abschnitt 3.1.1).

$$\pi_0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$

Die Mesonen  $\pi^+$  und  $\pi^-$  zerfallen schwach in Müonen<sup>5</sup> und Neutrinos respektive Antineutrinos:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

Die entstandenen Neutrinos tragen nicht zur weiteren Schauerentwicklung bei. Der Müonzerfall in Elektronen oder Positronen findet nur selten statt, da ein Großteil dieser relativistischen Müonen einige Kilometer in der Atmosphäre zurücklegt und den Erdboden erreicht.

$$\begin{aligned} \mu^+ &\longrightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^- &\longrightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

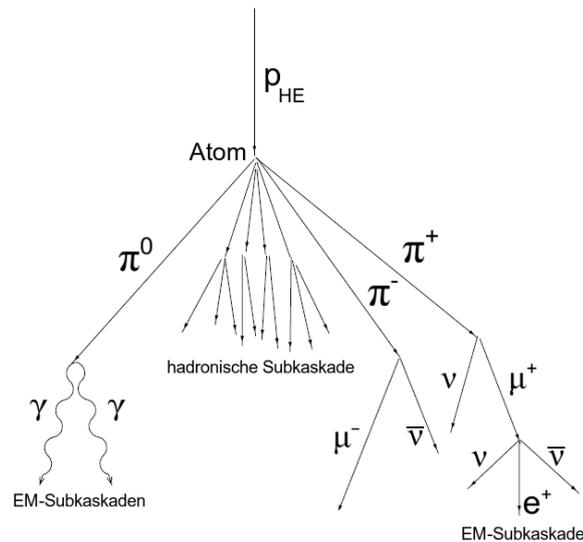


Abbildung 3.3: Vereinfachte Darstellung eines hadroninduzierten Luftschauers.

<sup>5</sup>Der Elektron/Positron-Zerfallskanal ist aus Helizitätsgründen stark unterdrückt.

### 3.1.3 Cherenkov-Licht

Wenn sich geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit  $v$  in einem Medium mit Brechungsindex  $n$  schneller fortbewegen als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium

$$v > \frac{c}{n}, \quad (3.4)$$

so emittieren sie elektromagnetische Strahlung. Diese Strahlung wird Cherenkov-Licht genannt und wird unter einem bestimmten Winkel  $\theta_C$ , dem Cherenkov-Winkel, ausgesendet:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n_i \cdot \beta} \quad (3.5)$$

Der Brechungsindex der Atmosphäre ist abhängig von der Dichte  $\rho$  je nach Altitude  $h$  über Normalnull und der Frequenz  $\nu$ . Es gilt näherungsweise  $\beta = \frac{v}{c} \approx 1$  für relativistische Teilchen, so dass vor allem Elektronen und Positronen eine Rolle spielen, da die übrigen geladenen Leptonen und Baryonen viel höhere Massen haben. Gleichung 3.5 wird also zu

$$\cos \theta_C(h, \nu) \approx \frac{1}{n(\rho(h), \nu)} \quad (3.6)$$

In der Erdatmosphäre beträgt der Cherenkov-Winkel bei einer Höhe  $h \approx 8$  km etwa  $\theta_C \approx 1^\circ$  und leuchtet am Boden eine Fläche mit einem Radius von etwa 120 m aus (siehe Abbildung 3.4).

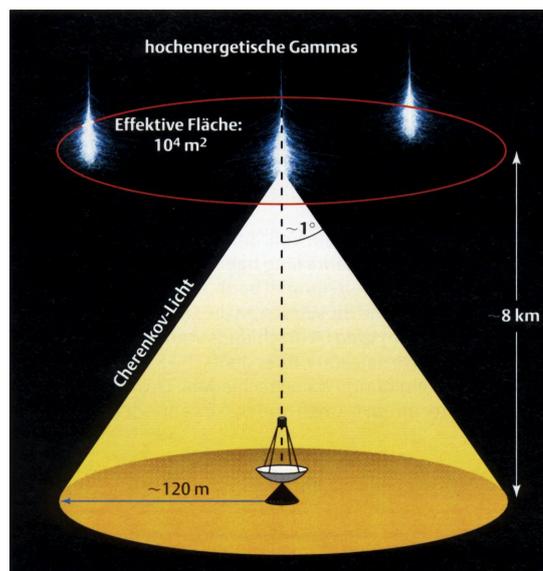


Abbildung 3.4: Ein Cherenkov-Lichtkegel bei einem Cherenkov-Winkel  $\theta_C \approx 1^\circ$  in 8 km Höhe mit Markierung der ausgeleuchteten Fläche ([www.uni-heidelberg.de](http://www.uni-heidelberg.de)).

Die Anzahl der Cherenkov-Photonen, die pro Weglänge  $dx$  eines geladenen Teilchens der Ladungszahl  $z$  und pro Wellenlängenintervall  $d\lambda$  des Photons emittiert werden, ergibt sich zu (Hagiwara et al. 2002):

$$\frac{d^2 N_C}{dx d\lambda} \propto \frac{z^2}{\lambda^2} \cdot \left( 1 - \frac{1}{\beta \cdot n(\rho(h), \lambda)} \right) \quad (3.7)$$

Aufgrund der  $1/\lambda^2$ -Abhängigkeit überwiegt blaues Licht.

### 3.1.4 Vergleich und Betrachtung von elektromagnetischen und hadronischen Luftschauern

In Abbildung 3.5 ist die Cherenkov-Lichtdichte aus Monte Carlo-Simulationen für einen photonischen und einen hadronischen Luftschauer dargestellt. Der Schnitt in Einfallsrichtung des Primärteilchens (Photon der Energie  $E_\gamma = 1\text{ TeV}$  respektive Proton der Energie  $E_p = 6\text{ TeV}$ ) zeigt die größere Lateralverteilung von hadronischen Luftschauern gegenüber photonischen. Bei Betrachtung des protoneninduzierten Luftschauers wird die Ausbildung von elektromagnetischen Subkaskaden innerhalb der hadronischen Gesamtkaskade deutlich.

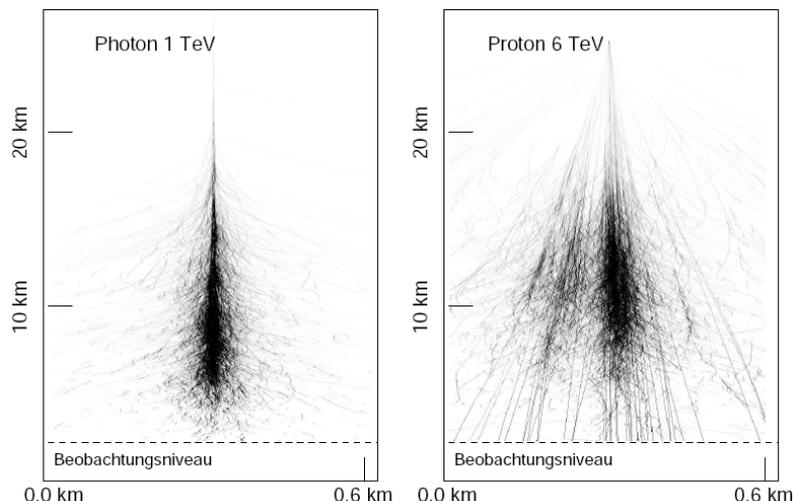


Abbildung 3.5: Cherenkov-Lichtdichte aus Monte Carlo-Simulationen für einen photon- (links) und einen protoneninduzierten Luftschauer (rechts). Erläuterung im Text; aus Horns (2000).

Anders als Photonen und Elektronen oder Positronen sind Protonen keine Punktteilchen, sondern bestehen aus drei Quarks. Diese tragen einen Transversalimpuls mit sich, der in jeder Wechselwirkung erhalten ist und so zur Schaueraufweitung führt. Die Tiefe der Atmosphäre lässt sich in Einheiten der verschiedenen Wechselwirkungslängen angeben. Die Massenbelegung der Wechselwirkungslänge eines Protons beträgt  $\chi_p \approx 90\text{ g/cm}^2$  und die eines Elektrons  $\chi_e \approx 36.6\text{ g/cm}^2$ . Die Atmosphäre mit einer Tiefe von etwa  $1035\text{ g/cm}^2$  ist also

etwa elf hadronische bzw. 28 elektronische Strahlungslängen lang. Die Wechselwirkungslänge von Photonen ist mit der der Elektronen über  $\chi_\gamma = 9/7\chi_e$  verknüpft (Simon 2008).

## 3.2 Das H·E·S·S.-Experiment

Das Akronym H.E.S.S. steht für **H**igh **E**nergy **S**tereoscopic **S**ystem und ist zu Ehren des Österreichers Victor Franz Hess, der 1912 in einem Ballonexperiment die kosmische Strahlung entdeckte (siehe Einleitung). Das H·E·S·S.-Experiment ist in Namibia nahe dem Gamsberg im Khomashochland auf einer Höhe von 1800 m über Normalnull gelegen und besteht aus vier Cherenkov-Teleskopen, von denen das erste im Juni 2002 sein erstes Licht sah und das letzte im Dezember 2003 in Betrieb genommen wurde. Seitdem ist H·E·S·S.-Phase 1 abgeschlossen und nimmt fortlaufend Daten.

In den folgenden Abschnitten wird das H·E·S·S.-Experiments beschrieben. Detailliertere Beschreibungen zu den einzelnen Punkten sind, wenn nicht zusätzlich im Text angegeben, in Aharonian et al. (2006) und in den dort referenzierten Quellen zu finden.

### 3.2.1 Die Teleskope

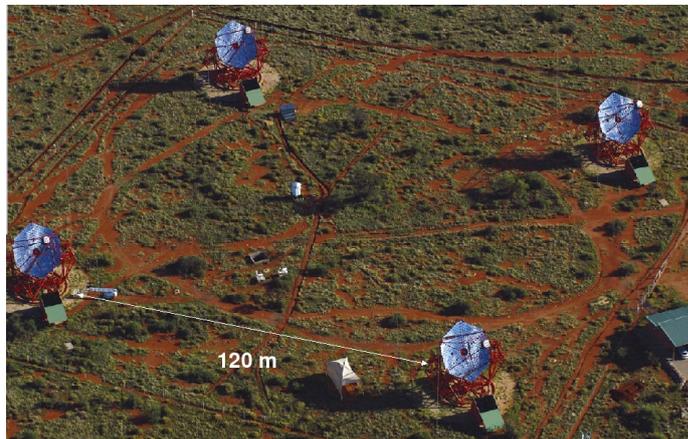


Abbildung 3.6: Die vier H·E·S·S.-Teleskope von oben betrachtet.

Die vier Cherenkov-Teleskope des H·E·S·S.-Experiments sind an den Eckpunkten eines gedachten Quadrats mit einer Seitenlänge von 120 m aufgestellt (siehe Abbildung 3.6). Die Platzierung dieser Teleskope ist so gewählt, dass die Teleskope jeweils dort stehen, wo der Cherenkov-Lichtkegel eines benachbarten Teleskops den Boden trifft (vergleiche hierzu Abbildung 3.4 auf Seite 25).

Ein Teleskop besteht aus einem Spiegelträger mit einem Durchmesser von etwa 13 m, in dessen Fokus in 15 m Abstand eine Photomultiplier<sup>6</sup>-Kamera (Beschreibung folgt weiter unten) angebracht ist, und einer Stahlkonstruktion, die die gesamte Struktur hält. Das Gewicht eines jeden Teleskops beträgt in etwa 60 Tonnen.

Pro Teleskop sind zwei CCD<sup>7</sup>-Kameras in Betrieb: die *Lid*<sup>8</sup>-CCD dient der Justierung der Spiegelelemente und befindet sich im Zentrum des Spiegelträgers mit Blick auf die Photomultiplier-Kamera. Die *Sky*<sup>9</sup>-CCD ist auf dem Spiegelträger selbst angebracht und beobachtet den Himmel. Anhand von Referenzsternen wird so die Ausrichtung des Teleskops während der Datennahme ständig überprüft. Die Teleskope in ihrer *Az-Alt-Montierung*<sup>10</sup> können von 0.0° (Zenit) und bis 89.9° in Höhe ausgerichtet werden. Ihre computergesteuerte Ausrichtung erfolgt mit bis zu 100°/min.

Anders als bei Einzelteleskop-Experimenten<sup>11</sup> zeichnet sich H·E·S·S· dadurch aus, dass im sogenannten Stereo<sup>12</sup>-Modus Beobachtungen gemacht werden. Mindestens zwei Teleskope<sup>13</sup> müssen hierzu das gleiche Ereignis sehen, damit dieses als solches klassifiziert und aufgenommen wird.

**Der Spiegelträger** Der Spiegelträger ist im *Davies-Cotton*-Design gebaut (Davies & Cotton 1957). Auf ihm sind 382 kreisrunde Spiegel angebracht (Abbildung 3.7, links), die in einem Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm eine Reflektivität von nahezu 80% aufweisen, wobei aufgrund von Alterungsprozessen und Materialermüdung diese Reflektivität nunmehr bei etwa 60% liegt. Insgesamt ergeben die Spiegelfacetten eine effektiv ausgekleidete Fläche von 107 m<sup>2</sup>, deren Justierung und Ausrichtung computergesteuert mittels einer Überprüfung durch die *Lid*-CCD geschieht.

**Die Teleskop-Kamera** Die Photomultiplier-Kamera eines Teleskops (Abbildung 3.7) befindet sich im Abstand von 15 m in der Fokalebene des Spiegelträgers. Nur eine solche Kamera gewährleistet ein schnelles Auslesen im Nanosekundenbereich, um die Cherenkov-Lichtblitze von einigen ~10 ns Dauer erfassen zu können. Der Nachteil einer im Vergleich zu CCD-Kameras niedrigen Quanteneffizienz von nur 20% bis 30% muss in Kauf genommen werden,

<sup>6</sup>*Photomultiplier* (engl.) heißt übersetzt Fotovervielfacher. Hierbei löst ein einzelnes, einfallendes Photon über den Comptoneffekt ein Photoelektron aus, das über Dynoden zu mehreren 10<sup>5</sup> Photoelektronen verstärkt wird.

<sup>7</sup>Charge Coupled Device (engl.) heißt übersetzt ladungsgekoppeltes Gerät, welches dazu dient, ein einfallendes Photon abzuspeichern und später mit hoher Quanteneffizienz (> 80%) auszulesen.

<sup>8</sup>*Lid* (engl.) heißt übersetzt Deckel.

<sup>9</sup>*Sky* (engl.) heißt übersetzt Himmel.

<sup>10</sup>Art der Montierung. *Alt* steht für Altitude und *Az* für Azimut.

<sup>11</sup>Wie z.B. bei MAGIC Phase 1 auf La Palma (Kanarische Inseln).

<sup>12</sup>*Stereo* (griech.) heißt räumlich.

<sup>13</sup>Da mit mindestens zwei Teleskopen die Rekonstruktion des Fluchtpunktes eines Luftschauers gewährleistet ist. Siehe Abschnitt 3.2.4.

weil CCD-Kameras nur etwa im Millisekundenbereich arbeiten. Dies bedeutet, dass das Signal stark verrauscht und somit klein ist, da über einen grösseren Zeitraum hauptsächlich Untergrund aufgesammelt wird. Das Signal  $S$  ist vereinfacht dargestellt proportional zum Cherenkov-Photonenfluss  $\Phi_C$  pro Wurzel des Photonflusses des Nachthimmels  $\Phi_{NH}$  und der Zeit  $\Delta t$ :

$$S \propto \frac{\Phi_C}{\sqrt{\Phi_{NH} \cdot \Delta t}} \quad (3.8)$$

Es wird deutlich, dass ein großes  $\Delta t$  zu einem kleineren Signal  $S$  führt. Die Kamera besteht aus insgesamt 960 Photomultiplier-Röhren. Jedes dieser Elemente hat ein Gesichtsfeld von  $0.16^\circ$  und besitzt zwei Verstärkungskanäle: den stark verstärkten Kanal *high gain* ( $\leq 200$  Photoelektronen) und den *low gain*-Kanal (5 - 1600 Photoelektronen). Auf jedes Element ist ein sogenannter *Winston-Kegel* aufgesetzt, der Licht, das normalerweise zwischen die Spiegelfacetten fiel, auf das einzelne Photomultiplier-Element lenkt und seitliches Streulicht von ihm ablenkt. 16 dieser Röhren samt *Winston-Kegel* sind zu sogenannten *Drawern*<sup>14</sup> (siehe Abbildung 3.7, rechts) zusammengefasst, so dass insgesamt 60 dieser *Drawer* mit jeweils eigener Elektronik und Hochspannungszufuhr sowie einem eigenen *Trigger*<sup>15</sup> eine Kamera bilden. Die Zeit zwischen zwei nachgewiesenen Ereignissen, in der ein Photomultiplier-Element nicht sensitiv ist, wird Totzeit genannt. Das Gesichtsfeld der gesamten Teleskop-Kamera beträgt etwa  $5^\circ$  im Durchmesser.



Abbildung 3.7: Links: zwei der vier H·E·S·S·-Teleskope. Rechts oben: die Photomultiplier-Kamera mit den *Winston-Kegeln* als Aufsatz zur besseren Ausleuchtung der einzelnen Photomultiplier durch Fokussierung der einfallenden Photonen; die Anordnung in 60 *Drawer* ist ebenfalls zu erkennen. Rechts unten: geöffneter Verschluss der Kamera, die an der Stahlhalterung (rot) in der Fokalebene angebracht ist.

<sup>14</sup>*Drawer* (engl.) heißt übersetzt Fach oder Schublade.

<sup>15</sup>*Trigger* (engl.) heißt wörtlich übersetzt Abzug oder Auslöser.

### 3.2.2 Die Datennahme

Die Datennahme bei H·E·S·S· erfolgt in mondlosen Nächten bei gutem Wetter das ganze Jahr über.<sup>16</sup> Ein Beobachtungszyklus, eine Schicht, dauert in der Regel knapp mehr als drei Wochen. Eine einzelne Beobachtungsnacht ist unterteilt in mehrere Beobachtungsläufe, sogenannte *Runs*, die in der Regel eine Zeitdauer von  $\sim 28$  min haben. Die Datennahme funktioniert computergesteuert und die Quelle bzw. deren Zielkoordinaten liegen in Form eines langfristigen Beobachtungsplans vor. Die im Schnitt dreiköpfige Schichtmannschaft überwacht während der Datennahme die Teleskope und die Elektronik sowie das Wetter.

Am Ende eines *Runs* werden die Daten vor Ort vorläufig kalibriert, so dass eine zeitnahe erste Analyse möglich ist. Am Ende einer Schicht werden die Daten auf Magnetbändern abgespeichert und nach Europa geschickt, wo die vollständige Kalibration der Daten und die Rekonstruktion stattfindet. Danach stehen diese Daten jedem Mitglied der H·E·S·S·-Kollaboration für eine eigene, unabhängige Analyse zur Verfügung.

#### Die *Trigger*-Bedingungen

Während eines Beobachtungslaufs ist es nicht sinnvoll, für die gesamte Dauer Daten aufzuzeichnen. Das Ziel ist es, nur das Cherenkov-Licht der Luftschauber zu beobachten und abzuspeichern. Um dies sicherzustellen, beginnt die Datennahme erst, wenn zwei Bedingungen sequenziell in einem kurzen Zeitintervall erfüllt werden: die *Trigger*-Bedingungen. Da die H·E·S·S·-Teleskope durchgehend im Stereo-Modus betrieben werden, gibt es neben einem Einzel- einen Mehrteleskop-*Trigger*. Eine ausführliche Beschreibung ist hierzu in Funk et al. (2004) zu finden, das grundlegende Prinzip der Koinzidenz-Bedingung ist nachstehend erläutert:

- (1) **Kamera-Trigger** : Jede Kamera ist in 38 überlappende Sektoren mit je 64 Photomultiplier-Röhren pro Sektor eingeteilt. Damit eine Kamera triggert, müssen innerhalb eines Sektors in einem Zeitintervall von 1.5 ns mindestens drei Photomultiplier-Röhren zusammen einen Wert von 5.3 oder mehr Photoelektronen aufweisen. Hiermit wird gewährleistet, dass die Kamera nicht von dem nächtlichen Himmelshintergrund getriggert werden kann.
- (2) **System-Trigger** : Erst wenn ein einzelnes Teleskop die erste *Trigger*-Bedingung erfüllt, greift die zweite Bedingung und verhindert so, dass das Cherenkov-Licht von einzelnen Müonen<sup>17</sup>, die eine Kamera triggern, den System-*Trigger* auslösen. Hierzu muss in einem Zeitfenster von 80 ns mindestens ein weiteres Teleskop getriggert haben, damit die Datennahme startet.

<sup>16</sup>Während der saisonalen Regenzeit sind Beobachtungen zwischen Oktober und November sowie Ende Dezember bis Mitte Januar nur eingeschränkt möglich.

<sup>17</sup>Eine genaue Diskussion zu den Müonen findet sich in Kapitel 4.

### Der *Wobble*-Modus

Im Allgemeinen werden Beobachtungen mit H·E·S·S im sogenannten *Wobble*<sup>18</sup>-Modus ausgeführt. Hierbei werden die Teleskope so ausgerichtet, dass das Kamerazentrum nicht auf die Koordinaten der Zielposition zeigt, sondern in einem Winkelabstand (*wobble*) dazu beobachtet wird. Dieser Abstand von den Quellkoordinaten wird so gewählt, dass er meistens zwischen  $0.5^\circ$  und  $0.8^\circ$  beträgt.

Der Grund ist die Möglichkeit einer genauen Bestimmung des Untergrundes aus dem gleichen Datensatz. Eine Erläuterung findet sich im Abschnitt 3.2.7.

### 3.2.3 Die Datenkalibration

Die gemessenen Photoelektronen führen aufgrund der angelegten Hochspannung zu einem Strom, der linear über einen Analog-zu-Digital-Konverter in Zählpulse umgewandelt wird. Diese müssen kalibriert werden, bevor eine Analyse erfolgt. Hierzu werden unterschiedliche Kalibrations-*Runs* unternommen: Einzel-Photoelektron-*Runs*, *Pedestal-Runs* und *Flatfielding-Runs*. Diese werden nachfolgend kurz erläutert. Eine ausführliche Beschreibung ist Aharonian et al. (2004B) zu finden.

In Einzel-Photoelektron-*Runs* wird das gepulste Licht einer LED so eingestellt, dass es durchschnittlich etwa ein Photoelektron pro Photomultiplier-Element auslöst. Hieraus werden dann jeweils die Konvertierungsfaktoren für beide Verstärkungskanäle werden bestimmt.

Die *Pedestal-Runs* dienen der Bestimmung des elektronischen Rauschens, indem bei geschlossener Kamera und eingeschalteter Hochspannungszufuhr das Signal ausgelesen wird.

Bei *Flatfielding-Runs* wird die Photomultiplier-Kamera mit einer gepulsten LED in 5 ns-Intervallen in einem Wellenlängenbereich 390 nm bis 420 nm homogen ausgeleuchtet, so dass die relative Effizienz der einzelnen Bildelemente bestimmt werden kann.<sup>19</sup>

Innerhalb der H·E·S·S-Kollaboration gibt es zwei unterschiedliche Kalibrationen, von denen eine in Heidelberg und die andere in Lyon durchgeführt wird.

### 3.2.4 Rekonstruktion

Nachdem die Daten kalibriert wurden, beginnt die Rekonstruktion des Luftschauers. Einen wichtigen Aspekt stellt hierbei die Unterscheidung von photonischen und hadronischen Ereignissen dar.

In dieser Arbeit wird das H·E·S·S-Hamburg Rekonstruktions- und Analyseprogramm verwendet (Raue 2003, Raue 2007).

<sup>18</sup> *Wobble* (engl.) heißt wörtlich übersetzt Pendeln oder Wackeln.

<sup>19</sup> Es wird eine Fläche von  $10^\circ$  im Durchmesser ausgeleuchtet, die somit größer ist als das Gesichtsfeld der Kamera.

### Die *Hillas*-Bildparameter

Nach der Kalibration der Daten liegen folgende Informationen vor: die Intensität pro Photomultiplier-Element in Einheiten von Photoelektronen (P.E.) sowie eine dazugehörige Zeitinformation. An diesem Datensatz wird ein erster Schnitt durchgeführt, der *tail-cut*. Ziel ist es, Fluktuationen im Bereich von vereinzelt Photomultiplier-Elementen aus dem Datensatz zu filtern, obgleich so auch intensitätsarme Ereignisse verworfen werden können. Hierzu wird eine Mindestschwelle  $I(p)$  gewählt, die ein Photomultiplier-Element  $p$  aufbringen muss und eine zweite Schwelle  $I(p')$ , die ein direkt anliegendes Element  $p'$  minimal besitzen muss, damit das Element  $p$  im Datensatz behalten wird. In dieser Arbeit werden die Werte  $I(p) = 5$  P.E. respektive  $I(p') = 10$  P.E. verwendet.

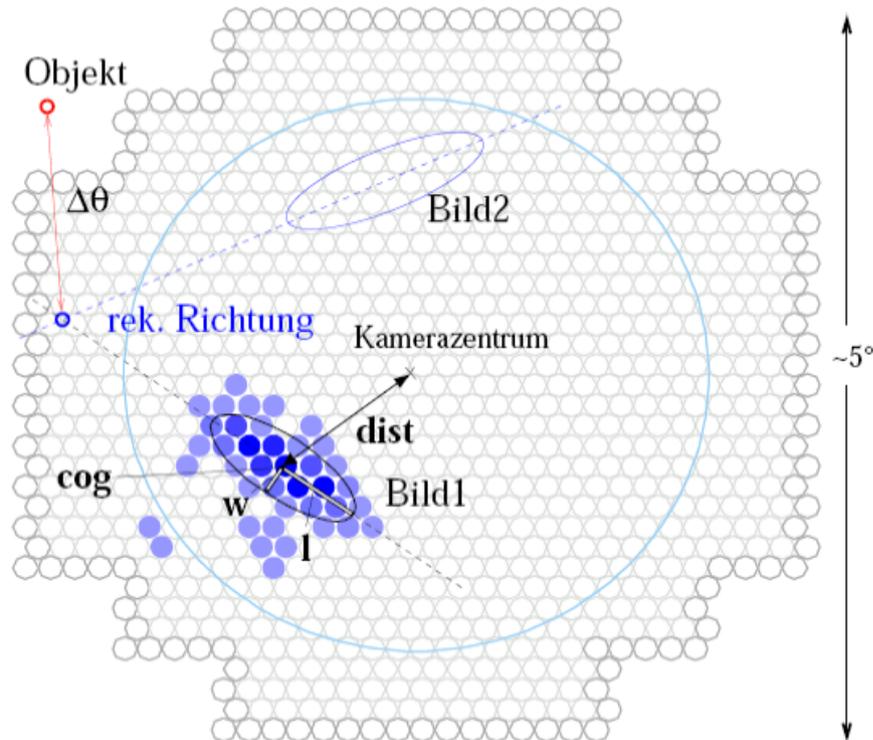


Abbildung 3.8: Darstellung der Kamera samt ihrer 960 Photomultiplier-Bildpunkte. Eingezeichnet sind die *Hillas*-Parameter Länge  $l$ , Breite  $w$ , Bildschwerpunkt  $cog$  und Abstand des Bildschwerpunktes vom Kamerazentrum  $dist$ . Das Prinzip der Richtungsrekonstruktion eines Schauers über zwei Bilder ist ebenfalls angedeutet.  $\Delta\theta$  stellt die Winkeldistanz zwischen der Objektposition und dem Fluchtpunkt des Schauers dar. Aus Beilicke (2005).

Aus diesem Datensatz werden nun die Momente einer Ellipse bestimmt, aus welchen sich dann die *Hillas*-Bildparameter eines Luftschauers (Hillas 1985) bestimmen lassen (Abbildung 3.8):

1. die Länge  $l$ , die große Halbachse der Ellipse,
2. die Breite  $w$ , die kleine Halbachse der Ellipse,
3. der Bildschwerpunkt  $cog$ <sup>20</sup> der Ellipse und
4. der Abstand  $dist$  des Bildschwerpunktes der Ellipse vom Kamerazentrum.

Zusammen mit der Information über die Amplitude  $Amp$  einer jeden Ellipse und der Anzahl der Bildelemente  $N_p$  innerhalb einer Ellipse kann sowohl die Richtung eines Schauers, sein Auftreff- und sein Fluchtpunkt als auch die Energie des Primärteilchens rekonstruiert werden (siehe Abschnitt 3.2.4).

### Qualitätsschnitte

Die Qualität der Rekonstruktion hinsichtlich der Schauerparameter (Richtung und Energie) hängt von der Qualität der Bilder samt ihrer darin enthaltenen Informationen ab. Um eine verbesserte Rekonstruktion zu ermöglichen, werden Qualitätsschnitte an die Bildparameter angewandt. Bilder, die zu weit vom Kamerazentrum und nicht vollständig in der Kamera liegen, können falsch rekonstruiert werden<sup>21</sup> und zu einer falsch bestimmten Richtung und einer falsch bestimmten Energie des Primärteilchens führen. Dieser erste Schnitt ist der sogenannte *Nominal-Distance*-Schnitt. Zusätzlich wird ein Schnitt an die Bildamplitude ausgeführt, um Bilder mit sehr niedriger Bildamplitude  $Amp$  zu verwerfen.<sup>22</sup> Ein Schnitt bei wenigen Photoelektronen ist bei bekannt schwachen TeV- $\gamma$ -Quellen angebracht, verringert aber die Qualität der Rekonstruktion. Ein großer Schnitt an die Bildamplitude führt zu einer verbesserten Richtungsrekonstruktion und zu einer besseren Unterdrückung des Untergrundes, erhöht aber die Energieschwelle, ab der das Teleskop-System sensitiv ist.

In dieser Arbeit wird mit dem Standard-H·E·S·S-Schnitt von 80 P.E. und dem *harten* Schnitt von 200 P.E. gearbeitet (Tabelle 3.1). Während der Standardschnitt hauptsächlich für die Erstellung eines Datensatz zur Gewinnung eines Energiespektrums Verwendung fand, wurde der *harte* Schnitt zur Erstellung von Himmelskarten genutzt.

<sup>20</sup> *centre of gravity* (engl.) heißt übersetzt Massenschwerpunkt.

<sup>21</sup> Ein unvollständiges Bild kann zur Bildung eines falschen Bildschwerpunktes  $cog$  führen.

<sup>22</sup> Je weniger Photoelektronen ein Bild besitzt, desto ungenauer ist seine Rekonstruktion.

	Standard-Schnitt	Harter Schnitt
$N_{\text{Tel}}$	$\geq 2$	$\geq 2$
<i>Nominal Distance</i>	0.035 rad	0.035 rad
<i>Amp</i>	>80 P.E.	>200 P.E.

Tabelle 3.1: Auflistung der Qualitätsschnitte, die in dieser Arbeit angewandt werden.

### Die Richtungsrekonstruktion

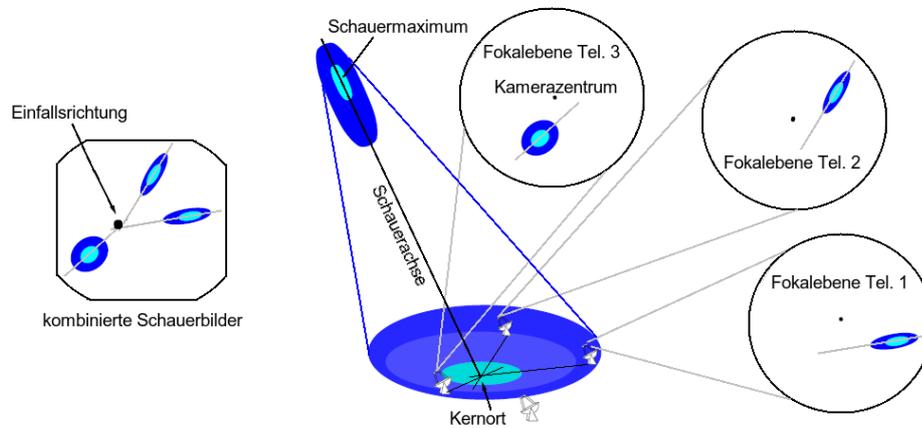


Abbildung 3.9: Drei Teleskope befinden sich im Lichtkegel eines Luftschauers, während das vierte dieses Ereignis nicht sieht. Zur Rekonstruktion werden die drei Kamerabilder in ein gemeinsames Koordinatensystem überführt und so Auftreff- und Fluchtpunkt des Schauers geometrisch bestimmt, aus Beilicke (2005).

Die Richtungsrekonstruktion geschieht durch die Transformation von zwei Bildern in ein gemeinsames Koordinatensystem (siehe Abbildung 3.9). Der Schnittpunkt der großen Halbachsen stellt den Fluchtpunkt des Schauers dar<sup>23</sup>, was aufgrund der winkeltreuen Abbildung der Teleskope zur Schauerrichtung führt. Analog zur Rekonstruktion der Schauerrichtung erfolgt die Rekonstruktion des Auftreffpunktes, also des Kernortes des Luftschauers. Hierzu werden die Bilder der Teleskope wiederum in ein gemeinsames Koordinatensystem transformiert, das sich auf Detektor-Niveau befindet und von der Ausrichtung der Teleskope abhängt. Die Verlängerung der großen Halbachsen der Bilder, deren jeweiliger Bildschwerpunkt *cog* am Orte des dazugehörigen Teleskops ist, führt hier zur Rekonstruktion des Kernortes.

Die Winkelauflösung im H·E·S·S-Experiment beträgt etwa  $\delta\theta \approx 0.1^\circ$ .

<sup>23</sup>Wenn mehr als zwei Teleskope triggern, so berechnet sich der Fluchtpunkt aus der Mittelung der paarweise erzeugten Fluchtpunkte, was zu einer erhöhten Genauigkeit in der Richtungsrekonstruktion führt.

### $\gamma$ -Hadron-Separation

Nachdem die Richtung der Luftschauer rekonstruiert ist, werden die photonischen, da nur diese Rückschlüsse über ihre Quelle zulassen, von den hadronischen Luftschauern separiert. Ein hadronischer Luftschauer ist im Vergleich zu einem photonischen breiter und ausgedehnter. Dies ist der Ansatz für die sogenannte  $\gamma$ -Hadron-Separation.

Zur Unterscheidung verwendet man die bereits bestimmten Parameter Ellipsen, nämlich Breite  $w$  und Länge  $l$ . Diese sind energieabhängig und werden auf Werte aus Monte Carlo-Simulationen normiert; man erhält die skalierte Breite *scaled width*, kurz:  $scw$  und die skalierte Länge *scaled length*, kurz:  $scl$ .<sup>24</sup> Für diese gilt allgemein, wenn  $\langle x \rangle$  der aus Monte Carlo-Simulationen bestimmte Erwartungswert ist, der eine Funktion der Bildamplitude  $Amp$ , des Abstandes vom Kamerazentrum  $r$  und des Zenitwinkels  $z$  ist, also  $\langle x \rangle = \langle x \rangle(Amp, r, z)$ , jeweils für die entsprechende skalierte Größe:

$$scx = \frac{x}{\langle x \rangle}, \text{ wobei } x = w, l \quad (3.9)$$

Da das H·E·S·S.-Experiment im Stereo-Modus betrieben wird, werden für jedes getriggerte Teleskop die skalierten Größen  $scx$  bestimmt. Über ihre Mittelung erhält man die mittlere skalierte Breite *mean scaled width*, kurz:  $mscw$  und die mittlere skalierte Länge *mean scaled length*, kurz:  $mscl$ .

$$mscw = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N scw_i \quad (3.10)$$

$$mscl = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N scl_i \quad (3.11)$$

Beispielhaft ist in Abbildung 3.10 die  $mscw$ -Verteilung für photonische und hadronische Ereignisse aus Daten des Krebsnebels und aus Monte Carlo-Simulationen aufgetragen. Das photonische Signal (schwarz ausgefüllte Kreise) wird sehr gut durch die Gauß-Kurve aus den Monte Carlo-Simulationen (rote, durchgezogene Kurve) beschrieben. Die Maxima der Verteilungen von photonischen und hadronischen Datenpunkten (blaue Kreise) fallen nicht zusammen, so dass die Schnittparameter so gewählt sind, dass im Intervall  $0.1 \leq mscw_\gamma \leq 1.1$  der Hauptteil der photonischen Ereignisse liegt. Im Intervall  $1.3 \leq mscw_{\text{hadron}} \leq 2.0$  sind keine photonische Ereignisse zu erwarten und das Maximum der hadronischen Verteilung ist hier beinhaltet. Diese Wahl der Parameter ist das Ergebnis einer Optimierung und im Detail nachzulesen in Pühlhofer et al. (2003).

<sup>24</sup>Indem die gemessenen Breiten  $w$  und Längen  $l$  durch die entsprechenden Werte für Photonen aus Monte-Carlo-Simulationen geteilt werden, erwartet man einen Wert von etwa 1, wenn es sich beim rekonstruierten Luftschauer um ein photonisches Ereignis handelt.

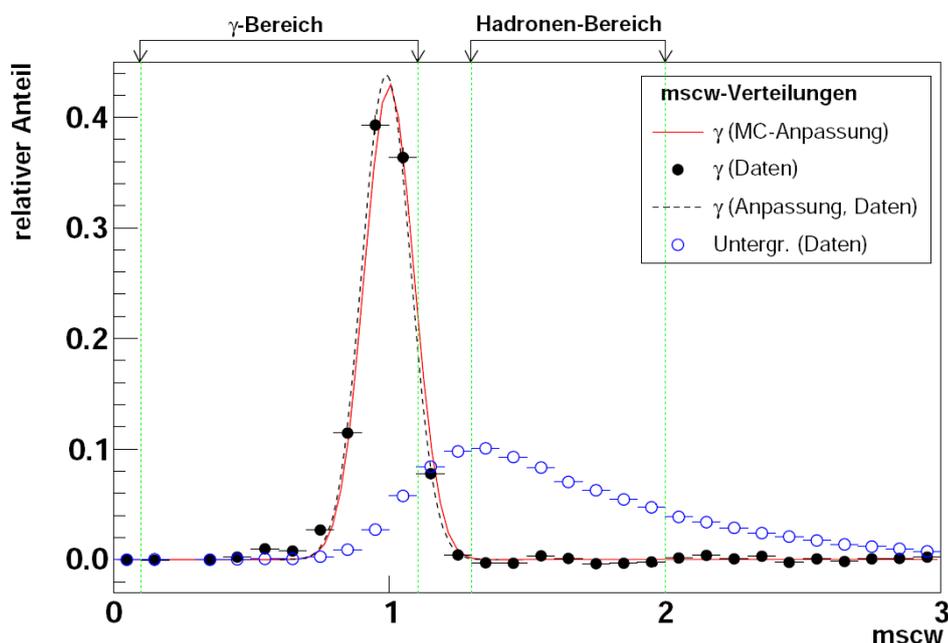


Abbildung 3.10: Normierte Verteilung des Schnittparameters  $mscw$  für Photonen (schwarz ausgefüllte Kreise) und Hadronen (blaue Kreise) sowie die Anpassung an die Daten (gestrichelte Linie) und durch Monte Carlo-Simulation (rote Linie) an Daten aus Beobachtungen des Krebsnebels; adaptiert aus Beilicke (2005). Erläuterung im Text.

In dieser Arbeit wird mit den Schnittwerten gearbeitet, die in Tabelle 3.2 zusammengetragen sind und später in Abschnitt 3.2.7 aufgegriffen werden.

	$mscw_{\min}$	$mscw_{\max}$	$mscl_{\min}$	$mscl_{\max}$
$\gamma$	0.1	1.1	0.1	1.325
Hadron	1.3	2.0	–	–

Tabelle 3.2: Schnittparameter an die mittlere skalierte Breite  $mscw$  und an die mittlere skalierte Länge  $mscl$  für photonische und hadronische Ereignisse, wobei bei letzteren nicht an  $mscl$  geschnitten wird. Ein hadronischer Schnitt die  $mscl$  betreffend kann gemacht werden, doch der Schnitt an  $mscw$  ist derjenige, der Photonen und Hadronen genauer separiert, da hier die Maxima der Verteilungen (Abbildung 3.10) räumlich stärker getrennt sind.

## Die Energie-Rekonstruktion

Die Energie  $E_0$  des Primärteilchens ist abhängig von der Teilchenanzahl im Luftschauer. Die Anzahl der Teilchen wiederum ist proportional zum emittierten Cherenkov-Licht, so dass aus der Bildamplitude  $Amp$  die Energie  $E_0$

bestimmt werden kann. Es ist

$$E_0 = C_{MC} \cdot Amp \quad (3.12)$$

Der Faktor  $C_{MC}$  wird in Monte Carlo-Simulationen bestimmt und ist abhängig vom Kernort  $r$  und dem Zenitwinkel  $z$ . Bei der Rekonstruktion wird ein Bild nach den bereits vorgestellten Schnitten ausgewertet und die entsprechende Energie aus *look-up*-Tabellen<sup>25</sup> gewonnen. Dieses geschieht für jedes Bild jedes beteiligten Teleskops, so dass die rekonstruierte Energie des Primärteilchens  $E_0$  sich aus der Mittelung der Energie  $E_0^i$  von mindestens zwei Teleskopen und ihren Bildern ergibt.

$$E_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_0^i \quad (3.13)$$

$$(3.14)$$

Das H·E·S·S-Experiment hat eine relative Energieauflösung von  $\Delta E/E \approx 10\%$  bis  $30\%$  in einem Energiebereich von etwa 100 GeV bis ungefähr 100 TeV.<sup>26</sup>

### 3.2.5 Die Kamera-Akzeptanz

Die Akzeptanz der Kamera variiert mit der Entfernung vom Kamerazentrum. Dieser Umstand muss vor allem bei der Bestimmung des Untergrundes (Abschnitt 3.2.7) und bei der Erstellung von Himmelskarten (Abschnitt 3.2.8) berücksichtigt werden, da sonst eine systematische Fehleinschätzung des Signals vorliegt. Die Kameraakzeptanz differiert für photonische und hadronische Ereignisse, so dass auch diese Tatsache durch eine Normierung der Daten korrigiert werden muss.

In Abbildung 3.11 ist beispielhaft der Verlauf der hadronischen (rot mit Kreisen) und die photonische Akzeptanzkurve (blau mit Dreiecken) dargestellt. Nachdem die beiden Kurven bei sehr kurzen Distanzen eine identische Akzeptanz besitzen, fällt die der Photonen stärker ab als die hadronische. Größere *Wobble*-Distanzen als  $0.5^\circ$  bis  $0.8^\circ$  (graue Fläche) führen zu Messungen mit geringerer Akzeptanz, da bereits bei einem quadriertem Winkelabstand von 1.5 ein Abfall der photonischen Akzeptanz um 50% festzuhalten ist, wogegen die hadronische Akzeptanz noch bei über 80% liegt. Mehr Details sind in Aharonian et al. (2004B) zu finden.

<sup>25</sup>Diese *Nachschlagetabellen* beinhalten Ergebnisse aus Monte Carlo-Simulationen, auf die bei Bedarf zurückgegriffen wird.

<sup>26</sup>Der Aufbau des Systems wurde für eine untere Schwelle von 100 GeV im Zenit ausgelegt; die obere Schwelle ist der Tatsache geschuldet, dass der Photonen-Fluß im Bereich von hohen TeV-Energien sehr gering ist. Infolge von Alterungsprozessen der reflektiven Elemente (eine ausführliche Diskussion hierzu findet sich in Kapitel 4) wird die untere Schwelle von 100 GeV nicht mehr erreicht.

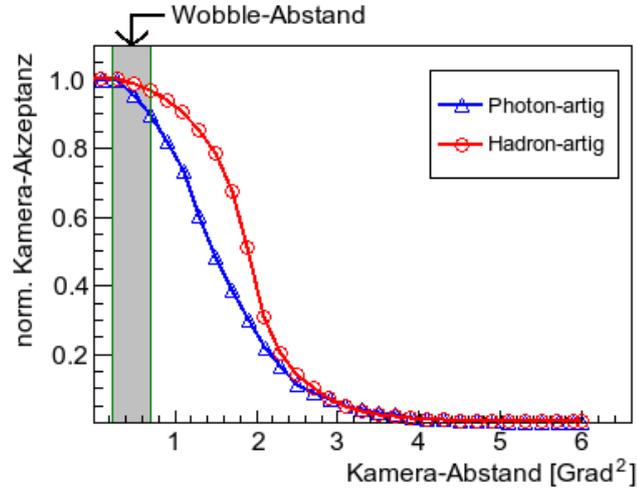


Abbildung 3.11: Normierte Akzeptanzkurven, gewonnen aus dem Westerlund 1-Datensatz (siehe Kapitel 5). Die rote Kurve mit den runden Datenpunkten stellt die hadronische und die blaue Kurve mit ihren Dreiecken die photonische Akzeptanzkurve dar. Die graue Fläche beschreibt den Bereich der *Wobble*-Distanz zwischen  $0.5^\circ$  ( $0.25 \text{ Grad}^2$ ) und  $0.8^\circ$  ( $0.64 \text{ Grad}^2$ ).

### 3.2.6 Effektive Nachweisflächen

Die effektive Nachweisfläche, kurz: effektive Fläche, wird benötigt, um die gemessenen Ereignisraten in einen Photonenfluss umzurechnen. Die effektive Fläche  $F_{\text{eff}}$  ist abhängig von einer Vielzahl von Parametern, wie

- der Energie des Primärteilchens:  $E$ ,
- dem Zenitwinkel:  $z$ ,
- dem Winkelabstand der Quelle relativ zum Kamerazentrum:  $\Delta R$ ,
- der Ausrichtung der Teleskope die magnetischen Pole der Erde betreffend:  $\xi$ ,
- der Anzahl der aktiven Teleskope:  $N_{\text{Tel}}$
- und den angewandten Schnitten: *Schnitt*

Die Abhängigkeit von der Nord-Süd-Ausrichtung der Teleskope ist der Tatsache geschuldet, dass die Luftschauer vom Erdmagnetfeld beeinflusst werden. Für das H·E·S·S-Experiment bedeutet dies, dass, wenn die Teleskope in Richtung Süden schauen, breiter sind, weil sie nahezu senkrecht zu den Magnetfeldlinien der Erde fliegen und an ihnen gestreut werden, während bei Beobachtungen in Richtung Norden die Luftschauer schmäler erscheinen, da sie von den Magnetfeldlinien fokussiert werden. Nach Anwendung aller Schnitte reduziert sich im Allgemeinen die Anzahl der detektierten Photonen  $N_D$ .

$N_\gamma$  ist die Anzahl der Photonen, die in Monte Carlo-Simulationen über eine Fläche  $F_\gamma$  gestreut werden. Es ist also

$$F_{\text{eff}} = \frac{N_{\text{D}}(E, z, \Delta R, \xi, N_{\text{Tel}}, \text{Schnitt})}{N_\gamma(E, z, \Delta R, \xi)} \cdot F_\gamma \quad (3.15)$$

Die Werte für die effektiven Flächen werden aus Monte Carlo-Simulationen bestimmt und werden für die Analysen aus Tabellen eingelesen und gegebenenfalls interpoliert. Hiermit wird dann die Anzahl der Photonen  $N_\gamma$  eines Schauers bestimmt, die pro Zeitintervall und Fläche detektiert werden. Dies ist der Photonenfluss.

### 3.2.7 Die Bestimmung des Untergrundes

Trotz Anwendung der in Abschnitt 3.2.4 diskutierten  $\gamma$ -Hadron-Separation verbleiben immer noch unerwünschte hadronische Ereignisse im photonisch klassifizierten Datensatz. Nachfolgend werden drei verschiedene Methoden zur Bestimmung des hadronischen Untergrundes vorgestellt.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die beiden Begriffe *ON* und *OFF* des Öfteren fallen. *ON* beschreibt die Kreisregion, aus der man TeV- $\gamma$ -Ereignisse erwartet, während *OFF* Regionen beschreibt, auf die die Nullhypothese (keine photonischen Ereignisse) zutrifft.<sup>27</sup> Die Festlegung der Größe der *ON*-Region – und somit der *OFF*-Regionen – erfolgt durch seinen Radius  $\theta$  (siehe hierzu auch Abschnitt 3.2.7). Da im Allgemeinen mehr als eine *OFF*-Region zur Bestimmung des Untergrundes verwendet wird, wird dies durch einen Faktor  $\alpha$  korrigiert, der den Quotienten der Raumwinkel  $\Delta\Omega_i$  aus *ON* und *OFF* darstellt:  $\alpha = \Delta\Omega_{\text{ON}}/\Delta\Omega_{\text{OFF}}$

#### Die Methode der gespiegelten *OFF*-Regionen

Die Akzeptanz der Kamera (Abschnitt 3.2.5) fällt vom Zentrum nach außen radial ab. Diesen Sachverhalt macht sich die Methode der gespiegelten *OFF*-Regionen zunutze. Sowohl die *ON*-Region als auch die *OFF*-Regionen sind im gleichen radialen Abstand zum Kamerazentrum und erfahren deswegen den gleichen Akzeptanzverlust bezüglich des Kamerazentrums. Ein weiteres Vorteil des *Wobble*-Modus' ist, dass die Signalregion wie auch die Regionen zur Bestimmung des Untergrundes zeitgleich gemessen werden. Hiermit wird sichergestellt, dass alle Regionen unter den gleichen Bedingungen aufgenommen wurden, also z.B. bei gleichem Wetter, gleicher Konfiguration der Elektronik als auch bei gleicher Ausrichtung des Teleskopsystems.

In der Abbildung 3.12 ist das grundlegende Prinzip dargestellt. Die *ON*-Region *A* befindet sich in einem Abstand  $\Delta R$  vom Kamerazentrum. Spiegelt man diese am Kamerazentrum auf die ihr gegenüberliegende Seite, so erhält man eine Region, die den gleichen Abstand zum Kamerazentrum aufweist wie

<sup>27</sup>Es gilt im einfachsten Fall:  $ON - OFF = \text{Signal}$ .

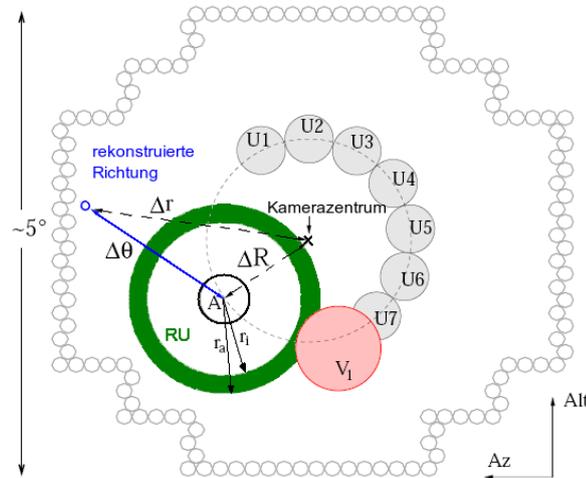


Abbildung 3.12: Veranschaulichung zur Bestimmung des Untergrundes mittels der Methode der gespiegelten OFF-Regionen und der des Ringuntergrundes; Abbildung entnommen aus Beilicke (2005). Erläuterungen finden sich im Text.

die Signalregion. Aus dieser Region ( $U_4$ ) lässt sich der Untergrund bestimmen. Analog lassen sich weitere OFF-Regionen neben der ersten erstellen ( $U_1$  bis  $U_7$ ), die alle im gleichen Abstand  $\Delta R$  zum Kamerazentrum platziert sind und so eine genauere Bestimmung des Untergrundes ermöglichen. Regionen von bekannten TeV-Quellen sowie Sterne<sup>28</sup> im Gesichtfeld der Kamera müssen ausgeschlossen werden, sofern sie die OFF-Regionen schneiden ( $V_1$ ). Die Nichtbeachtung dieses Umstandes führt zur Überschätzung des Untergrundes und so zu einer Unterschätzung des Signals.

Diese Methode, den Untergrund zu bestimmen, ist der Grund, dass im H·E·S·S·-Experiment hauptsächlich die Beobachtungen im *Wobble*-Modus ausgeführt werden.

Beobachtungen im *Wobble*-Modus und der Verwendung der Methode der gespiegelten OFF-Regionen sind Grenzen gesetzt, wie man der Abbildung 3.13 entnehmen kann. Bei der Wahl der Anzahl der OFF-Regionen muss darauf geachtet werden, dass sich die ON- und OFF-Regionen nicht überlappen. Je nach Ausdehnung der Quellregion ist es unter Umständen nur noch möglich, mit drei oder weniger OFF-Regionen zu arbeiten.<sup>29</sup>

<sup>28</sup>Entsprechende Bildelemente werden hier vom Trigger genommen.

<sup>29</sup>Zum Vergleich: in der Punktquellenanalyse wird mit elf OFF-Regionen gearbeitet.

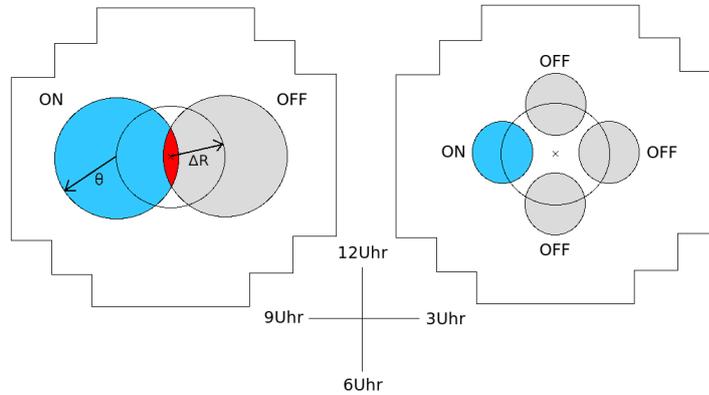


Abbildung 3.13: Limitierungen im *Wobble*-Modus. Links: Wenn die ON-Region sehr groß gewählt wurde und größer ist als der *Wobble*-Abstand, also  $\theta > \Delta R$ , dann überlappen sich ON- und OFF-Region (rote Fläche), so dass eine Bestimmung des Untergrundes nicht möglich ist. Rechts: Sei die ON-Region auf 9Uhr, so ist die Platzierung der drei OFF-Regionen 12Uhr, 3Uhr und 6Uhr. Erläuterung im Text.

### Der Ring-Untergrund

In Abbildung 3.12 auf der vorherigen Seite ist ebenfalls die Ring-Methode zur Bestimmung des Untergrundes skizziert. Hier wird um die ON-Region  $A$  ein Kreisring mit dem Innenradius  $r_i$  und dem Außenradius  $r_a$  (grüne Ringfläche) zur Bestimmung des Untergrundes gelegt. Wie oben müssen hierbei bekannte TeV- $\gamma$ -Quellen ausgeschlossen werden, um eine Kontamination des Untergrundes mit photonischen Ereignissen zu verhindern. Dies erfolgt durch Ausschluss der Regionen innerhalb des Kreisringes, in denen eine Überlappung zwischen Ring und Ausschlussregion vorliegt (vergleiche hierzu die Überlappung des Kreisringes  $RU$  und der Ausschlussregion  $V_1$ ).

Die Methode hat den Vorteil, dass sie praktisch überall in der Kamera angewendet werden kann. Gradienten im Gesichtsfeld werden durch die Anordnung des Rindes um die ON-Region weggemittelt. Bei größeren Signalregionen besteht jedoch das Problem, dass die Kamera-Akzeptanz berücksichtigt werden muss, weil der Kreisring dann im Vergleich zur ON-Region in Bereichen liegen, die eine stärker abfallende Akzeptanz ausweisen und bei Nichtbeachtung zu einem unterschätzten Untergrund führen. Die Sensitivität ist zudem bei untergrunddominierten Signalen limitiert.

### Das *Template*-Modell

Eine weitere Methode, den Untergrund zu bestimmen, ist das *Template*-Modell (Rowell 2003). Anders als bei den beiden vorangehenden Methoden der Untergrundbestimmung wird hier nicht mit räumlich definierten OFF-Regionen gearbeitet, sondern mit der schon in Abschnitt 3.2.4 zur  $\gamma$ -Hadron-Separation vorgestellten mittleren skalierten Breite  $mscw$ . Dort wurden Ereignisse über das Intervall  $0.1 \leq mscw_\gamma \leq 1.1$  als photonisch und über das Intervall  $1.3$

$\leq mscw_{\text{hadron}} \leq 2.0$  als hadronisch klassifiziert. Hieraus werden zwei voneinander unabhängige Datensätze bestehend aus nur photonischen und nur hadronischen Ereignissen extrahiert. Diese müssen normiert werden, wobei der Normierungsfaktor die unterschiedlichen Kamera-Akzeptanzen für Photonen und Hadronen für jeden Punkt des Gesichtsfelds der Kamera (siehe Abschnitt 3.2.5) sowie eine leichte Abhängigkeit vom Zenitwinkel berücksichtigt.

Das *Template*-Modell kann für TeV- $\gamma$ -Quellen über das gesamte Gesichtsfeld der Kamera verwendet werden, doch beschränkt sich seine Anwendung auf die Erstellung von Himmelskarten. Um ein Spektrum rekonstruieren zu können, muss die Energieabhängigkeit der mittleren skalierten Breite  $mscw$  berücksichtigt werden und so eine Normierung für jedes Energie-Intervall berechnet werden. Wie auch oben, müssen Sterne im Gesichtsfeld ausgeschlossen werden.

In dieser Arbeit werden alle Ergebnisse wie die Anzahl der ON- und der OFF-Ereignisse sowie die daraus errechneten Signifikanzen (Li & Ma 1983) eines Datensatzes über die Methode der gespiegelten OFF-Regionen gewonnen. Die Ringuntergrund-Methode sowie das *Template*-Modell finden Anwendung bei der Erstellung von Himmelskarten (siehe Abschnitt 3.2.8).

### 3.2.8 Die Analyse

Um die rekonstruierten Daten zu analysieren, gibt es verschiedene Methoden. Je nach Aufgabenstellung werden zumeist Himmelskarten oder Spektren erzeugt. Aus den Himmelskarten lassen sich Informationen über die Struktur des photonischen Signals aus der Quellregion als auch von umliegenden TeV- $\gamma$ -Quellen gewinnen, während differenzielle Energiespektren Aufschluss über Beschleunigungsmechanismen zu den rekonstruierten TeV-Energien geben können.

#### Erzeugen von Himmelskarten

Ein hilfreiches Instrumentarium zur Interpretation einer Quelle und zur Untersuchung ihrer Struktur ist die Himmelskarte. Diese zweidimensionale Karte ist entsprechend der Teleskopkamera mit  $5^\circ \times 5^\circ$  dimensioniert und enthält neben den Koordinaten die aus ON- und OFF-Ereignissen errechnete statistische Signifikanz<sup>30</sup> an jedem Punkt (Li & Ma 1983). Bei ihrer Erstellung wird die anvisierte Quelle als ON-Region mit Radius  $\theta$  definiert<sup>31</sup> und von der Bestimmung des Untergrundes genauso ausgeschlossen wie bereits bekannte TeV- $\gamma$ -Quellen, die als weitere Ausschlussregionen festzulegen sind, damit es

<sup>30</sup>Eine Verteilung der Signifikanzen auf der Himmelskarte, auf die die Nullhypothese zutrifft, besitzt eine durchschnittliche Signifikanz von  $S = 0 \pm 1 \sigma$  (Standardabweichung).

<sup>31</sup>Der Radius  $\theta$  kann aus der Himmelskarte neu bestimmt werden und die Analyse anhand des neu ermittelten Wertes wiederholt werden. Eine andere Möglichkeit besteht darin, aus der Verteilung des Überschusses gegen den quadrierten Winkel  $\theta^2$  den Radius abzulesen. Siehe hierzu Kapitel 5.

zu keiner Überschätzung des Untergrundes kommt. Eine gut verstandene und modellierte Kameraakzeptanz (Abschnitt 3.2.5) ist wichtig, um TeV- $\gamma$ -Quellen nahe des Kamerarandes erkennen zu können. Die Bestimmung des Untergrundes zur Erstellung von Himmelskarten erfolgt entweder über das *Template*-Modell oder über die Ringuntergrund-Methode, wobei die Limitierungen bei letzterem dazu führen, dass vor allem bei ausgedehnten Quellregionen ausschließlich das *Template*-Modell verwendet wird.

Beim Erstellen der Himmelskarten besteht die Möglichkeit, diese sowohl in korrelierten als auch in unkorrelierten Segmenten darzustellen. Die Darstellung in korrelierten Segmenten dient dazu, zum einen statistische Fluktuation auszuglätten und zum anderen die Himmelskarten detailreicher zu gestalten, indem sich benachbarte Himmelskartensegmente mit einem bestimmten Integrationsradius  $\theta_{\text{int}}$  überlappen. Die Wahl des Integrationsradius' ist wichtig bei der Suche nach Quellen unterschiedlicher Größe.<sup>32</sup>

In dieser Arbeit werden vorwiegend Himmelskarten präsentiert, die aus dem *Template*-Modell gewonnen werden und mit einem Integrationsradius von  $\theta_{\text{int}} = 0.2^\circ$  erstellt sind.

### Erstellung eines differenziellen Energiespektrums

Das differenzielle Energiespektrum ist das Auftragen des gemessenen Photonennflusses pro Energieintervall. Hierzu werden photonische Ereignisse aus der ON-Region mit hadronischen Ereignissen aus der OFF-Region (bzw. den OFF-Regionen) pro Energieintervall verglichen, und über die effektiven Flächen wird dann das differenzielle Energiespektrum berechnet. Anhand des differenziellen Energiespektrums lässt sich der beobachtete Photonennfluss mit theoretischen Modellen vergleichen und Aussagen über den vorherrschenden Beschleunigungsprozess zu den TeV-Energien machen.

Die Sensitivität liegt im Bereich von nur  $\sim 1\%$  des Krebsnebel-Flusses<sup>33</sup> für eine Beobachtungszeit von knapp 25 h (Benbow 2005).

Da sich die Spektren der bislang beobachteten TeV- $\gamma$ -Quellen meist gut mit einem Potenzgesetz beschreiben lassen, werden in dieser Arbeit die erzeugten differenziellen Energiespektren durch drei verschiedene Potenzgesetze parametrisiert. Diese sind ein einfaches Potenzgesetz (Gleichung 3.16), ein gebrochenes Potenzgesetz (Gleichung 3.17) und ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall (Gleichung 3.18), wobei bei den beiden letztgenannten die Funktion bei einer bestimmten Energie  $E_{\text{abbr}}$  abbricht und entweder einem

<sup>32</sup>So führt ein zu groß gewählter Integrationsradius zu einer Verschmierung, da sich mehr Segmente überlappen und deshalb kleinere Strukturen des Emissionsgebietes nicht erkennbar sind.

<sup>33</sup>Der integrale Fluss des Krebsnebels (die bislang stärkste, detektierte TeV- $\gamma$ -Quelle) gemessen mit H·E·S·S beträgt oberhalb 1 TeV etwa  $2.3 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Aharonian et al. 2006).

zweiten Potenzgesetz folgt oder exponentiell abfällt.

$$\Phi(E) = \Phi_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \quad (3.16)$$

$$\Phi(E) = \Phi_0 \cdot \left(\frac{E}{E_{\text{abbr}}}\right)^{-\Gamma_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_{\text{abbr}}}\right)^{1/S}\right)^{S(\Gamma_1 - \Gamma_2)} \quad (3.17)$$

$$\Phi(E) = \Phi_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \cdot e^{-E/E_{\text{abbr}}} \quad (3.18)$$

In Gleichung 3.17 ist die Schärfe  $S$  ein freier Parameter, der hier 0.3 beträgt und  $E_0$  eine Normierung der Energie. Für die Anpassung erfolgt nur für die Datenpaare (Energie-Intervall/Flusspunkt), die eine vorher gewählte Mindestsignifikanz aufweisen. Der Einsatz einer Mindestsignifikanz dient dazu, Fluktuationen um Null herum bei Energie-Intervallen bei hohen TeV-Energien nicht in die Auswertung einfließen zu lassen.<sup>34</sup> Für starke TeV- $\gamma$ -Quellen wie z.B. den Krebsnebel mit einem Datensatz von mehr als hundert Sigma,  $S_{\text{Krebsnebel}} > 100\sigma$  (vergleiche hierzu Abschnitt C), kann eine höhere Mindestsignifikanz gefordert werden, während für schwächere Quellen eine niedrigere Schwelle zu wählen ist, weil sonst zumeist Energieintervalle jenseits von 10 TeV nicht in die Anpassung eingehen. Diese Anpassung ist im Allgemeinen ein iterativer Vorgang, bei dem die Wahl der effektiven Flächen nach jedem Anpassungsschritt korrigiert wird.

### 3.3 H·E·S·S· Phase 2

Momentan befindet sich die zweite Phase des H·E·S·S·-Experiments im Aufbau. Ein sehr großes fünftes Teleskop wird im Zentrum der quadratischen Anordnung der vier Teleskope platziert (Abbildung 3.14). Es ist geplant, dieses fünfte Teleskop sowohl im Einzel- als auch im Stereo-Modus mit mindestens einem der vier H·E·S·S· Phase 1-Teleskope zu betreiben. Durch die große Spiegelfläche wird sowohl eine höhere Flussensivität als auch eine tiefere untere Schwelle des gesamten Experiments von etwa 20 GeV erreicht, was die Detektion von niederenergetischen Luftschauern ermöglicht (Horns et al. 2007).

---

<sup>34</sup>Meist sind in den hohen Energie-Intervallen, jenseits von  $\sim 10$  TeV, zu wenig Ereignisse, die deswegen einen großen statistischen Fehler mit sich führen.



Abbildung 3.14: Künstlerische Darstellung von H·E·S·S· Phase 2 mit dem neuen (sich derzeit im Bau befindlichen) Cherenkov-Teleskop in der Mitte von H·E·S·S· Phase 1; Abbildung aus Horns et al. (2007).



# Kapitel 4

## Verbesserte Datenselektion

Beobachtungen mit den H·E·S·S--Teleskopen, wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, werden durch eine Schichtmannschaft überwacht. Diese stoppt gegebenenfalls die Datennahme, wenn technische Probleme auftreten oder die Wetterbedingungen eine einwandfreie Beobachtung nicht mehr zulassen. Während das Erkennen von technischen Problemen aufgrund von Kontrollroutinen leicht zu bewerkstelligen ist, ist die Erfassung der Wetterqualität ein subjektiver Vorgang, der von Mannschaft zu Mannschaft variiert. Trotz erfolgter Datennahme können die Daten gegebenenfalls unter z.B. unterschiedlichen atmosphärischen Bedingungen genommen worden sein.

### 4.1 Standard-Datenselektion

Die Datenselektion geschieht durch Zugriff auf Informationen in einer Datenbank, die dort zeitnah eingetragen werden, nachdem eine Beobachtungsschicht beendet wurde und die aufgenommenen Daten kalibriert in sogenannten *DSTs* (*Data Summary Tapes* – einem zusammenfassenden Datenformat) – vorliegen. Die Arbeit des Standardprogramms zur Datenselektion lässt sich in zwei Schritte aufteilen:

- (1) die Überprüfung, ob die nötigen Informationen für den gewünschten *Run* vorliegen und
- (2) die Überprüfung, ob die Daten der einzelnen Teleskope innerhalb eines *Runs* gewisse Kriterien erfüllen.

Damit die Daten rekonstruiert und dann analysiert werden können, muss gewährleistet sein, dass alle hierzu notwendigen Daten zu jedem *Run* in den *DSTs* abgespeichert sind. Hierzu wird zunächst überprüft, ob folgende Bedingungen gegeben sind:

- Information über die Start- und Endzeit des *Runs* müssen vorhanden sein,
- der *Run* muss ein Beobachtungslauf<sup>1</sup> sein und

---

<sup>1</sup>Kalibrations- und sonstige Testläufe werden nicht für die Analyse einer Quelle verwendet.

- das DST zu diesem Run muss vorhanden sein.

Wenn diese drei Bedingungen erfüllt sind, wird überprüft, ob folgende Datensätze vorliegen:

Datensatz	Information
Triggerraten	Einzelteleskop- und Systemtriggerrate pro <i>Run</i>
Ausrichtung und Nachführung	Zielkoordinaten, Ausrichtung der Teleskope
Kamera	Durchschnittstemperatur pro <i>Dra- wer</i> für jedes einzelne Teleskop sowie die angelegte Hochspannung
Radiometer	Himmelstemperatur einige Kilometer über den Teleskopen in Beobachtungsrichtung
<i>Ceilometer</i>	Höhe der wolkenfreien Atmosphäre
<i>Pedestals</i>	Bestimmung des Dunkelrauschens der Photomultiplier
Bildelemente	Defekte und während der Datennahme ausgefallene Bildelemente

Tabelle 4.1: Datensätze, die zu einem gesamten *Run* vorhanden sein müssen. Erläuterung: neben den Informationen zu den gemessenen Triggerraten, der Ausrichtung und Nachführung der Teleskope und der Anzahl funktionsfähiger Bildelemente wird auch überprüft, ob die Temperatur des Himmels über den Teleskopen bestimmt wurde. Diese schwankt zwischen  $-60^{\circ}\text{C}$  und  $-35^{\circ}\text{C}$ , da Wolkendurchgänge einen Anstieg der Temperatur verursachen und somit festgestellt werden können. Im *Ceilometer* (engl.: Wolkenhöhenmesser) wird pro *Run* die Information abgespeichert, die sich aus dem reflektierten Laserlicht ergibt. Hierzu wird ein Laser in den Himmel gerichtet. Anhand des reflektierten Lichtes lässt sich die Höhe der freien Atmosphäre bis zu den ersten Wolken bestimmen, da diese nämlich das Licht zurückstreuen. Im Datensatz zu den *Pedestals* wird hinterlegt, wie groß das Signal der Kamera bei geschlossenem Deckel und angeschalteter Hochspannung ist.

Wenn alle Datensätze in einem *DST* vorliegen, werden für jedes einzelne Teleskop die Werte der Triggerraten, der Ausrichtung und Nachführung und der Bildelemente der jeweiligen Photomultiplier-Kamera einer Prüfung unterzogen, indem sie mit Mindestwerten verglichen werden.

In der nachfolgenden Tabelle ist  $Rate_i$  die Triggerrate des Teleskops  $i$ , aus der sich die Systemtriggerrate  $Rate_{\text{sys}}$  zusammensetzt. Hierbei müssen die einzelnen Triggerraten einen relativen Mindestanteil  $R_{\text{min}}$  am Systemtrigger aufweisen, der abhängig vom Zenitwinkel ist:

$$R_{\text{min}}(z) = 0.5 \cdot (0.9 - 0.25 \cdot \cos z) \quad (4.1)$$

In der Tabelle 4.2 sind die Kriterien zur Datenselektion für ein einzelnes Teleskop aufgelistet. Hierbei ist  $Rate_{\text{ideal}}$  eine Rate, die in jeder Teleskopkonfi-

guration messbar sein muss. Des Weiteren wird verlangt, dass ein Teleskop mit einer Genauigkeit von jeweils deutlich unter einem Grad in Altitude und Azimut (Alt-Az) respektive Rektaszension und Deklination (RA-Dek) ausgerichtet ist. *Runs* dauern im Allgemeinen etwa 28 min. Die Zeit zwischen dem ersten und dem letzten aufgezeichneten Ereignis innerhalb eines *Runs* muss also kleiner sein als die Dauer des *Runs*. Dies dient der technischen Überprüfung, ob die Datennahme erfolgreich abgeschlossen wurde.

<b>Trigger-Rate</b>	
$Rate_{ideal}$	$\geq 1 \text{ Hz}$
Auslesefehler	$\leq 5\%$ der Ereignisse
$Rate_i / Rate_{sys}$	$\geq R_{min}(z)$
<b>Ausrichtung und Nachführung</b>	
Abweichung (Alt-Az)	$\leq 10''$
Abweichung (RA-Dek)	$\leq 1'$
<b>Bildelemente</b>	
defekt zu Beginn des <i>Runs</i>	$\leq 120$
ausgefallen während des <i>Runs</i>	$\leq 50$
<b>Allgemein</b>	
Dauer des <i>Runs</i> $t_{Run}$	$>$ Dauer der Datenaufzeichnung

Tabelle 4.2: Selektionskriterien für jedes Teleskop innerhalb eines *Runs*. Es sei angemerkt, dass es verschiedene Möglichkeiten gibt, die Systemtriggerrate zu berechnen. Diese müssen zu einem konsistenten Ergebnis kommen. Eine Erläuterung zur Tabelle findet sich im Text.

Nach Abschluss der Standarddatenselektion wird die Qualität eines *Runs* in einem bit-kodierten Zahlenwert festgehalten. Die maximale Bewertungszahl eines Beobachtungslaufes ist 30. Sie bedeutet, dass alle Daten vorliegen und diese auch die Auswahlkriterien erfüllen; sie setzt sich wie folgt zusammen:

$$30 = 2 + 4 + 8 + 16, \quad (4.2)$$

wobei die aufsteigenden Summanden die Teleskope Eins bis Vier darstellen. Jede Zahl kleiner 30 lässt sofort auf das jeweilige Teleskop schließen, das von der Analyse ausgeschlossen wurde.<sup>2</sup> Wenn einzelne Datensätze wie z.B. die Kalibrationsdaten oder die Triggerraten fehlen, dann erhält der gesamte *Run* die Zahl 0, da eine sinnvolle Rekonstruktion der Daten nicht möglich ist, wenn essenzielle Informationen nicht vorliegen. Wenn einzelne Teleskope den Bedingungen nicht genügen, dann werden die entsprechenden Summanden in Gleichung 4.2 mit einer 0 versehen – wenn jedoch mehr als zwei Teleskope die Kriterien nicht erfüllen, so erhält dieser *Run* ebenfalls eine 0, da hier die Stereo-Bedingung nicht mehr gegeben ist. In der Standard-Datenanalyse werden nur *Runs* verwendet, deren Qualität größer Null ist.

<sup>2</sup>Z.B. bedeutet eine 28, dass Teleskop Eins aus der Analyse genommen wurde und z.B. eine 18, dass die Teleskope Zwei und Drei die Selektionskriterien nicht erfüllen.

## 4.2 Verbesserte Datenselektion

Die objektive Erfassung und Beschreibung der Wetterbedingungen erweist sich als schwierig. Auf den nachfolgenden Seiten wird ein hier neu entwickeltes Kriterium zur Bestimmung der atmosphärischen Bedingungen während der Datennahme vorgestellt. Dieses wird im Anschluss an die Standarddatenselektion angewandt. Hierzu wird die über müonische Ereignisse kontinuierlich bestimmte Effizienz der Teleskope verwendet, um einen Erwartungswert für die Systemtriggerrate zu errechnen.

### 4.2.1 Streuung in der Atmosphäre

Hinsichtlich einer Bestimmung einer Effizienz von optischen Systemen ist es nötig, die dominierenden Streumechanismen beim Durchgang von optischem Licht durch die Erdatmosphäre zu verstehen. Beim Durchgang von optischem Licht durch die letzten  $\sim 20\text{km}$  der Erdatmosphäre durchquert das Licht die Stratosphäre und trifft über die Troposphäre den Boden. Diese beiden Schichten unterscheiden sich in der Art ihrer Streuung sowie der an der Streuung beteiligten Teilchen. Man unterscheidet hier zwischen der Rayleigh<sup>3</sup>- und der (Lorenz-)Mie<sup>4</sup>-Streuung.

#### Rayleigh-Streuung :

Bei der Rayleigh-Streuung wird Licht stark wellenlängenabhängig an Molekülen wie Stickstoff  $N_2$  oder Ozon  $O_3$  gestreut.<sup>5</sup> Für die Streuung von Licht der Intensität  $I_0$  und der Wellenlänge  $\lambda$  gilt  $I' \propto I_0 \cdot \lambda^{-4}$ , so dass das Licht kleinerer Wellenlängen sehr viel stärker gestreut wird als das größerer. Diese Streuung stellt im Gegensatz zur Raman-Streuung keinen Energieverlustmechanismus dar, da sie ein elastischer Prozess ist.

#### Mie-Streuung :

Bei Streuung von Licht an Teilchen, deren Durchmesser mindestens der Wellenlänge  $\lambda$  entsprechen, spricht man von Mie-Streuung. Diese ist der dominierende Streuprozess wenige Kilometer über dem Erdboden. Streupartner ist zumeist Wasserdampf. Bei der Mie-Streuung wird das Licht nur schwach wellenlängenabhängig gestreut.

Im Zusammenhang mit möglichen Streupartnern ist der Begriff *Aerosol* zu nennen. Aerosole, Suspensionen aus festen oder flüssigen Bestandteilen in Luft, finden sich vorwiegend in der unteren Schicht der Troposphäre an und bestehen aus Teilchen der Größe zwischen  $10\text{ nm}$  und knapp  $10^3\text{ nm}$ . Ihre Zusammensetzung kann neben Wasserdampf auch Ruß- und Staubpartikel sowie Mineralien beinhalten. Diese Teilchen sind hauptsächlich Streupartner in der Mie-Streuung. Aerosole sind zu einem kleinen Teil auch in der Stratosphäre anzutreffen. Dort ist die Verweildauer dieser Teilchen, die zum Beispiel durch

---

<sup>3</sup>Benannt nach Lord Rayleigh.

<sup>4</sup>Benannt nach Gustav Mie und Ludvig Lorenz.

<sup>5</sup>Genauer: zunächst absorbiert und dann reemittiert.

Vulkaneruptionen hochgeschleudert werden, um einiges größer als die in der unteren Troposphäre, da sie im Gegensatz zu letzteren schwer vom Regen aus der Luft gewaschen werden können. Die Konzentration von Aerosolen ist regional als auch saisonal unterschiedlich. In Zeiten der saisonalen Regenschauer ist die Konzentration der Aerosole in Bodennähe gering, während lange Trockenperioden zu einer Anreicherung von z.B. Staub führen.

#### 4.2.2 Einführung und Nomenklatur

Verschiedene Einflüsse müssen berücksichtigt werden, um aus der im Experiment rekonstruierten Energie  $E_{\text{rek}}$  eines Ereignisses seine tatsächliche (wahre) Energie  $E_{\text{wahr}}$  zu bestimmen. So gilt mit einem Korrekturfaktor  $\varepsilon$  allgemein:

$$\varepsilon \cdot E_{\text{rek}} = E_{\text{wahr}} \quad (4.3)$$

Wie schon in Abschnitt in 3.2.8 gesagt, folgen die meisten TeV- $\gamma$ -Quellen einem einfachen Potenzgesetz der Form:

$$\frac{d\Phi}{dE_{\text{wahr}}} \propto E_{\text{wahr}}^{-\Gamma} \quad (4.4)$$

$$\frac{d\Phi}{dE_{\text{wahr}}} \propto \varepsilon^{-\Gamma} \cdot E_{\text{rek}}^{-\Gamma} \quad (4.5)$$

Ohne eine richtige Bestimmung von  $\varepsilon$  ist der differenzielle Fluss um einen Faktor  $\varepsilon^{-\Gamma}$  verschoben. Diese Effizienz des Experiments ist abhängig von der Effizienz der Teleskope  $\varepsilon_{\text{Tel}}$  und der Effizienz der Atmosphäre  $\varepsilon_{\text{Atm}}$ , weil der Anteil an Rayleigh- und an Mie-Streuung zeitlich variabel ist, so dass die Transparenz der Atmosphäre fluktuiert. Ende 2004, Anfang 2005 wurde die Effizienz des Systems über Monte Carlo-Simulationen  $\varepsilon_{\text{MC}}$  einmalig berechnet.

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{Tel}} \cdot \varepsilon_{\text{Atm}} \cdot \varepsilon_{\text{MC}} \quad (4.6)$$

Dies bedeutet, dass zu jenem Zeitpunkt (an dem  $\varepsilon_{\text{MC}}$  berechnet wurde)  $\varepsilon = 1$  gesetzt wurde. Aufgrund von Alterungsprozessen der Teleskope gilt vor diesem Zeitpunkt  $\varepsilon < 1$  und danach  $\varepsilon > 1$ . Diese Alterungsprozesse mit ihrem Einfluss auf die Effizienz der Teleskope werden im H·E·S·S-Experiment permanent bestimmt. Dies geschieht durch Messung von Müonereignissen, während eine quantitative Bestimmung des Einflusses der Atmosphäre nicht möglich ist.

Die Notwendigkeit der permanenten Bestimmung der Effizienz spiegelt ein Problem der TeV-Astrophysik wider: das Fehlen einer exakt bestimmten Referenzquelle. Der Krebsnebel ist zwar die stärkste (angenommen) stabilste TeV- $\gamma$ -Quelle, doch differieren die Messungen der verschiedenen Experimente voneinander (siehe Abschnitt C), da die Rekonstruktion des Spektrums allein auf Monte Carlo-Simulationen basiert. So ist zwar eine absolute Eichung der Teleskope und somit der Experimente anhand dieser (oder einer anderen) Quelle möglich, doch setzt dies voraus, dass die Physik der gewählten Quelle sehr gut verstanden ist und eine Variabilität ausgeschlossen werden kann.<sup>6</sup>

<sup>6</sup>Erschwert wird dies zusätzlich, weil es keine Emissions- oder Absorptionslinie im TeV-Bereich gibt, an der diese extrem sensitiven Detektoren geeicht werden könnten.

Die Effizienzen der Teleskope und der Atmosphäre können zu einer optischen Effizienz  $\varepsilon_{\text{opt}}$  zusammengefasst werden. Diese optische Effizienz eines Teleskops beschreibt das Verhältnis zwischen einfallenden und tatsächlich registrierten Photonen. Sie ist abhängig von allen optischen Elementen des Experiments (den Spiegelflächen, den *Winston*-Kegeln und der Photomultiplier-Kamera) und der Atmosphäre (z.B. Wolken und Luftpartikel bzw. Streuung an diesen) einige hundert Meter über dem Boden. Aufgrund dieser Abhängigkeiten variiert die optische Effizienz – für jedes Teleskop unterschiedlich – mit der Zeit. Reinigungen der Spiegel und der *Winston*-Kegel bewirken eine zeitweise Verbesserung. Andererseits verursachen Bewölkungen oder ein erhöhter Anteil an Schmutzpartikeln (Staub oder Rußpartikel) in der Luft eine zeitweise Verschlechterung. Wie weiter unten gezeigt werden wird, sind diese Effekte nur Fluktuationen um einen langfristigen Trend herum: dem Alterungsprozess der Teleskope geschuldeten Verlust an optischer Effizienz.

### 4.2.3 Müonereignisse und Teleskopeffizienzen

Die Bestimmung der Teleskopeffizienz  $\varepsilon_{\text{Tel}}$  erfolgt über die Auswertung von Bildern, die durch relativistische Müonen aus den hadronischen Luftschauern entstehen. Ein Großteil dieser relativistischen Müonen zerfällt nämlich nicht in den oberen Schichten der Atmosphäre (vergleiche Abschnitt 3.1.2), sondern emittiert in Teleskopnähe Cherenkov-Licht. Dieses Licht der Müonen triggert die einzelnen Teleskope<sup>7</sup> und wird während der *Runs* fortwährend aufgezeichnet. Die Cherenkov-Photonen dieser Ereignisse werden etwa ab einer Höhe von 350 m emittiert und bilden einen sogenannten Müonring in der Kamera (Abbildung 4.1). Dieser Müonring entsteht durch das Cherenkov-Licht von Müonen, die nahezu senkrecht auf das Teleskop treffen und einen annähernd homogen ausgeleuchteten Kreisring erzeugen. Je mehr die Flugbahn der Müonen vom senkrechten Einfall abweicht, desto elliptischer wird der Kreisring und desto stärker wird der Gradient der Ausleuchtung.

Bei der Selektion dieser Ereignisse werden die Müonereignisse beibehalten, die einen nahezu homogen ausgeleuchteten Ring aufweisen, der vollständig in der Kamera liegt. Anhand der ringförmigen Intensitätsverteilung lässt sich die Anzahl der erzeugten Photonen über Monte Carlo-Simulationen bestimmen und mit denen in der Kamera vergleichen, da der Cherenkov-Winkel  $\theta_C$  bekannt ist (siehe Abschnitt 3.1.3).

Da die Korrektur  $\varepsilon_{\text{Tel}}$  mit der Zeit ansteigt, wird im Folgenden ihr reziproker Wert, hier genannt: die relative Effizienz  $\varepsilon_{\text{rel}}$  verwendet, um den zeitlichen Abfall zu verdeutlichen.

$$\varepsilon_{\text{rel}} = \frac{1}{\varepsilon_{\text{Tel}}} \quad (4.7)$$

<sup>7</sup>Dies stellt bei Einzelteleskopen den größten Beitrag zum Untergrund dar, wird jedoch durch die Stereobedingung stark unterdrückt.

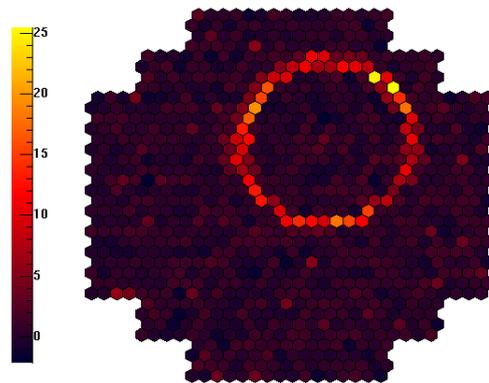


Abbildung 4.1: Ein Mionereignis im Bild einer Teleskopkamera; deutlich zu sehen ist die Ringstruktur, genannt Mionring.

#### 4.2.4 Der Schnitt an die optische Effizienz

Die zeitliche Entwicklung der Teleskopeffizienz gibt Aufschluss über den Alterungsprozess aller beteiligten optischen Teleskopelemente. Da die Messung der M $\mu$ onen in jedem einzelnen *Run* geschieht und daher f $\ddot{u}$ r jeden einzelnen *Run* eine Effizienz vorliegt, l $\ddot{a}$ sst sich so ein Kriterium zum Verwerfen von Beobachtungsdaten aus der Analyse motivieren, die unter ung $\ddot{u}$ nstigen Bedingungen der Atmosph $\ddot{a}$ re erfolgt sind. Hierzu muss aus Teleskopeffizienz eine Gr $\ddot{o}$ Be errechnet werden, die die Dimension einer Triggerrate besitzt, so dass diese mit der Systemtriggerrate in Relation gesetzt werden kann.

Die Bestimmung einer mittleren relativen Effizienz des Teleskopsystems wird im Folgenden beschrieben. Parallel dazu erfolgt die Bestimmung einer maximalen Sytemtriggerrate, die dann miteinander verkn $\ddot{u}$ pft werden und der Optische-Effizienz-Schnitt eingef $\ddot{u}$ hrt wird.

Die Bestimmung der relativen Effizienz und der maximalen Systemtriggerrate geschieht durch den Datensatz aus dem Zeitraum April 2004 bis August 2008. Dieser erf $\ddot{u}$ llt folgende Bedingungen:

Bedingung	Erläuterung
Run = Beobachtungslauf	Es werden keine Test- und Kalibrations- <i>Runs</i> genommen.
$\cos z > 0 \Leftrightarrow z < 90^\circ$	Aussortierung fehlerhafter <i>Runs</i> , da die Teleskope nicht entlang des Horizonts ( $z = 90^\circ$ ) beobachten und eine gemessene Rate bei $\cos z = 0$ auf Probleme bei der Datennahme hindeutet.
$Rate_{\text{sys}} > 0$	Führt ebenfalls zum Ausschluss von mangelhaften <i>Runs</i> .
$t_{\text{Run}} > 5 \text{ min}$	Ausschluss von <i>Runs</i> , die aufgrund verschiedener Probleme nach wenigen Minuten abgebrochen wurden.
$N_{\text{Tel}} \geq 3$	Drei oder mehr aktive Teleskope gewährleisten eine genauere Rekonstruktion der Luftschaue.

Tabelle 4.3: Selektionskriterien zur Auswahl von Beobachtungsläufen zur Analyse der optischen Effizienzen und der Systemtriggerraten.

Der hieraus resultierende Datensatz umfasst  $\sim 9000$  *Runs*, was etwa 4200 h Beobachtungszeit pro Teleskop bedeutet. Aus diesem wird nun aus den Einzelteleskopmessungen zu den Müoneffizienzen eine mittlere relative Effizienz der vier Teleskope bestimmt. Aus den gemessenen Systemtriggerraten für jede Messschicht wird ein Maximalwert errechnet, indem zu Werten im Zenit extrapoliert wird.

### Bestimmung der mittleren relativen Effizienz

Im oberen Diagramm in Abbildung 4.2 ist die zeitliche Entwicklung der relativen Effizienzen dargestellt.<sup>8</sup> Es ist deutlich zu sehen, dass diese seit April 2004 abnimmt und die einzelnen relativen Effizienzen  $\epsilon_{\text{rel}}^i$  sich in etwa nahezu identisch verhalten. Betrachtet man jedoch eine einzelne Messschicht (unteres Diagramm in Abbildung 4.2), so ist festzustellen, dass während eines Beobachtungszyklus die optischen Effizienzen in etwa konstant bleiben. Beide Sachverhalte, nämlich die

- (a) in etwa identische Einbuße der relativen Effizienz der Teleskope und
- (b) der relativ schwache Abfall der relativen Effizienzen während einer Schicht,<sup>9</sup>

<sup>8</sup>Auf Fehlerbalken wurde verzichtet, um die Diagramme nicht zu unklar zu lassen. Die relativen Fehler auf die einzelnen optischen Effizienzen  $\Delta\epsilon_{\text{rel}}^i$  gilt weitestgehend  $\Delta\epsilon_{\text{rel}}^i \lesssim 10\%$ . Dieser wird später im Zuge der Mittelung noch kleiner.

<sup>9</sup>Dem zugrunde liegt die Annahme, dass der altersbedingte Verlust an Effizienz innerhalb einer Messschicht langsam geschieht und Variationen auf kleineren Zeitskalen auf Wettereffekte innerhalb von 350 m über den Teleskopen zurückzuführen sind.

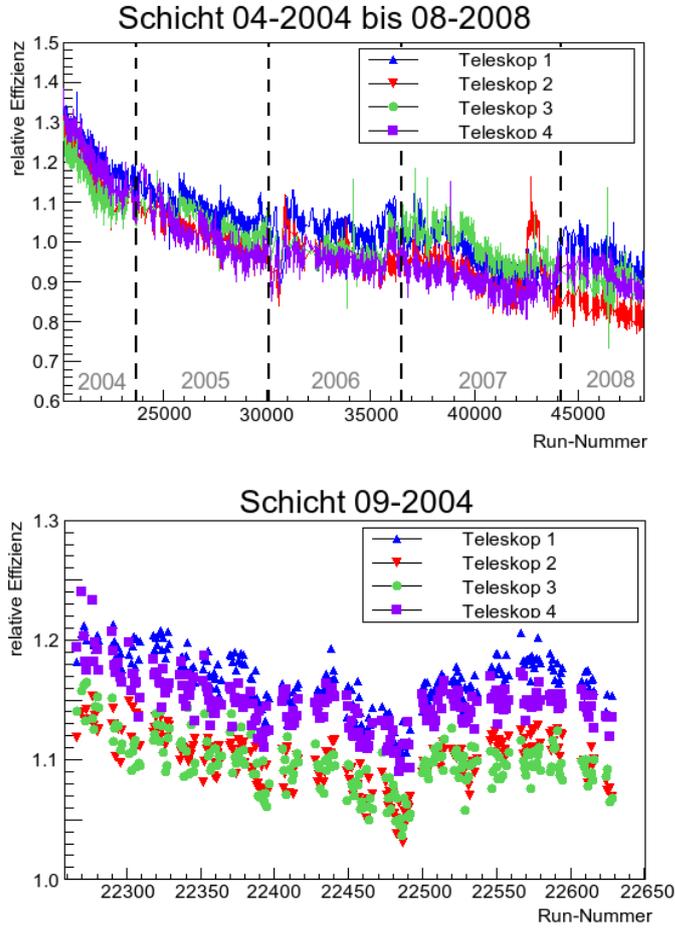


Abbildung 4.2: Oben: Verlauf der relativen Effizienz für die einzelnen Teleskope von Anfang April 2004 bis Ende August 2008. Unten: Messschicht September 2004 (09-2004) mit Aufschlüsselung nach den Teleskopen Eins (blaue Dreiecke), Zwei (umgedrehte rote Dreiecke), Drei (grüne Kreise) und Vier (violette Quadrate). Erläuterung im Text.

lassen eine Mittelung der einzelnen relativen Effizienzen  $\epsilon_{\text{rel}}^i$  in einem zeitlichen Intervall von einer Messschicht motivieren.

$$\epsilon_{\text{rel}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \epsilon_{\text{rel}}^i \Bigg|_{\text{Schicht}} \quad (4.8)$$

Dies ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Aus diesem Diagramm lässt sich herauslesen, dass die Teleskope in etwas mehr als vier Jahren eine Verschlechterung von 30% erfahren haben, so dass die untere Schwelle von ursprünglich 100 GeV nunmehr bei  $\sim 130$  GeV liegen dürfte.<sup>10</sup>

<sup>10</sup>Auch wenn zwischen Inbetriebnahme des ersten und des vierten Teleskops ca. 1.5 Jahre liegen

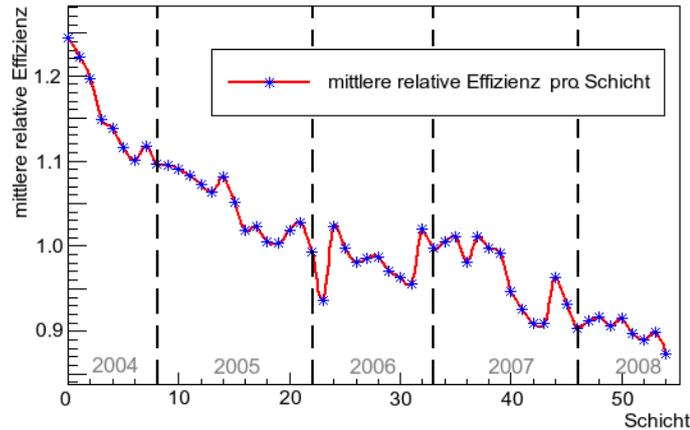


Abbildung 4.3: Mittlere relative Effizienz der vier H.E.S.S.-Teleskope. Deutlich zu sehen ist der Verlust an Effizienz seit April 2004 (entspricht Schicht 0).

### Zenitwinkelkorrektur

Die System-Triggerrate ist stark abhängig vom Zenitwinkel. Bei Beobachtungen nahe des Zenits ist die Rate an Ereignissen höher als bei Beobachtungen unter hohen Zenitwinkeln. Dies lässt sich einfach erklären: wenn die Teleskope nahezu senkrecht (Zenit) in den Nachthimmel blicken, so ist der Weg, den ein Luftschauer bis zu den Teleskopen zurücklegen muss am kleinsten. Je höher der Zenitwinkel desto länger ist der Weg durch die Atmosphäre. Diese Photonen werden stärker in der Atmosphäre absorbiert, so dass nur Luftschauer höherer Energie die Teleskope erreichen und daher zu einer höheren unteren Energieschwelle führen. Es ist also zu erwarten, dass es je nach Zenitwinkel eine *optimale* Rate an Ereignissen gibt.

Die Bestimmung der maximalen Systemtriggerrate erfolgt einzeln für jede Schicht und in zwei Schritten:

- (1) die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Zenitwinkels und gemessener Triggerrate und
- (2) die Bestimmung des Medianwertes aus den maximierten Triggerraten innerhalb einer Schicht.

Wie in Abbildung 4.4, links zu sehen, lässt die Anordnung der Datenpunkte ( $\cos z$ , Systemtriggerrate) pro Schicht einen linearen Zusammenhang zwischen dem Kosinus des Zenitwinkels und der Systemtriggerrate vermuten. Des Weiteren sind dort mehrere *Streifen* zu beobachten, die je eine Aneinanderreihung zeitnaher *Runs* mit steigendem Zenitwinkel unter ähnlichen atmosphärischen Bedingungen darstellen. Um die maximale Rate pro Schicht zu erhalten, wird an jede Schicht eine Funktion der Form  $f(x) = A \cdot x^\eta$  angepasst. Mit der zenitwinkelabhängigen Rate  $R_{\text{sys}}(z)$ , der maximalen Systemtriggerrate im Zenit  $R_0$  und dem Kosinus des Zenitwinkels  $\cos z$  ergibt sich

$$R_{\text{sys}}(z) = R_0 \cdot \cos^\eta(z) \quad (4.9)$$

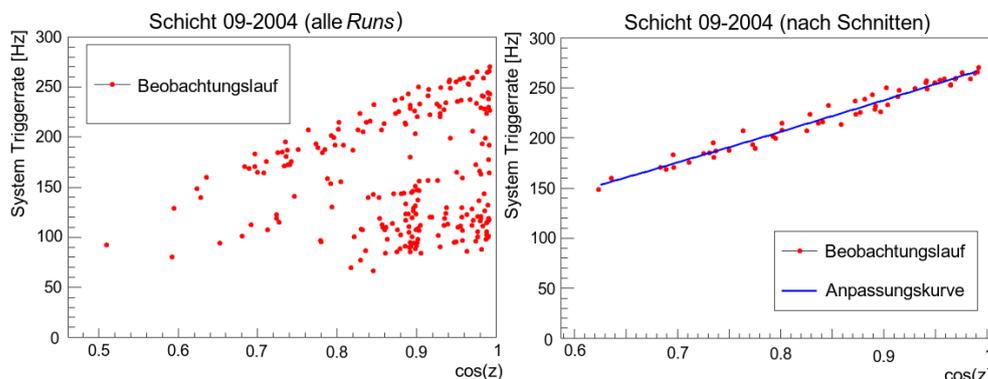


Abbildung 4.4: Die Schicht 09-2004 mit den *Runs* aus dem Monat September 2004. Links: Alle *Runs* der Schicht mit den dazugehörigen System-Triggerraten (rote Punkte). Rechts: Anpassungsgerade (blaue Gerade) und die nach Schnitten verbleibenden *Runs* zur Bestimmung der Relation von der System-Triggerrate und dem Kosinus des Zenitwinkels. Weitere Erläuterung finden sich im Text.

In einer Abfolge von zehn Iterationsschritten werden diejenigen Datenpunkte verworfen, die 5% unterhalb der der Anpassungskurve liegen. Exemplarisch ist dies in Abbildung 4.4 anhand der Schicht vom September 2004 vor (links) und nach den zehn Iterationsschritten (rechts) gezeigt. Nach Mittelung von 43 Schichten<sup>11</sup> zwischen April 2004 und August 2008 ergibt sich für den gesuchten Parameter  $\bar{\eta}$  mit der Anzahl der Schichten  $S$

$$\bar{\eta} = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^S \eta_i \quad (4.10)$$

$$\bar{\eta} \approx 0.973 \pm 0.028 \quad (4.11)$$

Dies entspricht dem eingangs vermuteten annähernd linearen Zusammenhang zwischen der Rate und dem Kosinus des Zenitwinkels.

Es gilt also für eine beliebige gemessene Systemtriggerrate  $R_{\text{sys}}(z)$  folgender Zusammenhang:

$$R_{\text{sys}}(z) = R_0 \cdot \cos^{0.973}(z) \quad (4.12)$$

Jede gemessene Systemtriggerrate  $Rate_{\text{sys}}$  lässt sich so zu einem Wert am Zenit ( $\cos z = 1$ )  $R_0$  extrapolieren. Um die maximale Systemtriggerrate für eine Schicht zu bestimmen, wird für jeden *Run* innerhalb einer Schicht, der den Bedingungen in Tabelle 4.3 genügt, über Gleichung 4.12 die Systemtriggerrate im Zenit ermittelt und anschließend der Median (bzw. der untere Medianwert) dieser extrapolierten Systemtriggerraten  $Rate_{\text{Median}}$  gebildet.

<sup>11</sup>Aus dem Gesamtsatz an Schichten wurden diejenigen zur Mittelwertbildung verworfen, bei denen eine Anpassung durch *root* ([www.root.cern.ch](http://www.root.cern.ch)) aufgrund von zu wenig verbleibenden oder einer ungünstigen Verteilung der *Runs* nicht zufriedenstellend möglich war. So ergab die Mittelung aller 55 Schichten  $\bar{\eta} \approx 0.92 \pm 0.04$ . Siehe Abbildung 4.5.

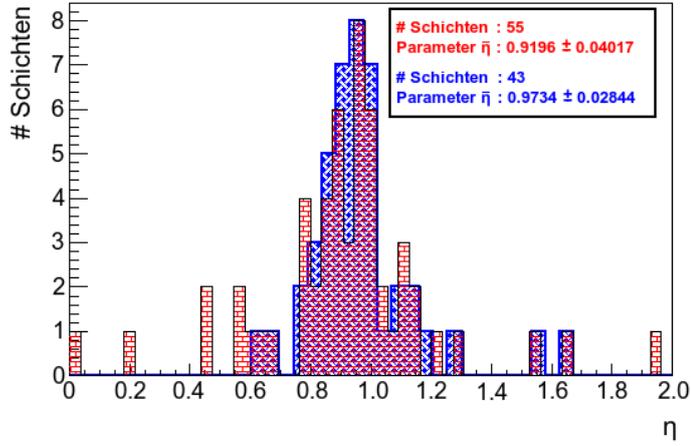


Abbildung 4.5: Häufigkeitsverteilung des Anpassungsparameters  $\eta$ . Erläuterung siehe Text.

### Der Optische-Effizienz-Schnitt

Wie in Abschnitt 4.2.4 beschrieben, entspricht die Effizienz  $\varepsilon$  einer Skalierung des differentiellen Energiespektrums. Die Triggerrate wird vom hadronischen Hintergrund dominiert, dessen differentieller Fluss einem Potenzgesetz mit  $\Gamma = 2.7$  folgt. Damit ein Vergleich der relativen Effizienz und der gemessenen Systemtriggerrate möglich ist, muss die ermittelte relative Effizienz die Dimension einer Rate besitzen. Diese Rate ist proportional zum integralen Fluss. Die Normierung geschieht durch Normieren der Werte anhand der ersten Schicht. Der Normierungsfaktor  $C_{\text{Norm}}$  ergibt sich somit zu

$$C_{\text{Norm}} = \text{Rate}_{\text{Median}} \cdot \epsilon_{\text{rel}}^{-1.7} \Big|_{\text{Schicht 1}} \quad (4.13)$$

Nun ist es möglich, aus der gemittelten relativen Effizienz pro Schicht eine entsprechende, reskalierte Rate  $\text{Rate}_{\text{rel}}$  zu bestimmen, die direkt mit der extrapolierten Systemtriggerrate vergleichbar ist:

$$\text{Rate}_{\text{rel}} = C_{\text{Norm}} \cdot \epsilon_{\text{rel}}^{1.7} \quad (4.14)$$

Dies ist in Abbildung 4.6 gezeigt: die rote Kurve mit quadratischen Datenpunkten stellt die durch die relative Effizienz gebildete Triggerrate  $\text{Rate}_{\text{rel}}$  dar; zusammen mit dieser ist die Kurve eingezeichnet, die sich aus den Medianwerten der System-Triggerraten bildet. Es zeigt sich, dass beide Kurven über einen Zeitraum von etwas mehr als vier Jahren ähnliche Tendenzen aufweisen. Zumeist liegt die reskalierte relative Rate  $\text{Rate}_{\text{rel}}$  über der extrapolierten System-Triggerrate  $\text{Rate}_{\text{Median}}$ , wie die grauen Flächen zeigen. Doch gibt es Zeiträume von zumeist zwei aufeinander folgenden Schichten – zumeist um den April eines Jahres herum –, in denen  $\text{Rate}_{\text{Median}} > \text{Rate}_{\text{rel}}$  gilt, also die maximale System-Triggerrate über dem Vergleichswert durch die relativen Effizienz liegt (grün gefärbte Flächen).

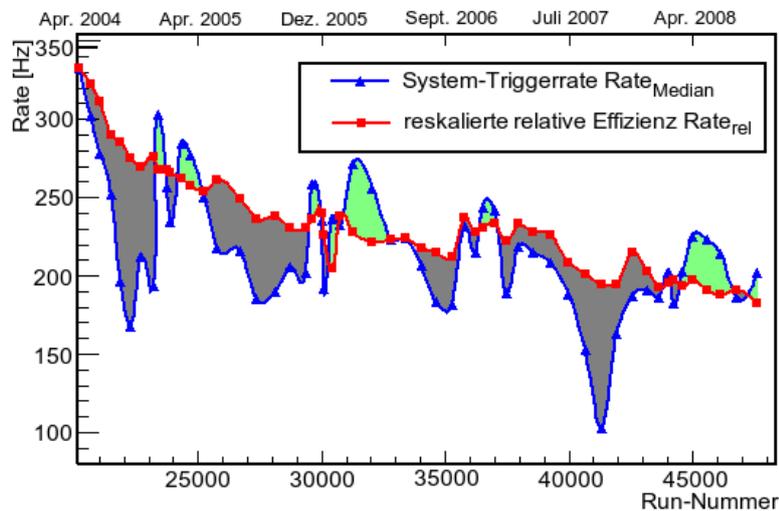


Abbildung 4.6: Verlauf der reskalierten relativen Effizienz  $Rate_{rel}$  (rote Kurve mit quadratischen Datenpunkten) und der Systemtrigger-Rate  $Rate_{Median}$  (blaue Kurve mit dreieckigen Datenpunkten); ebenfalls sind die Flächen farblich hervorgehoben, bei denen sich der relative Verlauf ändert. Erläuterungen im Text.

Diese beiden Sachverhalte lassen sich nicht durch Modifikationen an den optischen Elementen erklären, da die relative Effizienz das Maß für alle optischen Elemente des Teleskopsystems sind und Änderungen an denen und Alterung derer bereits durch die von Müonen bestimmte Teleskopeffizienz berücksichtigt.

Ein Ansatz, den unterschiedlichen Verlauf beider Kurven zu erklären, findet sich in der Betrachtung der Atmosphäre und ihrer Streuprozesse (siehe Abschnitt 4.2.1). Die relative Effizienz wird über das ab  $\sim 350$  m Höhe emittierte Cherenkov-Licht der Müonen bestimmt. Hierbei kann es zu einer Streuung des emittierten Cherenkov-Lichtes mit den sich in dieser Atmosphärenschicht befindlichen Aerosolen kommen. Die photonischen Luftschauer entstehen weit höher in Stratosphäre und die beteiligten Teilchen bzw. das emittierte Cherenkov-Licht legen teilweise bis zu 10 km zurück bis sie auf die Teleskopspiegel fallen. Dadurch werden diese im Gegensatz zu den Müonen, aus denen die relative Effizienz bestimmt wird, durch Rayleigh-Streuung stark gestreut und eventuell entscheidend von der Schauerachse abgelenkt, so dass dieses Licht nicht von den Teleskopen aufgezeichnet werden kann. Dies heißt, dass die atmosphärischen Bedingungen (Dichtefluktuationen, Turbulenzen oder variable Aerosolkonzentrationen) jenseits von 350 m nicht von der relativen Effizienz erfasst wird, aber in der Entwicklung eines gesamten Luftschauers zum Tragen kommen können.

In Namibia setzen die saisonalen Regenschauer um den Jahreswechsel her-

um ein; die dort beteiligten Wolken<sup>12</sup> reichen 10 km und höher in die Atmosphäre. Es ist wahrscheinlich, dass die Regenschauer einen Großteil der Aerosole in der Strato- und in der Troposphäre auswaschen, so dass nach Ende der Regenzeit (März, April) eine von Fremdpartikeln bereinigte Atmosphäre über Namibia vorherrscht und daher ideale Bedingungen für die Entwicklung von Luftschauern vorliegen, welche aber nicht von den Müonen  $\sim 350$  m über dem Erdboden erfasst wird.

Für die Suche einer Quelle sind diese Effekte zu vernachlässigen, doch bei der Erstellung eines differenziellen Energie-Spektrums sind zwei wichtige Effekte zu beachten:

**Rate<sub>Median</sub> > Rate<sub>rel</sub> :**

Im Fall einer höheren System-Triggerrate werden Ereignisse zu höheren Energien rekonstruiert, da die Effizienz des Systems unterschätzt wird. Hier führt die Rekonstruktion zu einer niedrigeren Energieschwelle der Quelle.

**Rate<sub>Median</sub> < Rate<sub>rel</sub> :**

Wenn die Systemtriggerrate  $Rate_{\text{Median}}$  niedriger ist als die Rate  $Rate_{\text{rel}}$ , die sich aus der relativen Effizienz ergibt, dann heißt dies, dass die eigentliche Effizienz des Systems überschätzt wird. Ereignisse werden hier also zu höheren Energien rekonstruiert.

Diese systematische Verfälschung ist weder im H·E·S·S-Experiment noch in den in dieser Arbeit gezeigten Spektren korrigiert. Damit diese Systematik nicht zu stark in den rekonstruierten Daten zum Tragen kommt, wird anhand der tatsächlichen, durch die relativen Effizienz bestimmten Rate  $Rate_{\text{rel}}$  Schnitt angewandt: es werden nur diejenigen *Runs* akzeptiert, deren errechnete maximale Triggerrate nicht weniger als 20% von der durch die relative Effizienz bestimmten Rate abweicht:

$$\frac{R_0}{Rate_{\text{rel}}} \geq 0.8 \quad (4.15)$$

Dies ist der Optische-Effizienz-Schnitt. In dieser Arbeit werden nur *Runs* aussortiert, die 20% unter der oben erwarteten Rate liegen. Aus den gleichen Überlegungen wäre ein Schnitt 20% über der Vergleichsrate motiviert, der jedoch nur für wenige *Runs* Ende April 2006 zum Tragen käme.

### 4.3 Fluktuation der System-Triggerrate

Trotz der vorgestellten Selektionskriterien ist es möglich, dass kurzzeitige Effekte wie Blitze (kurzfristig hohe Raten) oder vereinzelt vorüberziehende Wolken (sehr niedrige Raten) sich nicht in der über  $\sim 28$  min gemittelten Systemtriggerrate bemerkbar machen. Die Betrachtung des zeitlichen Verlaufs der

<sup>12</sup>Namibias Atmosphäre wird als tropisch klassifiziert.

Systemtriggerrate pro *Run* ermöglicht, eine Identifizierung solcher *Runs*. In Abbildung 4.7 ist ein Wolkendurchgang am Beispiel eines Krebsnebel-*Runs* gezeigt.

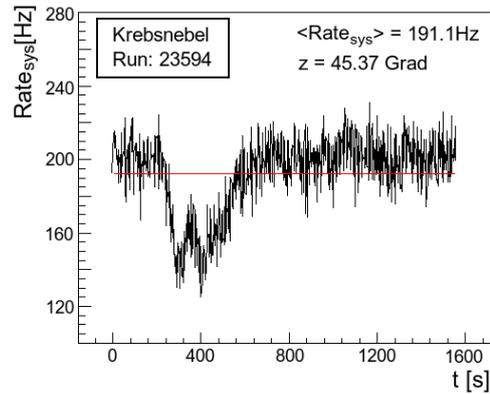


Abbildung 4.7: Zeitlicher Verlauf der Systemtriggerrate bei einer Beobachtung des Krebsnebels. Erläuterung siehe Text.

Der Mittelwert der Systemtriggerrate ergibt 191.1 Hz (rote Gerade). Doch bei Betrachtung des zeitlichen Verlaufs lässt sich  $\sim 400$  s lang ein Wolkendurchgang (zwei dicht aneinanderliegende lokale tiefe Minima) beobachten, die die Qualität des *Runs* mindern. *Runs* wie dieser werden deswegen aus dem Datensatz aussortiert. Hierzu wird als quantitatives Kriterium die eine Abweichung von 10% der mittleren System-Triggerrate als Ausschlussgrenze gewählt. Zusätzlich wird ein qualitatives Kriterium angewendet, welches kurzzeitige, tiefe Einbrüche aussortiert.<sup>13</sup>

<sup>13</sup>Dies geschieht, indem *Run* für *Run* der Verlauf der System-Triggerrate verfolgt wird.



## Kapitel 5

# Westerlund 1 – Analyse und Interpretation

Nach Anwendung von vier Selektionsschritten umfasst der Datensatz *77 Runs*, in denen Westerlund 1 mit einem (*Wobble*-)Abstand von bis zu  $2.5^\circ$  beobachtet worden ist. In Tabelle 5.1 sind die einzelnen Selektionsschritte gelistet.

Wd1-Datenselektion	Kriterium	# <i>Runs</i>
Selektion 1	$Wobble \leq 2.5^\circ$	126
Selektion 2	$N_{\text{Tel}} \geq 3$	98
Selektion 3	Optischer-Effizienz-Schnitt	81
Selektion 4	$Rate_{\text{sys}}$ -Fluktuation	77

Tabelle 5.1: Der Gesamtdatensatz (Selektion 1) umfasst 126 Beobachtungsläufe von Westerlund 1 bis zu einer *Wobble*-Distanz von  $2.5^\circ$ . Die Standarddatenselektion ergibt 98 *Runs* (Selektion 2) mit mindestens drei aktiven Teleskopen. Selektion 3 mit 81 *Runs* resultiert nach dem Optischen-Effizienz-Schnitt und Selektion 4 stellt den von starken Fluktuationen in der Systemtriggerrate  $Rate_{\text{sys}}$  bereinigten Datensatz von nunmehr 77 *Runs* dar.

Dieser Datensatz (Selektion 4) enthält  $\sim 32.6$  h an totzeitkorrigierter Beobachtungszeit. Die Beobachtungen wurden unter einem mittleren Zenitwinkel von  $28.3^\circ$  aufgenommen, wobei sich der Mittelwert aus dem Intervall zwischen  $21.77^\circ$  und  $58.52^\circ$  errechnet. Aus diesem wird im Folgenden eine TeV- $\gamma$ -Himmelskarte und ein differenzielles Energiespektrum erstellt.

### 5.1 TeV-Himmelskarte

Die Himmelskarte wird zur besseren Unterdrückung des Untergrundes über den *harten* Schnitt an die Bildamplitude  $Amp$  gewonnen ( $Amp > 200$  P.E., siehe Abschnitt 3.2.4). Die Erstellung der Himmelskarte geschieht in zwei Schritten, um die richtige Ausdehnung von Westerlund 1 bestimmen:

- (1) eine Punktquellenanalyse und

- (2) eine erneute Analyse unter Berücksichtigung der Ausdehnung von Westerlund 1.

Die *harte* Standard-Punktquellenanalyse nimmt als Radius der ON-Region  $\theta_{hart}^2 = 0.01 \text{ Grad}^2$  an. Die über das *Template*-Modell bestimmte Himmelskarte ist unten gezeigt (Abbildung 5.1). Die Analyse ergibt keinen signifikanten Exzess innerhalb von Westerlund 1.<sup>1</sup> Stattdessen deuten sich umliegende Emissionsregionen an. Die starke Emissionsregion im Südwesten der Karte ist

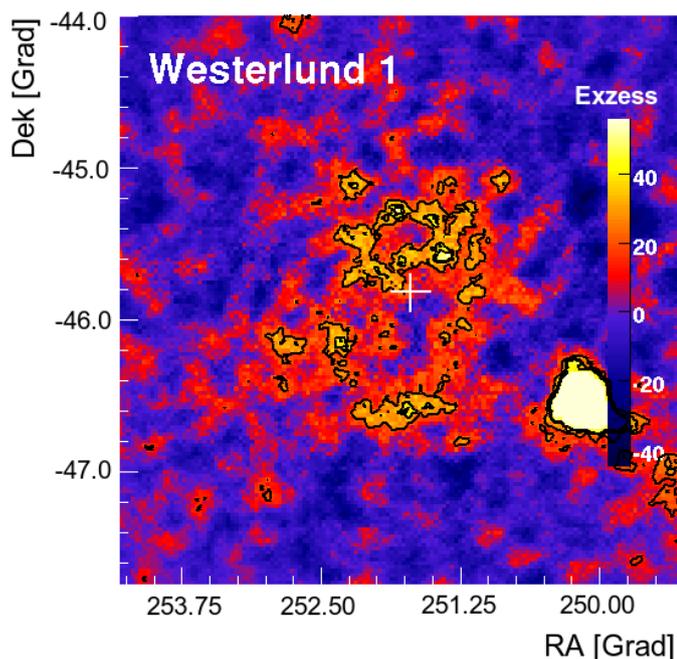


Abbildung 5.1: TeV-Himmelskarte der Region um Westerlund 1 (weißes Kreuz). Bestimmung des Untergrundes erfolgt hier über das *Template*-Modell. Die einzelnen Himmelskartensegmente sind mit einem Radius von  $\theta_{int} = 0.1^\circ$  korreliert. Auf der Exzess-Himmelskarte sind die Signifikanzkonturen 2, 3 und 3.5 eingezeichnet (schwarze Kurven). Die Farbkodierung ist so gewählt, dass das Maximum des Exzesses auf die Strukturen um Westerlund 1 bezogen ist. Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

eine bekannte TeV-Quelle HESS J1640-465 (Aharonian et al. 2006B), die mit einem Pulsarwindnebel assoziiert wird (Funk et al. 2007). Diese Region wird fortan als Ausschlussregion mit einem Radius von  $0.25^\circ$  definiert.

Für ausgedehnte Quellen wird im Allgemeinen ein größerer Integrationsradius zur Erstellung von Himmelskarten gewählt. Mit  $\theta_{int} = 0.2^\circ$  ergibt sich die Himmelskarte in Abbildung 5.2. Hier sind die Signifikanzkonturen {3, 4, 5,

<sup>1</sup>Der in Abschnitt 2.3 bestimmte Durchmesser entspricht in etwa dem Mittelpunkt des weißen Kreuzes auf der Karte. Die Standard-Punktquellenanalyse ( $\theta_{STD}^2 = 0.015 \text{ Grad}^2$ ,  $Amp > 80 \text{ P.E.}$ ) ergibt eine Signifikanz von lediglich  $S = 3.3 \sigma$ , die *harte* Punktquellenanalyse ( $\theta_{hart}^2 = 0.01 \text{ Grad}^2$ ,  $Amp > 200 \text{ P.E.}$ ) nur  $S = 1.2 \sigma$ .

5.5} über die Überschusskarte eingezeichnet. Die Position des Sternhaufens ist wieder durch das weiße Kreuz im Zentrum der Himmelskarte gekennzeichnet.

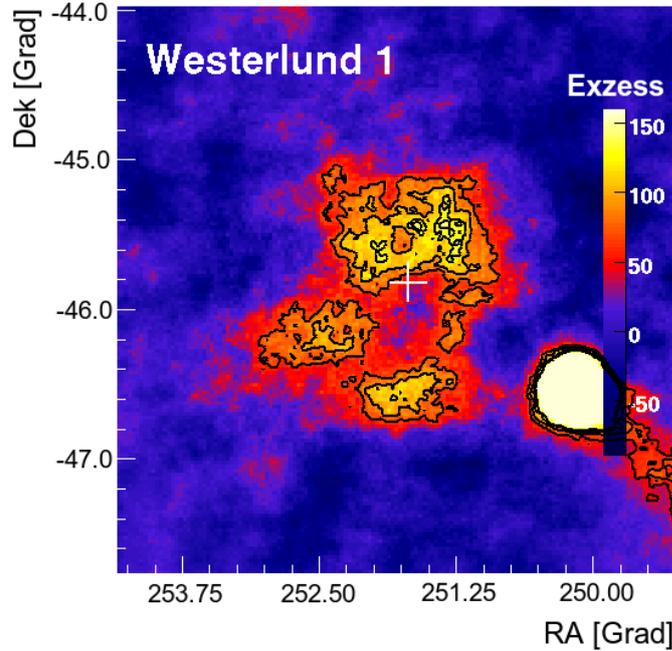


Abbildung 5.2: TeV-Himmelskarte der Region um Westerlund 1 (weißes Kreuz). Bestimmung des Untergrundes erfolgt hier über das *Template*-Modell. Die einzelnen Himmelskartensegmente sind mit einem Radius von  $\theta_{\text{int}} = 0.2^\circ$  korreliert. Auf der Exzess-Himmelskarte sind die Signifikanzkonturen 3, 4, 5 und 5.5 eingezeichnet (schwarze Kurven). Erläuterung und Beschreibung finden sich im Text.

Das Studium der Himmelskarte(n) zeigt, dass aus dem Sternhaufen Westerlund 1 kein signifikantes TeV- $\gamma$ -Signal zu beobachten ist. Stattdessen finden sich Emissionsregionen um Westerlund 1. Im Süden befinden sich zwei Emissionsregionen, die weiter weg vom Sternhaufen lokalisiert sind als eine größere Emissionsregion im Norden.

Aufgrund der vorliegenden Daten ist keine Aussage möglich, ob die Emissionsregionen zum Beispiel eine Art Schale um Westerlund 1 bilden oder als drei oder vier separate, nicht-zusammenhängende Emissionsregionen zu betrachten sind. Die gesamte Emissionsregion um Westerlund 1 besitzt einen Radius von etwa  $1^\circ$ , was bei einer Distanz von 4.27 kpc ungefähr zu einem Radius von etwa 75 pc führt.

Im Folgenden wird über eine Katalog-Recherche nach bekannten Gegenständen gesucht.<sup>2</sup> Am Anschluss wird dann nach Korrelationen zwischen dem Exzess im TeV- und anderen Energiebereichen gesucht, indem die bekannten TeV-Konturen mit Himmelskarten aus dem Radio-, dem Röntgen- und dem Infrarotbereich verglichen werden.

<sup>2</sup>Die Suche nach Objekten geschieht mittels *SIMBAD* (Wenger 1981).

### 5.1.1 Suche nach katalogisierten Gegenständen

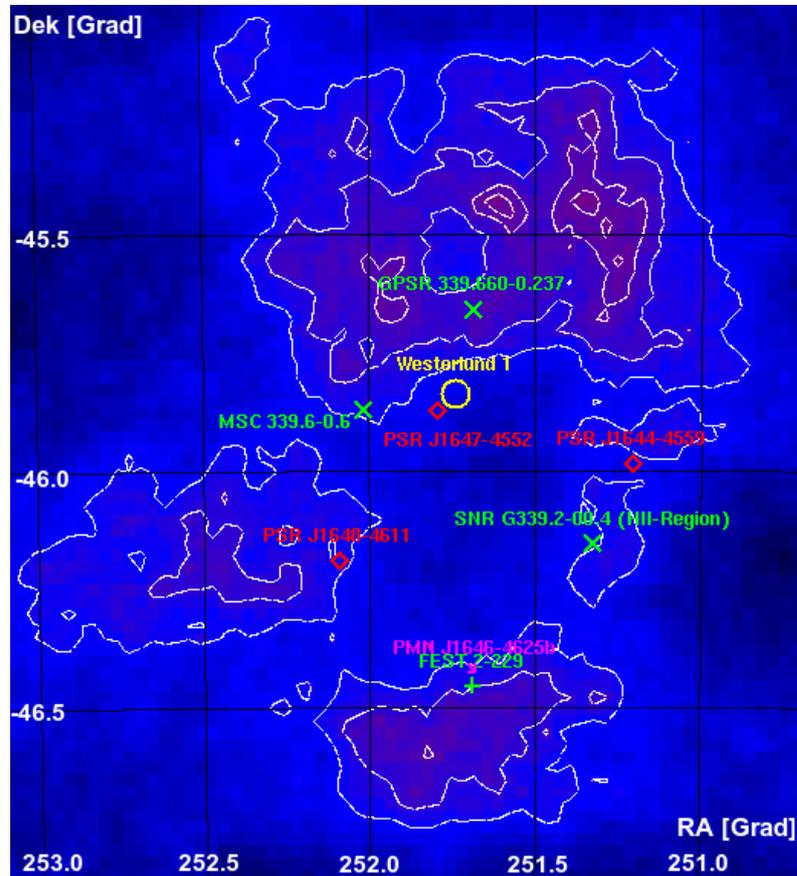


Abbildung 5.3: Exzess-Himmelskarte mit den im Text erwähnten Signifikanzkonturen der TeV-Emission (3, 4, 5, 5.5). Eingetragen sind zudem Pulsare (PSR) und andere Objekte um Westerlund 1. Erläuterung hierzu im Text.

Die Himmelskarte in Abbildung 5.3 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der Exzessregion um Westerlund 1. Drei Pulsare (PSR) sind hier zu finden. Der Pulsar J1646-4552 ist laut dem ATNF<sup>3</sup>-Katalog mit dem Neutronenstern CXO J164710.2-455216 aus Muno et al. (2006A) assoziiert, doch unterscheiden sich hier die Leistungen  $\dot{E}$ . Zwei weitere Pulsare befinden sich nahe den Emissionsregionen: PSR J1644-4559 und PSR J1648-4611. In Tabelle 5.2 sind bekannte Größen dieser Pulsare aufgeführt.

Die drei Pulsare besitzen allesamt in etwa das gleiche Alter. Es kann hier nicht ausgeschlossen werden, dass sie einst zu Westerlund 1 gehörten und aus dem Sternhaufen geschleudert wurden. Weil die Lage des Exzesses nahe den Pulsaren jedoch nicht mit einer so vermuteten Bewegungsrichtung vom Sternhaufen korreliert ist, scheinen diese Pulsare nicht der Grund für die Mor-

<sup>3</sup>ATNF-(*Australia Telescope National Facility*)Pulsar-Katalog (Manchester et al. 2005)

	<b>J1644</b>	<b>J1647 (CXO)</b>	<b>J1648</b>
Alter $t$ [ $10^5$ a]	3.59	1.83 (-)	1.1
Distanz $d$ [kpc]	5.30	5 (4.27)	5.71
Magnetfeld $B_O$ [ $10^{12}$ G]	3.06	100 (>300)	2
Periode $P$ [s]	0.46	10.61 (10.61)	0.16
Abw. d. Periode $\dot{P}$ [ $10^{-14}$ s/s]	2.01	0.92 ( $< 2 \times 10^4$ )	2.37
Leistung $\dot{E}$ [ $10^{33}$ erg/s]	8.4	0.03 ( $< 3$ )	210

Tabelle 5.2: Die Parameter der drei Pulsare (PSR) um Westerlund 1 wurde dem ATNF-Pulsar-Katalog und die des Neutronensterns CXO J164710.2-455216 Muno et al. (2006A) entnommen. Insbesondere ist  $B_O$  das Magnetfeld an der Oberfläche und  $\dot{P}$  die dimensionslose Abweichung der Periode.

phologie der TeV-Emission zu sein.

Mit SNR G339.2-00.4 (Green 1984) ist ein Supernovaüberrest in einer HII-Region gefunden worden und stellvertretend mit FEST 2-229 (Feitzinger & Stuwe 1984) sind im Süden einige Molekülwolken bekannt. Des Weiteren sind mit PMN J1646-4625b (Griffith & Wright 1993) im Süden wie auch mit GPSR 339.660-0.237 (Zoonematkermani et al. 1990) im Norden von Westerlund 1 zwei Radioquellen gefunden worden. MSC 339.6-0.6 (Whiteoak & Green 1996) stellt zudem einen Supernovaüberrest-Kandidaten dar.

Mit dem starken TeV-Exzess in Abbildung 5.4 sind neben HESS J1640-465 einige weitere Quellen assoziiert. Hier befinden sich einige Supernovaüberreste und mit PSR J1639-4604 (Alter  $1.5 \times 10^6$  Jahre, Leistung  $6.2 \times 10^{33}$  erg/s) und PSR J1640-4648 (Alter  $3.5 \times 10^6$  Jahre, Leistung  $6.6 \times 10^{33}$  erg/s) zwei Pulsare (Manchester et al. 2005). Da diese starke Emissionsregion und die beiden Pulsare knapp  $1.5^\circ$  von Westerlund 1 entfernt sind, werden diese in den späteren energetischen Betrachtungen vernachlässigt.

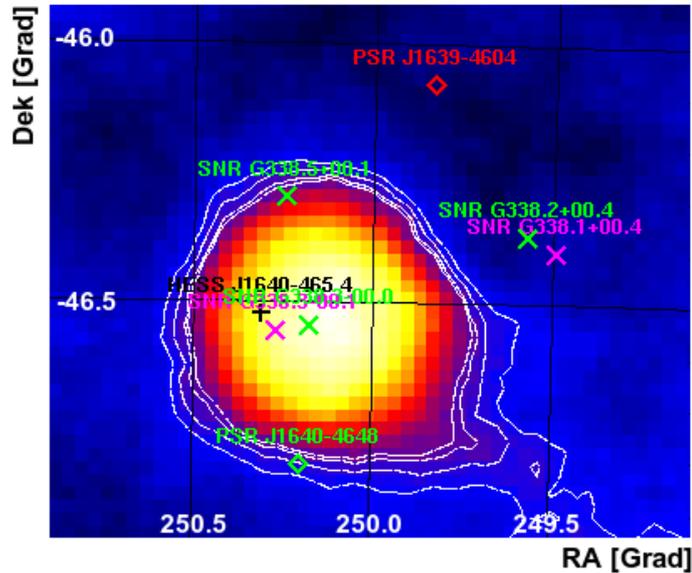


Abbildung 5.4: Das starke Signal einige Grad von Westerlund 1 entfernt. Eingezeichnet sind hier Pulsare und Supernovaüberreste (SNR). Erläuterung hierzu im Text.

### 5.1.2 Multi-Wellenlängen-Betrachtungen

Abbildung 5.5 zeigt die in Kapitel 2 diskutierte Verteilung von neutralem Wasserstoff um Westerlund 1. Die veröffentlichten SGPS-Daten<sup>4</sup> enthalten hier südlich von  $-1.0^\circ$  galaktischer Breite keine Daten. Hinweise auf größere Strukturen sind auch nicht zu finden (McClure-Griffiths et al. 2002). Wie in Abschnitt 2.2 diskutiert, ist Westerlund 1 inmitten dreier Regionen (Blasen), die sich durch Mangel an HI bemerkbar machen. Die große Blase B3 bedeckt einen Großteil des nördlichen TeV-Ezesses. Aus dieser Karte ist jedoch keine Korrelation zu den beiden südlichen Signalregionen zu finden.

<sup>4</sup><http://www.atnf.csiro.au/research/HI/sgps/> (McClure-Griffiths et al. 2005)

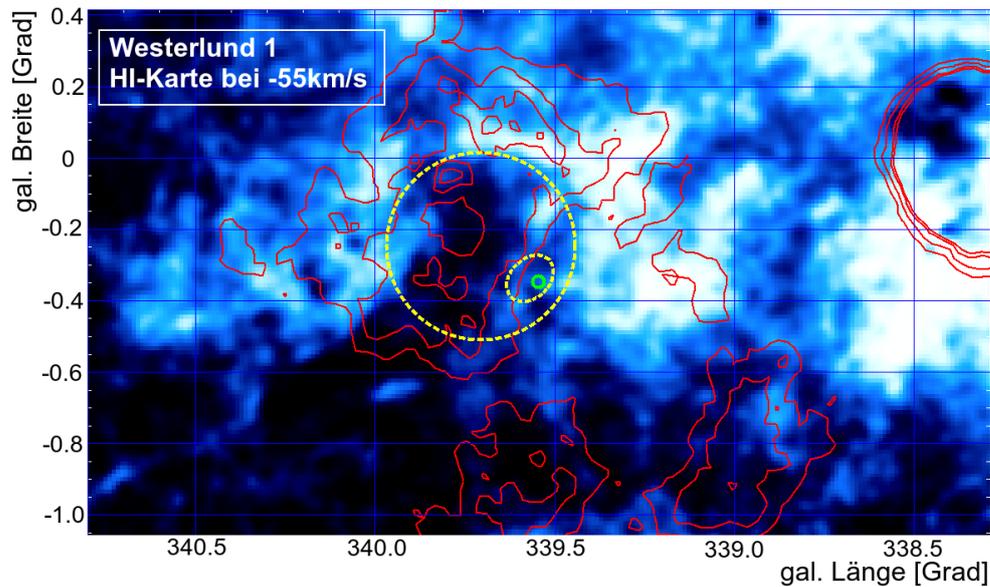


Abbildung 5.5: Radio-Himmelskarte um Westerlund 1 mit der Verteilung von neutralem Wasserstoff (HI) in einem Geschwindigkeitsintervall von  $-54.2$  km/s bis  $-55.8$  km/s. Hellere Gebiete sind HI-reicher, dunklere Regionen HI-ärmer. Eingezeichnet sind die Blasen B1 (grüner Kreis), B2 (gestrichelte, gelbe Ellipse) und B3 (gestrichelter, großer Kreis) definiert Kothes & Dougherty (2007). Der Sternhaufen Westerlund 1 befindet sich innerhalb von B1. Die roten Konturen stellen die bekannten Signifikanzkonturen dieser Arbeit dar. Erläuterung im Text.

Abbildung 5.6 zeigt das Radio-Kontinuum (Stokes I-Kontinuum) (Haverkorn et al. 2006). Hier wurde in dieser Arbeit ein möglicher Supernovaüberrest gefunden, der bislang in Datenbanken wie *SIMBAD* oder dem MOST-Katalog (Whiteoak & Green 1996) nicht verzeichnet ist. Dieser könnte an der Formgebung der südlichen TeV-Emissionsregion beteiligt sein, da dieser potenzielle Supernovaüberrest diese beiden Südregionen (zumindest aber die ihr anliegende) zusätzlich getrieben haben könnte.

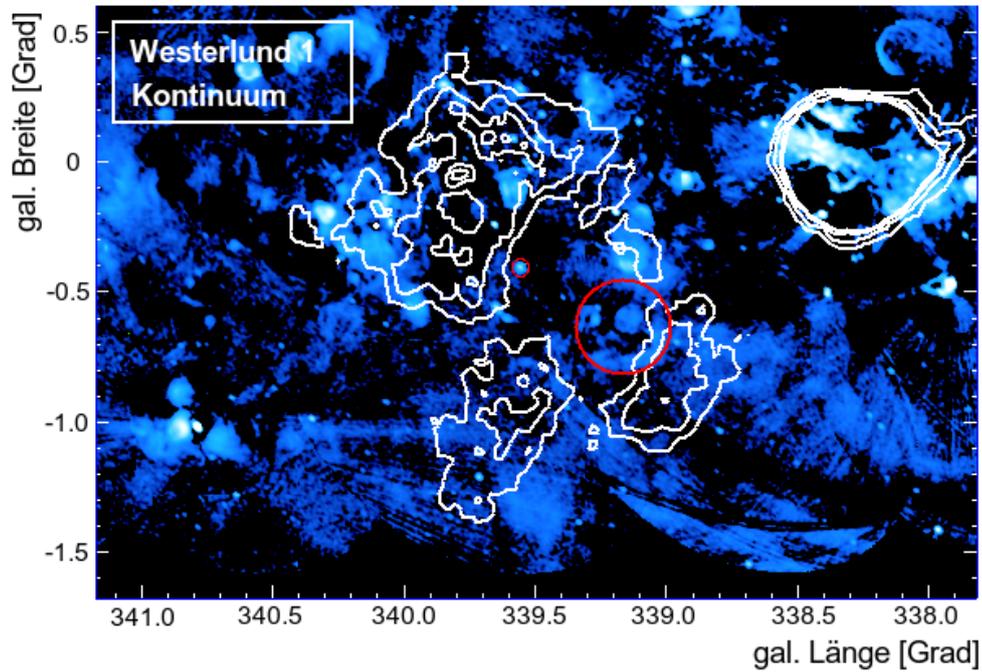


Abbildung 5.6: Radio-Kontinuums-Himmelskarte um Westerlund 1. Eingezeichnet sind neben den weißen TeV-Konturen die Position von Westerlund 1 (kleiner roter Kreis) und ein möglicher Supernovaüberrest (großer roter Kreis). Die Bildsensitivität beträgt hier  $10^{-3}$  Jy/beam.

Die Infrarot(IR)-Aufnahme (Abbildung 5.7) bei einer Wellenlängen von  $8.28 \mu\text{m}$  wurde dem *MSX*-Katalog entnommen (Price et al. 2000). Hier ist vor allem Emission von Staub zu erwarten, was ein Indiz für aktuelle Sternentstehung sein kann. Die unmittelbare Region des Sternhaufens (grüner Kreis) zeigt eine erwartete IR-Emission. Diese wird aber wahrscheinlich nicht von Staub innerhalb des Sternhaufens stammen, sondern vermutlich von den Sternen abgestrahlt.<sup>5</sup> Mit der TeV-Emission um Westerlund 1 ist jedoch kein Zusammenhang zu erkennen. Weil hier der vermutete Supernovaüberrest nicht zu sehen ist, lässt dies auf eine Synchrotron-Emission statt einer Frei-Frei-Emission schließen. Dies ist ein weiterer Hinweis auf den möglichen Supernova-Überrest gefunden in der Radio-Kontinuumskarte.

<sup>5</sup>Die stellaren Winde sollten den Staub bereits aus dem Sternhaufen getrieben haben.

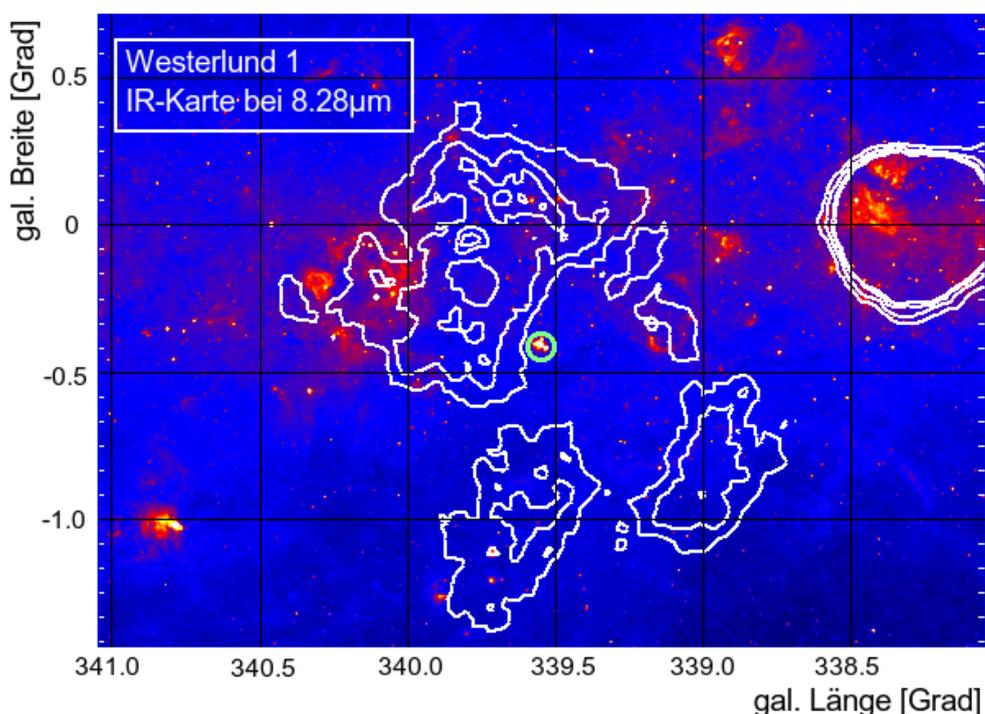


Abbildung 5.7: Himmelskarte bei  $8.28 \mu\text{m}$  mit den TeV-Konturen in weiß. Der grüne Kreis markiert die Position des Sternhaufens. Erläuterung im Text.

Abbildung 5.8 zeigt eine Aufnahme<sup>6</sup> des **Röntgen Satelliten** *ROSAT* (Voges et al. 1999) im Energieintervall zwischen (0.1 - 2) keV. Es ist keine Korrelation mit Westerlund 1 oder der TeV-Emission zu sehen. Der einzige Exzess (weißer Kreis) ist nördlich von Westerlund 1 (grüner Kreis). Eine SIMBAD-Datenbankabfrage zeigt, dass hier mit 4U 1642-45 (ein LMXB<sup>7</sup>) (Forman et al. 1978) und mit EXMS B1641-455 (Reynolds et al. 1999) zwei Röntgenquellen zu finden sind, die in der Region sind, in der ebenfalls Molekülwolken (z.B. RC2004 G339.6-0.1-31.6 (Russeil & Castets 2004)) und HII-Gebiete (z.B. WBH98 16421-4532 (Walsh et al. 1998)) zu finden sind.

Aus den hier vorgestellten Daten ist keine Korrelation zwischen der beobachteten TeV-Emission um Westerlund 1 herum und den Radio-, den Infrarot- oder den Röntgendaten festzustellen, die die Struktur der Emission erklären ließe. Es ist jedoch ein Kandidat für einen Supernova-Überrest gefunden worden, der mit der südlichen Emissionsregion korreliert zu sein scheint.

<sup>6</sup><http://skyview.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/titlepage.pl>

<sup>7</sup>Low Mass X-ray Binary ist ein Doppelsystem zweier Röntgenquellen niedriger Masse.

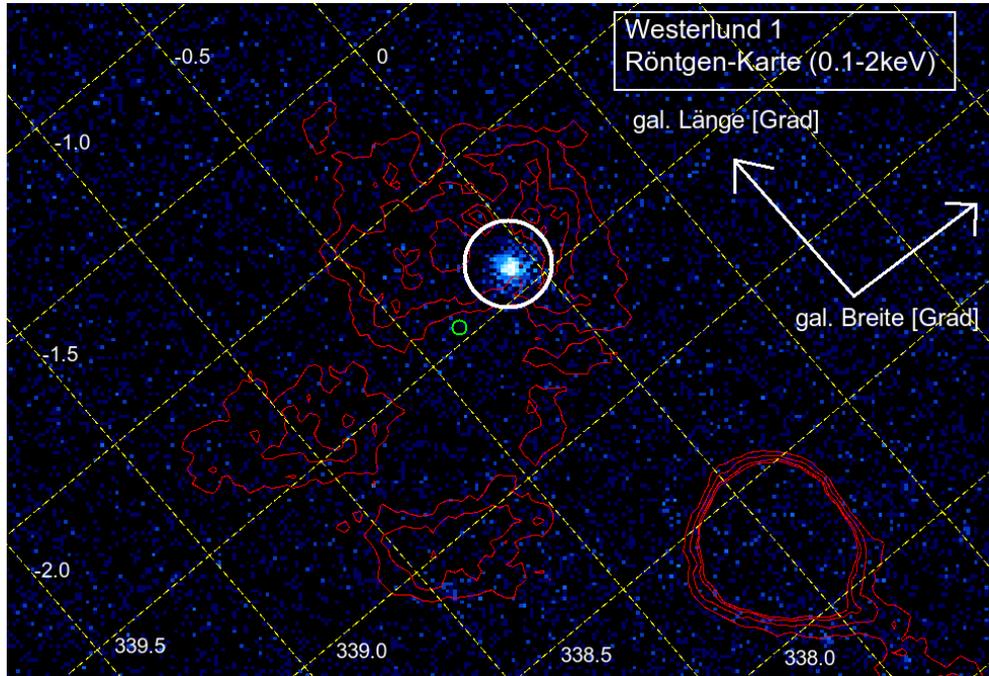


Abbildung 5.8: Röntgen-Himmelskarte bei Energien zwischen 0.1 - 2 keV um Westerlund 1 mit den TeV-Konturen in rot. Der Sternaufen Westerlund 1 ist mit einem grünen Kreis markiert. Der einzige Exzess ist mit einem weißen Kreis markiert. Das Koordinatensystem ist relativ zu den vorherigen gedreht. Erläuterung im Text.

## 5.2 Spektrum

Aufgrund der oben angeführten Betrachtungen scheint es keine Korrelation der TeV-Emission zu bekannten Objekten zu geben. Dies legt nahe, dass die Emission mit Westerlund 1 korreliert zu sein scheint (Hypothese I). Deswegen wird eine Region um Westerlund 1 definiert, aus der das Spektrum gewonnen wird. Weiter unten wird ebenfalls eine spektrale Analyse von drei Regionen durchgeführt, die auf der Hypothese basiert, dass die beobachtete TeV-Emission nicht mit Westerlund 1 in Verbindung steht (Hypothese II).

Anhand der Himmelskarte aus diesem Amplitudenschnitt lässt sich ein Überblick über die drei Regionen relativ zur Gesamtregion gewinnen (Abbildung 5.9). Diese Himmelskarte unterscheidet sich in ihrer Morphologie von der Himmelskarte aus den *harten* Schnitten. Neben der starken Exzessregion im Norden zeigen sich im Osten scheinbar zusammenhängende  $3\sigma$  bis  $4\sigma$ -Strukturen; ob es sich hierbei um eine energieabhängige Struktur innerhalb der Emission handelt oder ob dies vom Standard-Bildamplitudenschnitt herrührt, ist nicht klar, weil die Statistik hierzu nicht ausreicht.

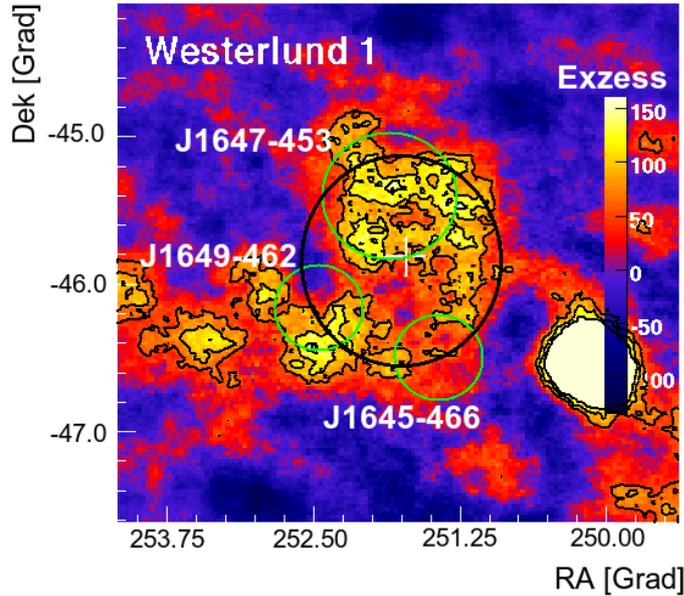


Abbildung 5.9: TeV-Himmelskarte mit dem Standardschnitt an die Bildamplitude ( $Amp > 80$  P.E.) zur Erstellung der Spektren. Die Region für das Gesamtspektrum ist durch einen schwarzen Kreis markiert. Die drei weiter unten definierten Regionen sind als grüne Kreise eingezeichnet. Die Himmelskartensegmente der Exzesskarte mit den Signifikanzkonturen 3, 4 und 5 überlappen sich mit  $\theta_{\text{int}} = 0.2^\circ$ . Die Bestimmung des Untergrundes erfolgte durch das *Template*-Modell. Erläuterungen im Text.

### 5.2.1 Hypothese I – Gesamtspektrum um Westerlund 1

Da die Informationen zur Erstellung des Spektrums ausschließlich über die Methode der gespiegelten OFF-Regionen gewonnen werden, kann der gesamte Datensatz von 32.6 h, wie bei der Erstellung der Himmelskarte geschehen, nicht verwendet werden (siehe Abschnitt 3.2.7). Nach einer Standardpunktquellenanalyse mit  $\theta^2_{\text{STD}} = 0.015$  Grad<sup>2</sup> und einem Amplitudenschnitt  $> 80$  P.E. wird anhand der Verteilung des Signals gegen den quadrierten Winkel ein geeigneter Radius  $\theta$  der Signalregion gewählt und dann diejenigen Beobachtungen aussortiert, aus denen sich keine ON- und OFF-Ereignisse aufgrund eines zu geringen Abstandes zum Kamerazentrum bestimmen lassen.

Aus Abbildung 5.10 wird der Wert  $\theta^2 = 0.6$  Grad<sup>2</sup> zur Erstellung des Spektrums gewählt. Da hier ein Großteil des Exzesses und ein angemessener Anteil der Emissionsregion<sup>8</sup> beinhaltet ist.

<sup>8</sup>Bei  $\theta \approx 0.78^\circ$  ist vornehmlich die Nordregion abgedeckt und zu einem geringen Anteil die beiden südlichen Gebiete.

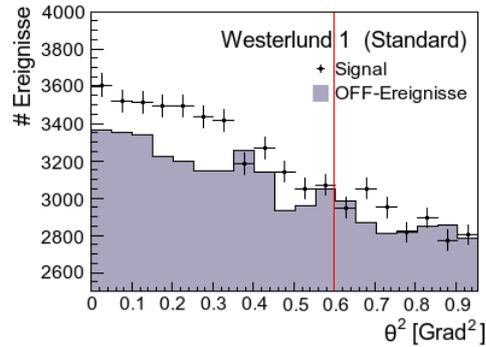


Abbildung 5.10: Betrachtung der Verteilung des Signals gegen den quadrierten Winkel  $\theta^2$  zur Bestimmung der Quellausdehnung von Westerlund 1 zum Extrahieren eines Spektrums.

In Tabelle 5.3 sind die wichtigsten Informationen zu diesem Datensatz, bestehend aus nunmehr 37 *Runs* bzw. 16 h an totzeitkorrigierter Beobachtungszeit, aufgeführt. Auffällig ist, dass die Beobachtungen, die hier verbleiben, im Vergleich zum Gesamtdatensatz bei kleineren Zenitwinkeln  $z$  unternommen wurden.

Datensatz zur Erstellung des Spektrums	
Radius $\theta^2$ [Grad <sup>2</sup> ]	0.6
Bildamplitude $Amp$ [P.E.]	>80
Anzahl <i>Runs</i>	37
Anzahl ON-Ereignisse	14593
Anzahl OFF-Ereignisse	13204
$\alpha$ -Faktor	1.0
$\gamma$ -Exzess	1389
Signifikanz $\sigma$	8.33
Beobachtungszeit [h]	15.8
$\langle z \rangle$ [°]	25.79
$z$ -Intervall [°]	(21.77, 36.07)

Tabelle 5.3: Der Datensatz zur Erstellung des Spektrums enthält ca. 16 h an totzeitkorrigierter Beobachtungszeit. Der  $\alpha$ -Faktor wird zur Berechnung des Signal ( $\gamma$ =Exzess) benötigt. Der Datensatz besitzt eine nach Li & Ma (1983) berechnete Signifikanz von  $8.33\sigma$ .  $\langle z \rangle$  stellt den durchschnittlichen Zenitwinkel des darunter gegebenen Intervalls dar, unter dem Westerlund 1 im H·E·S·S-Experiment beobachtet wurden ist.

Die Parametrisierung des differentiellen Energiespektrums erfolgt durch ein einfaches Potenzgesetz. Hierzu werden pro Energieintervall Ereignisse akkumuliert. Diese müssen eine geforderte Mindestsignifikanz pro Energieintervall von  $1\sigma$  aufweisen, um in die Parametrisierung einzugehen. Unterhalb von

$\sim 0.6$  TeV sowie jenseits von  $\sim 15$  TeV wurden zu wenig photonische Ereignisse rekonstruiert, um einen statistisch signifikanten Wert angeben zu können. Abbildung 5.11 zeigt die Datenpunkte mit statistischem Fehler und der rosa-farbenen Anpassungskurve.

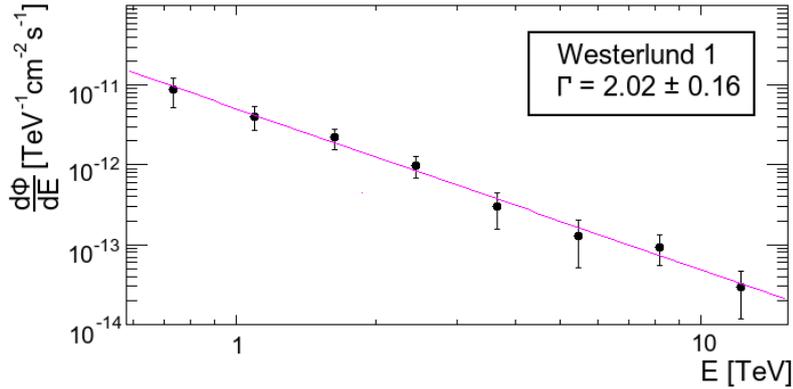


Abbildung 5.11: Differenzielles Energiespektrum von Westerlund 1 parametrisiert durch ein einfaches Potenzgesetz mit  $\Gamma = 2.02$ .

Das differenzielle Spektrum erweist sich mit  $\Gamma = 2.02$  als hart. Die Qualität der Anpassung ( $\chi^2$  über der Anzahl der Freiheitsgrade) und die Wahrscheinlichkeit  $\mathbf{P}$ , dass die Anpassung die rekonstruierten Daten wiedergibt, sind sehr hoch. Dies und die wichtigsten Resultate der Anpassung sind in Tabelle 5.4 zusammengetragen.

<b>Ergebnis der Anpassung</b>	
$\Gamma$	$2.02 \pm 0.16$
$\Phi_0$ [ $10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	$5.11 \pm 0.98$
$\Phi(> 1 \text{ TeV})$ [ $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	$5.00 \pm 1.24$
$\chi^2/A.d.F.$	1.323/6
$\mathbf{P}$	0.97

Tabelle 5.4: Ergebnis der Parametrisierung von Westerlund 1 über ein einfaches Potenzgesetz (siehe Gleichung 3.16). Neben dem Potenzverhalten  $\Gamma$  ist die integrale Fluss  $\Phi$  oberhalb von 1 TeV angegeben sowie die Normierung  $\Phi_0$ . Des Weiteren geben  $\chi^2$ /Anzahl der Freiheitsgrade (A.d.F.) sowie  $\mathbf{P}$  die Güte der Anpassung an die Daten an.

### 5.2.2 Hypothese II - Drei Regionen

Die Definition der drei Regionen (siehe auch Abbildung 5.9 auf Seite 73) wurden aus einer weiteren unabhängige Analyse innerhalb der H·E·S·S-Kollaboration übernommen (de Ona Wilhelmi 2008).<sup>9</sup> In Tabelle 5.5 sind die Koordinaten der Regionen aufgeführt.

Region	Koordinaten (J2000)	Radius $\theta$
HESS J1645-466	251.43°, -46.51°	0.3°
HESS J1647-453	251.77°, -45.37°	0.5°
HESS J1649-462	252.42°, -46.18°	0.3°

Tabelle 5.5: Koordinaten und Radius der drei Analyseregionen um Westerlund 1 übernommen aus de Ona Wilhelmi (2008).

Die drei Regionen korrelieren unterschiedlich gut mit dem beobachteten Exzess aus den *harten* Schnitten. Während die Region im Norden (J1647-453) sehr gut mit dem Exzess auf der Karte zusammenfällt, ist die Region J1649-462 etwas nördlicher angesiedelt. J1645-466 befindet sich in einer Region, in der auf der Himmelskarte mit dem Standardamplitudenschnitt kein signifikanter Exzess zu beobachten ist. Die Auswahl der in Frage kommenden *Runs* aus dem Gesamtdatensatz erfolgt einzeln unter Beachtung der bekannten Einschränkungen bei der Methode der gespiegelten Regionen, so dass zum einen unterschiedliche Datensätze benutzt und zum anderen eine unterschiedliche Zahl an OFF-Regionen gewählt werden müssen. Bei der Analyse einer Region werden die anderen beiden jeweils als Ausschlussregion definiert, um nicht in der Untergrundbildung zum Tragen zu kommen.

Region	# ON	# OFF	$\alpha$	$\gamma$	$\sigma$	$t_{\text{beob}}$
HESS J1645-466	4343	9067	0.4563	205.33	2.62	25.75 h
HESS J1647-453	11433	10221	1.0	1212.0	8.24	27.91 h
HESS J1649-462	4805	8230	0.5296	446.5	5.35	26.57 h

Tabelle 5.6: Ergebnis der Rekonstruktion zu den drei Regionen. Gelistet ist die Anzahl der ON- und OFF-Ereignisse sowie der  $\alpha$ -Faktor, der photonische Exzess  $\gamma$  und die Signifikanz  $\sigma$ .  $t_{\text{beob}}$  ist die totzeitkorrigierte Beobachtungszeit.

Wie zu erwarten, ist die Signifikanz der Region HESS J1645-466 zu gering (Tabelle 5.6); daher wird hierfür auf eine spektrale Rekonstruktion verzichtet. Im Folgenden werden die Resultate der Parametrisierung zu HESS J1647-453 und HESS J1649-462 präsentiert.

**HESS J1647-453** Das große Emissionsgebiet zeigt mit  $\Gamma = 2.19$  einen weicheren Verlauf des Spektrums (siehe Abbildung 5.12) gegenüber der Gesamt-

<sup>9</sup>Sinn ist der Vergleich von mehreren Analysen, um die eigene Analyse bzw. die der anderen zu überprüfen, bevor diese veröffentlicht werden.

region um Westerlund 1 ( $\Gamma = 2.02$ ). Die schlechte Güte der Parametrisierung erklärt sich durch den hohen Flusswert im ersten Energieintervall. Dieser liegt deutlich oberhalb der angepassten Kurve. Da jedoch die Signifikanz in diesem Energieintervall mit  $\sim 2.8\sigma$  und 42 photonischen Ereignissen hinreichend signifikant ist, wird er nicht aus der Parametrisierung ausgeschlossen. Zwei Energieintervalle zwischen  $\sim 3.4$  TeV und  $\sim 6.9$  TeV haben eine Signifikanz von unter Null, so dass hier nur Obergrenzen angegeben werden können. In Tabelle 5.7 findet sich das Ergebnis der Anpassung.

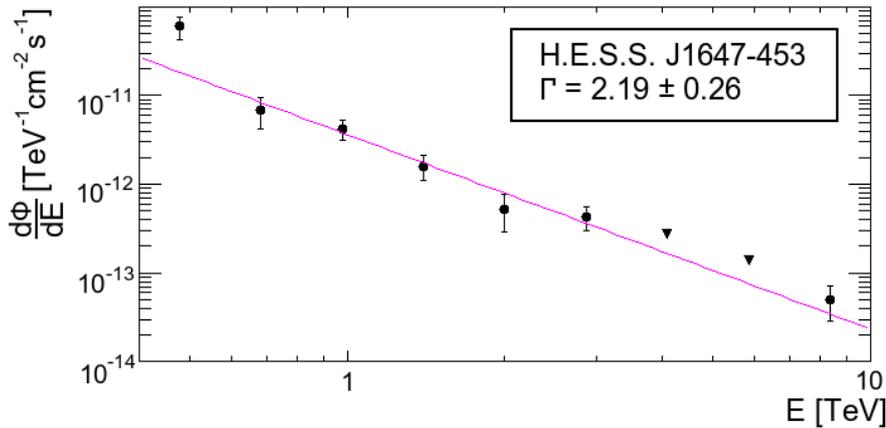


Abbildung 5.12: Das differentielle Energiespektrum von HESS J1647-453 mit der Anpassungskurve eines einfachen Potenzgesetzes mit  $\Gamma = 2.19$ . Die umgedrehten Dreiecke stellen Obergrenzen dar.

<b>HESS J1647-453</b>	
$\Gamma$	$2.19 \pm 0.26$
$\Phi_0 [10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	$3.63 \pm 0.58$
$\Phi(> 1 \text{ TeV}) [10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$	$3.05 \pm 0.81$
$\chi^2/A.d.F.$	6.582/5
<b>P</b>	0.13

Tabelle 5.7: Ergebnis der Parametrisierung von HESS J1647-453 durch ein einfaches Potenzgesetz.

**HESS J1649-462** Die Parametrisierung der Quellregion HESS J1649-462 ergibt ein Potenzverhalten mit einem Wert von  $\Gamma = 1.95$ . Dies ist zwar ein härteres Spektrum als bei der Gesamtregion, doch innerhalb der Fehler immer noch kompatibel mit den Ergebnissen der Gesamtregion um Westerlund 1 und der Nordregion HESS J1647-453. In Abbildung 5.13 ist die grafische Darstellung und in Tabelle 5.8 eine tabellarische Übersicht der Parametrisierung gezeigt.

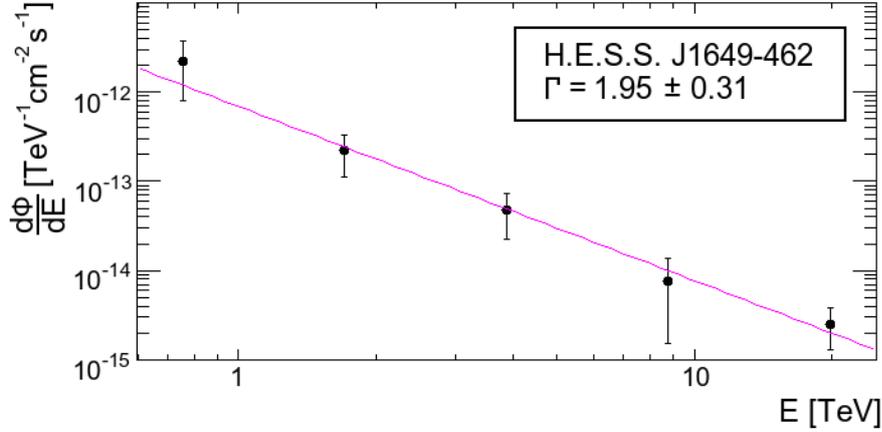


Abbildung 5.13: Das differentielle Energiespektrum von HESS J1649-462 mit der Anpassungskurve eines einfachen Potenzgesetzes mit  $\Gamma = 1.95$ .

<b>HESS J1649-462</b>	
$\Gamma$	$1.95 \pm 0.31$
$\Phi_0$ [ $10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ]	$0.69 \pm 0.34$
$\Phi(> 1 \text{ TeV})$ [ $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	$0.73 \pm 0.43$
$\chi^2/A.d.F.$	$0.895/3$
<b>P</b>	<b>0.83</b>

Tabelle 5.8: Ergebnis der Parametrisierung von HESS J1649-462 durch ein einfaches Potenzgesetz.

### 5.2.3 TeV- $\gamma$ -Luminosität

Aus den in Abschnitt 5.2 gewonnenen spektralen Daten lässt sich die Luminosität im TeV-Bereich  $L_{\text{TeV}}$  berechnen. Mit  $\Gamma = 2.02$ , der Flussnormierung  $\Phi_0 = 5.11 \cdot 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und den Integrationsgrenzen  $E_{\text{min}} = 1 \text{ TeV}$  und  $E_{\text{max}} = 10 \text{ TeV}$  folgt

$$L_{\text{TeV}} = 4\pi d_{\text{Wd1}}^2 \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} E \cdot \Phi_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} dE \quad (5.1)$$

$$L_{\text{TeV}} \approx 2.5 \cdot 10^{34} \left(\frac{d_{\text{Wd1}}}{4.27 \text{ kpc}}\right)^2 \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (5.2)$$

Dies ist vergleichbar mit der korrigierten Leistung im Röntgenbereich gemessen mit *Chandra* (vergleiche Abschnitt 2.3). Analog zu den Überlegungen in Muno et al. (2006B) ist die abgestrahlte Leistung im TeV-Bereich im Vergleich zu der kinetischen Windenergie, die für eine Beschleunigung von Teilchen zu hohen Energien zur Verfügung stehen müsste, ebenfalls zu gering.

### 5.2.4 Spektrale Energieverteilung

In der spektralen Energieverteilung in Abbildung 5.15 sind Beobachtungen aus dem Radiobereich, aus dem Röntgenbereich mit *Chandra* (aufgeteilt in thermische und nicht-thermische Emission) und die hier analysierten H·E·S·S--Daten aufgetragen. Ebenfalls sind hier Daten einer Messung mit FERMI<sup>10</sup> aufgetragen.<sup>11</sup> Mit den J2000-Koordinaten (252.029°, -46.112°) und einem 95%-Konfidenzradius von 0.176° muss abgewartet, ob diese Quelle *0FGL J1648.1-4606* tatsächlich mit Westerlund 1 assoziiert ist (siehe Abbildung 5.14).

Die Radio-Daten entstammen aus Whiteoak & Green (1996), McClure-Griffiths et al. (2005), Haynes et al. (1979) und Wright et al. (1994).

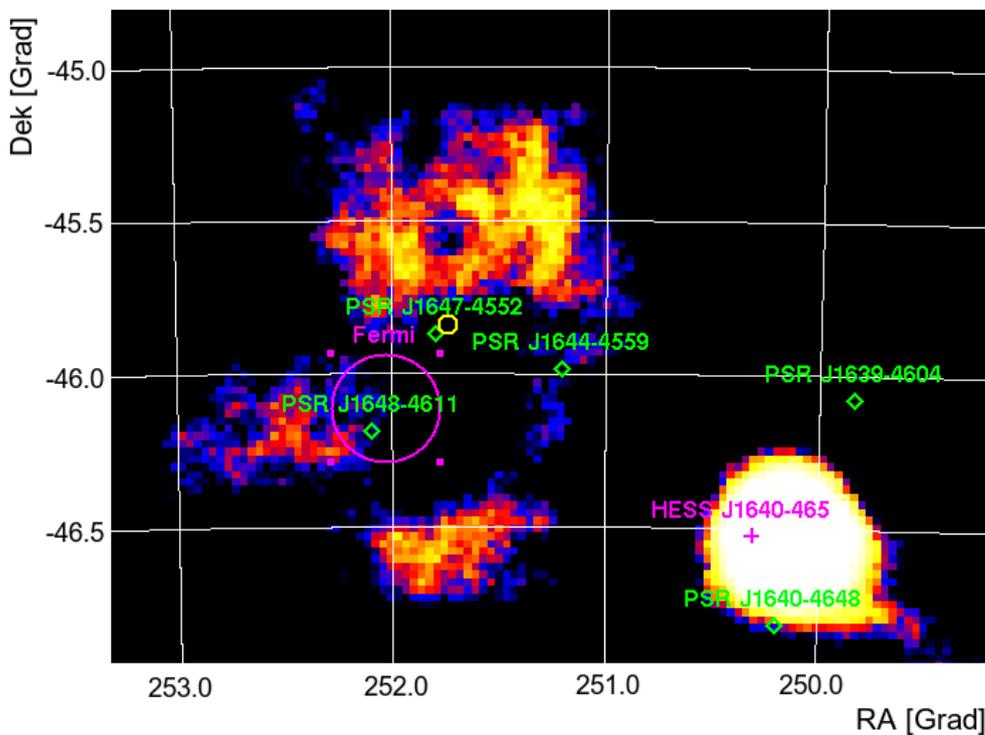


Abbildung 5.14: Die Fermi-Quelle *0FGL J1648.1-4606* neben den Pulsaren und der bereits bekannten TeV-Quelle *HESS 1640-465* eingezeichnet auf der Exzess-Karte aus der Analyse dieser Arbeit. Westerlund 1 ist als gelber Kreis markiert.

<sup>10</sup>Das Fermi Gamma-ray Space Telescope ist ein Weltraumteleskop der NASA und seit Sommer 2008 in Betrieb.

<sup>11</sup>[http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/bright\\_src\\_list/](http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/bright_src_list/)

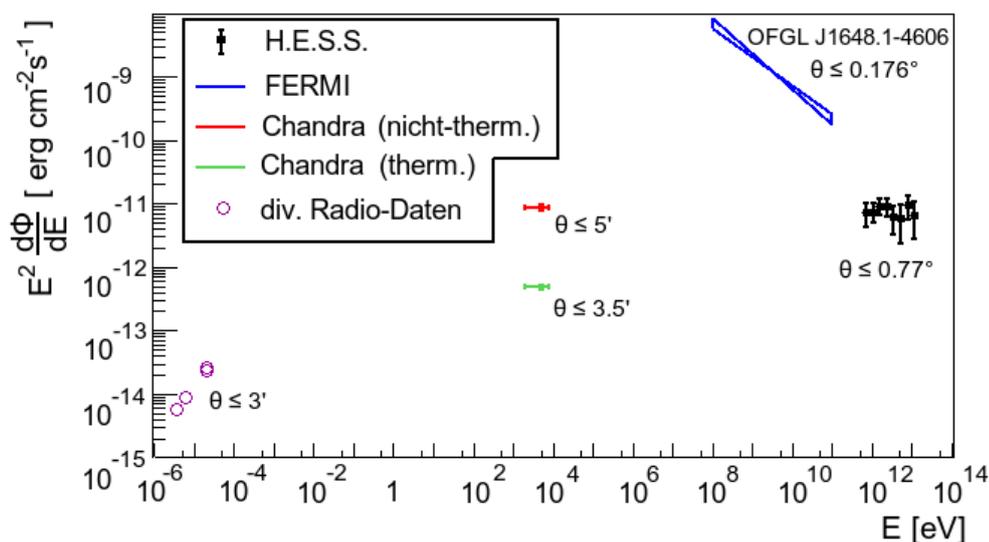


Abbildung 5.15: Spektrale Energieverteilung von Westerlund 1. Wie oben beschrieben, wurde das TeV-Spektrum mit einem Radius von etwa  $0.77^\circ$  um Westerlund 1 gewonnen. Die Radio-Daten sind Kothes & Dougherty (2007) entnommen, der hier angegebene Radius ist  $3'$ . Die *Chandra*-Daten entstammen einem Radius von  $5'$  (nicht-thermisch) und  $3.5'$  (thermisch). Die Fermi-Quelle besitzt einen 95%-Konfidenzradius von  $0.176^\circ$ . Erläuterung siehe Text.

### 5.3 Diskussion der TeV-Emission um Westerlund 1

Die Beobachtungen mit dem H.E.S.S.-Experiment ergeben eine ausgedehnte TeV-Emission um Westerlund 1 mit einem Radius von mehr als  $1^\circ$ . Diese Emission kann bislang nicht mit bekannten Objekten korreliert oder erklärt werden.

In dieser Arbeit wird ein neuer Ansatz zur Klärung der *Energiekrise* vorgestellt. Hierzu wird angenommen, dass die einzelnen Winde der massereichen Sterne innerhalb des Sternhaufens starke Turbulenzen erzeugen, die die kosmische Strahlung beschleunigen. Diese kosmischen Teilchen, hauptsächlich Protonen, entweichen infolgedessen aus dem Sternhaufen und erzeugen in der ionisierten Umgebung des Sternhaufens effizient Alfvén-Wellen. Diese sorgen für einen diffusen Transport mit einer Fließgeschwindigkeit, die der Alfvén-Geschwindigkeit entspricht.

Nachfolgend wird dieses Szenario erläutert, indem die folgenden Fragen beantwortet werden:

- (1) Was beschleunigt die Teilchen?
- (1) Welche Teilchen werden beschleunigt?
- (2) Warum ist die TeV-Emissionsregion ausgedehnt?

### 5.3.1 Was beschleunigt die Teilchen?

Beobachtungen im Röntgenbereich haben gezeigt, dass es im System Westerlund 1 keinen sich schnell ausbreitenden, kollektiven Sternhaufenwind gibt, wie ihn Modelle wie Weaver et al. (1977), Canto et al. (2000) oder Silich et al. (2005) voraussagen. Dies bedeutet, dass der Großteil der kinetischen Windenergie der Sterne in einem anderen Prozess verwendet wird.

Ein solcher Prozess ist in Dwarkadas (2008) vorgestellt. Dort zeigten zweidimensionale Simulationen, dass die Winde eines einzelnen massereichen O-Sterns starke Turbulenzen innerhalb der Windregion erzeugen können. Mit fortschreitender Ausdehnung der windgetriebenen Blase um den Stern wachsen diese Wirbel ebenfalls. Sie können miteinander verschmelzen und so an Größe gewinnen. Der Anteil der mechanischen Energie, die in die Erzeugung dieser Verwirbelungen geht, ist zeitabhängig. Während der O-Stern sich auf der Hauptreihe befindet, beträgt dieser Anteil etwa konstant zwei bis drei Prozent der mechanischen Energie und steigt langsam an. Vor Erreichen der WR-Phase beträgt er dann etwa 5%. Zu Beginn der WR-Phase steigt er sprunghaft an: bis zu 20% der kinetischen Energie aus den Winden eines einzelnen WR-Sterns gehen in die Erzeugung und das Wachsen von Turbulenzen und Wirbeln. Somit steht dieser Anteil nicht der radialen Ausbreitung des Sternwindes zur Verfügung.

In einem Sternhaufen wie Westerlund 1 mit mindestens 24 WR-Sternen und knapp 100 nachgewiesenen O-Sternen ist es durchaus möglich, dass sich mehr und größere Verwirbelungen bilden, wenn die Winde der einzelnen O- und WR-Sterne kollidieren. Solche Kollisionen zwischen Windfronten sollten das Entstehen neuer und das Miteinanderverschmelzen bestehender Verwirbelungen begünstigen. In diesem Szenario erscheint es plausibel, dass ein höherer Anteil als nur 20% der zur Verfügung stehenden mechanischen Windenergie im Sternhaufen in die Entwicklung dieser Wirbel geht. Dies würde erklären, warum sich keine beobachtbaren Schocks bilden, wie sie in Modellen wie in Weaver et al. (1977) vorausgesagt werden: es fehlt hierzu an kinetischer Energie, die in die Turbulenzen geht. In diesen Turbulenzen können Teilchen durch den Prozess *Fermi II* (siehe Kapitel 1) auf hohe Energien beschleunigt werden.

### 5.3.2 Welche Teilchen werden beschleunigt?

*Fermi II* ist ein langsamer Prozess, der keine Schockbeschleunigung benötigt. Dies favorisiert ein hadronisches Szenario, weil Elektronen relativ schnell über Synchrotronstrahlung oder inversen Comptoneffekt (IC) an Energie verlieren.<sup>12</sup> Über die Kühlzeit  $\tau_{pp}$  von Protonen im ISM lässt sich eine obere Grenze auf die Energie  $E_{KS}$  berechnen, die in den Protonen der kosmischen Strahlung

<sup>12</sup>Wenn ein hochenergetisches Elektron durch Magnetfelder abgelenkt wird, emittiert es ein hochenergetisches Photon (Synchrotronstrahlung). Beim inversen Comptoneffekt überträgt ein hochenergetisches Elektron seine Energie durch einen umgekehrten (inversen) Comptonprozess auf ein Photon der kosmischen Hintergrundstrahlung, das dann hochenergetisch wird.

gespeichert ist. Hierzu wird über Gleichung 5.1 in einem Energieintervall zwischen 10 GeV und 10 PeV die Leistung  $L_{HE}$  berechnet:

$$L_{HE} \approx 2.4 \cdot 10^{35} \left( \frac{d_{Wd1}}{4.27 \text{kpc}} \right)^2 \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (5.3)$$

mit der Kühlzeit der Protonen im ISM

$$\tau_{pp} \approx 1.4 \cdot 10^8 \left( \frac{\rho}{1 \rho_{ISM}} \right)^{-1} \text{ a} \quad (5.4)$$

ergibt sich die in den Protonen gespeicherte Energie  $E_{KS}$

$$E_{KS} \approx 1.1 \cdot 10^{51} \left( \frac{L_{HE}}{2.4 \cdot 10^{35} \text{ erg/s}} \right) \left( \frac{\tau_{pp}}{1.4 \cdot 10^8 \text{ a}} \right) \text{ erg} \quad (5.5)$$

Verglichen mit der gesamten kinetischen Energie in Westerlund 1 (siehe Tabelle 2.5) von  $E_{kin}^{Wd1} \approx 2 \cdot 10^{52}$  erg bedeutet dies, dass etwa 5.5% der kinetischen Energie von Westerlund 1 in die Beschleunigung von Protonen der kosmischen Strahlung geht.

Kothes & Dougherty (2007) schätzen die Masse in den beiden inneren Blasen B1 und B2 mit  $M_{B1,B2} \approx 350 M_{\odot}$  ab. Es ergibt sich hieraus eine höhere Dichte  $\rho'$  als im ISM

$$\rho' \approx 3.45 \cdot 10^{-23} \left( \frac{M_{B1,B2}}{350 M_{\odot}} \right) \left( \frac{R_{B2}}{5.5 \text{ pc}} \right)^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \quad (5.6)$$

$$\rho' \approx 20.6 \rho_{ISM} \quad (5.7)$$

Es wird angenommen, dass die Dichte mit größerer Entfernung  $r$  von Westerlund 1 mit  $r^{-2}$  abfällt. Die Dichte  $\rho'$  in der unmittelbaren Umgebung von Westerlund 1 lässt dann eine untere Grenze der gespeicherten Energie  $E'_{KS}$  motivieren. Es folgt über eine dementsprechend kürzere Kühlzeit der Protonen  $\tau'_{pp}$

$$\tau'_{pp} \approx 6.9 \cdot 10^6 \left( \frac{\rho}{20.6 \rho_{ISM}} \right)^{-1} \text{ a} \quad (5.8)$$

$$\Rightarrow E'_{KS} \approx 5.2 \cdot 10^{49} \left( \frac{L_{HE}}{2.4 \cdot 10^{35} \text{ erg/s}} \right) \left( \frac{\tau'_{pp}}{6.9 \cdot 10^6 \text{ a}} \right) \text{ erg} \quad (5.9)$$

Damit wären zwischen 0.3% und 5.5% der insgesamt zur Verfügung stehenden kinetischen Energie von Westerlund 1 in den Protonen der kosmischen Strahlung gespeichert.

### 5.3.3 Warum ist die TeV-Emissionsregion ausgedehnt?

Nach der Beschleunigung in den Turbulenzen über den Prozess *Fermi II* auf TeV-Energien entweichen die höherenergetischen Protonen aus dem Sternhaufen in eine Umgebung geringer Dichte. Dort ionisieren sie durch Stöße mit dem

ISM die Umgebung um Westerlund 1. Die relativistischen Protonen erzeugen dann in dieser vorwiegend ionisierten Umgebung Alfvén-Wellen. Diese Alfvén-Wellen haben die Eigenschaft, dass sie relativistische geladene Teilchen auf die Alfvén-Geschwindigkeit  $v_A$  abbremesen, indem diese Teilchen am Magnetfeld streuen, welches sie selbst induzieren (Longair 1994). Dies ist ein sehr effektiver Mechanismus. Solange die Alfvén-Wellen nicht, zum Beispiel durch Stöße mit neutralen Teilchen, an Energie verlieren und so gedämpft werden, schließen sie die Protonen lange ein (Longair 1994).

Für eine Dichte der ionisierten Masse  $\varrho_{\text{ion}}$  gleich der Dichte des ISM  $\varrho_{\text{ISM}}$ , einem Magnetfeld des ISM  $B_{\text{ISM}} = 3 \mu\text{G}$  (Longair 1994) ergibt sich eine Alfvén-Geschwindigkeit  $v_A$  von

$$v_A \approx 6.6 \left( \frac{\varrho_{\text{ion}}}{\varrho_{\text{ISM}}} \right)^{-1/2} \left( \frac{B}{3 \mu\text{G}} \right) \frac{\text{km}}{\text{s}} \quad (5.10)$$

Dieses Ergebnis ist in der gleichen Größenordnung wie die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der drei HI-Blasen nach Kothes & Dougherty (2007) B1 mit 5 km/s, B2 mit  $>5$  km/s und B3 mit 3 km/s, wie in Kapitel 2 beschrieben worden ist. Weiter unten wird eine Zeitabhängigkeit der Alfvén-Wellen im Zusammenhang mit der Evolution von Westerlund 1 diskutiert werden.

Mit der Geschwindigkeit der HI-Blasen kann ihre kinetische Energie berechnet werden. Diese muss groß genug sein, um die notwendige Volumenarbeit  $\Delta W = p\Delta V$  zu leisten. Die Blasen B1 und B2 werden zusammengefasst und für die Berechnung des Volumens der Blase B3 wird das Volumen einer Kugelschale der Dicke  $d_3 = 15$  pc verwendet.<sup>13</sup> Es folgt nun

$$E_{\text{kin}}^{1,2} \approx 8.7 \cdot 10^{46} \left( \frac{M_{\text{B1,B2}}}{350 M_{\odot}} \right) \left( \frac{v_{\text{B2}}}{5 \text{ km/s}} \right)^2 \text{ erg} \quad (5.11)$$

$$E_{\text{kin}}^3 \approx 1.7 \cdot 10^{47} \left( \frac{M_{\text{B3}}}{1.9 \cdot 10^3 M_{\odot}} \right) \left( \frac{v_{\text{B3}}}{3 \text{ km/s}} \right)^2 \text{ erg} \quad (5.12)$$

Unter der Annahme, dass das ideale Gasgesetz  $pV = nk_B T$  gilt, wobei  $k_B \approx 1.4 \cdot 10^{-23} \text{ K/T}$  die Boltzmann-Konstante ist und  $T = 10 \text{ K}$  gesetzt wird. Es ergibt sich somit der Druck des ISMs  $p_{\text{ISM}}$  zu

$$p_{\text{ISM}} \approx 1.4 \cdot 10^{-15} \left( \frac{\varrho}{1 \varrho_{\text{ISM}}} \right) \left( \frac{T}{10 \text{ K}} \right) \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \quad (5.13)$$

Für die verrichtete Volumenarbeit  $\Delta W_i = p_{\text{ISM}} \Delta V_i$  folgt daraus

$$\Delta W_{1,2} \approx 2.8 \cdot 10^{41} \left( \frac{\varrho}{1 \varrho_{\text{ISM}}} \right) \left( \frac{T}{10 \text{ K}} \right) \left( \frac{R_2}{5.5 \text{ pc}} \right)^3 \text{ erg} \quad (5.14)$$

$$\Delta W_3 \approx 3.2 \cdot 10^{43} \left( \frac{\varrho}{1 \varrho_{\text{ISM}}} \right) \left( \frac{T}{10 \text{ K}} \right) \left( \frac{R_3}{27.4 \text{ pc}} \right)^3 \text{ erg} \quad (5.15)$$

Die Energie, die in den Protonen der kosmischen Strahlung gespeichert ist, ist somit groß genug, um die zur Expansion notwendige Volumenarbeit zu leisten.

<sup>13</sup> $V = \frac{4\pi}{3} (3R_3^2 d_3 - 3R_3 d_3^2 + d_3^3)$

### 5.3.4 Konsistenzüberprüfung

Es folgt nun eine Konsistenzüberprüfung dieses Modells mit der Simulation von Dwarkadas (2008). Dort ist gezeigt, dass in der turbulenten Blase des WR-Sterns ein Druck von etwa  $10^{-11}$  dyn/cm<sup>2</sup> herrscht. Dies bedeutet hier, dass die kosmische Strahlung einen vergleichbaren Druck auf das ISM ausüben muss, um sich auszudehnen. Dieser Druck berechnet sich aus der Energiedichte  $U = E/V$  und lautet

$$p_{\text{KS}}^i = \frac{1}{3} \cdot \frac{E_{\text{KS}}}{V_i} \quad (5.16)$$

Der Druck, den die kosmische Strahlung zusammen in der Blase B1 und B2 ( $p_{\text{KS}}^{1,2}$ ) und der in der Blase B3 ( $p_{\text{KS}}^3$ ) aufbringt, ergibt sich zu:

$$8.5 \cdot 10^{-10} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \leq p_{\text{KS}}^{1,2} \leq 1.8 \cdot 10^{-8} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \quad (5.17)$$

$$7.5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \leq p_{\text{KS}}^3 \leq 1.6 \cdot 10^{-10} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \quad (5.18)$$

Innerhalb der Intervalle, die durch eine untere und obere Abschätzung der Teilchendichte gegeben ist, ist dies konsistent mit dem Modell in Dwarkadas (2008).

Hiermit ist nun ein Modell vorgestellt, um die Erzeugung der beobachteten Emission qualitativ widerzugeben (siehe auch Abbildung 5.16). Etwa  $10^{52}$  erg werden von den massiven stellaren Objekten an kinetischer Energie bereitgestellt. Der Großteil der kinetischen Energie geht in nicht-radiale Bewegungen wie Verwirbelungen und Turbulenzen (Region A). Circa 0.3% bis 5.5% davon gehen in die Beschleunigung der kosmischen Strahlung. Die einzelnen, sich ausbreitenden schalenartigen Strukturen, beobachtet in der Verteilung von HI in Kothes & Dougherty (2007), stellen das Einsetzen einzelner Ereignisse dar. So könnte die große Blase B3 durch die kosmische Strahlung entstanden sein, die sich seit Beginn des Sternhaufens in Alfvén-Wellen bewegt. Die starke Emission im Norden von Westerlund 1 könnte entstehen, weil die Protonen nun auf ein dichteres, neutrales Medium treffen. Blase B2 wäre mit dem Einsetzen der Wolf-Rayet-Phase der beobachteten 24 WR-Sterne in Verbindung zu bringen. Blase 1 könnte durch Alfvén-Wellen beschrieben werden, die durch eine ereignete Supernova initiiert worden sind. Hierbei ist es auch möglich, dass das Szenario für Blase 1 und Blase 2 genau umgekehrt sein könnte, da es nach Crowther (2007) nicht ausgeschlossen ist, dass massereiche O-Sterne schon während der Phase als leuchtkräftiger blauer Variabler in einer Supernova enden können.

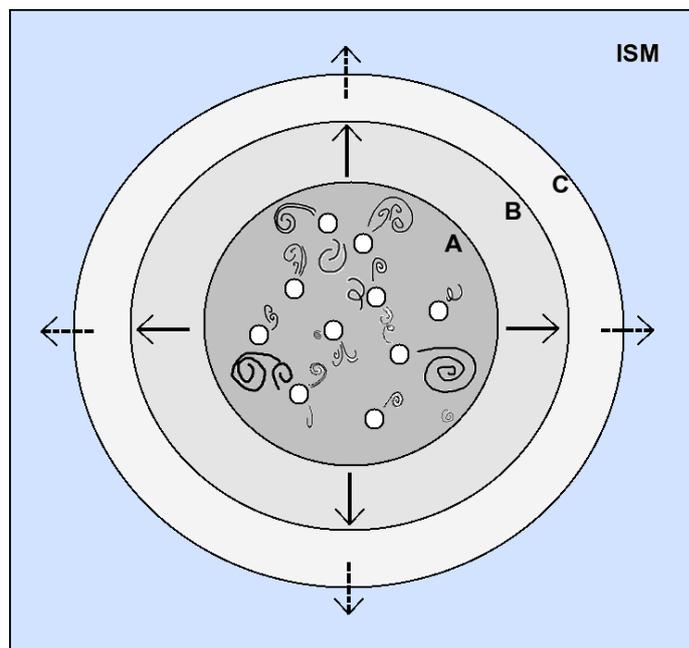


Abbildung 5.16: Prinzipielle Darstellung der durch Turbulenzen geprägten Umgebung von Westerlund 1. Innerhalb des Sternhaufens (A) bilden sich Verwirbelungen und Turbulenzen in den Sternwinden, so dass ein nicht vernachlässigbarer Anteil hiervon in nicht-radiale Bewegung geht und für Beschleunigung von kosmischer Strahlung innerhalb dieser Wirbel nach *Fermi 2* sorgt. Die höherenergetischen Protonen entweichen aus dem Sternhaufen und diffundieren in selbsterzeugten Alfvén-Wellen ins ISM, hierbei sind unterschiedliche Phasen der Sternentwicklung bzw. des Sternhaufens durch das Einsetzen neuer Alfvén-Wellen sichtbar (B und C).



# Kapitel 6

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden neue Beobachtungsdaten des H·E·S·S.-Experiments von den drei Sternhaufen Westerlund 1, Westerlund 2 und NGC 6242 analysiert und ein neues Spektrum des Krebsnebels erstellt.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit lag in der Analyse und Interpretation von Westerlund 1 im Hinblick auf die *Energiekrise* und in der Entwicklung eines neuen Datenselektionskriteriums.

### Der Optische-Effizienz-Schnitt

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in Kapitel 4 eine verbesserte Datenselektion entwickelt. Sie bedient sich der Messung von Müonen aus dem hadronischen Untergrund, die ab 350 m über den Teleskopen Cherenkov-Licht emittieren. Diese Müonen werden im H·E·S·S.-Experiment dazu genutzt, um die Effizienz des Teleskopsystems zur Korrektur des Photonenflusses zu berechnen.

Der langfristige Trend, der sich aus dem Verlauf der relativen Effizienz ergibt, zeigt, dass die ursprüngliche untere Energieschwelle im Zenit von 100 GeV aufgrund von Alterungsprozessen des Experiments seit April 2004 um 30% gestiegen ist und nunmehr bei etwa 130 GeV liegt. Fluktuationen dieses Trends sind hauptsächlich der variierenden Transparenz der Atmosphäre über den Teleskopen geschuldet.

Im Gegensatz zu der stark fluktuierenden Systemtriggerrate erweist sich eine über die Teleskopeffizienz bestimmte Rate als stabil und daher als einen gut geeigneten Richtwert, um die Qualität eines *Runs* zu bestimmen. Der Optische-Effizienz-Schnitt diente in dieser Arbeit dazu, die Datenselektion zu verbessern, indem Beobachtungen anhand der resultierenden Vergleichsrate aussortiert wurden.

Ein Vergleich dieser neuen Datenselektion mit der Standarddatenselektion im H·E·S·S.-Experiment ist anhand des differentiellen Energiespektrums des Krebsnebels im Anhang (Kapitel C) gezeigt. Dort ist gezeigt, dass bei Energien kleiner 8 TeV die Ergebnisse aus Khélifi et al. (2007) reproduziert werden, bei höheren Energien jedoch kein früher exponentieller Abbruch zu sehen ist und die Daten hier eher dem in Aharonian et al. (2004) modellierten IC-Fluss

folgen, der bei hohen Energien weicher wird.

**Ausblick** Hinsichtlich eines absoluten Vergleichs der Spektren muss angemerkt werden, dass unterschiedliche Rekonstruktions- und Analyseprogramme verwendet wurden. Deswegen erscheinen weitere Untersuchungen sinnvoll. Eine Implementierung des Optischen-Effizienz-Schnittes im Rahmen der Standarddatenselektion wäre zudem ein konsequenter Schritt, eine qualitativ bessere Datenselektion durch Ausschluss von Beobachtungen unter schlechten atmosphärischen Bedingungen zu gewährleisten, die beim Erstellen von Energiespektren beachtet werden müssen.

## Westerlund 1

In Kapitel 2 wurde von der fehlenden Energie aus Beobachtungen mit *Chandra* im System Westerlund 1 berichtet. Dort wurde beschrieben, dass die gemessene Luminosität im Röntgenbereich im Vergleich zu der zur Verfügung stehenden Energie bereitgestellt durch die massiven stellaren Objekte zu gering ist. Radio-Beobachtungen zeigen das Vorhandensein von drei sich langsam ausbreitenden, schalenartigen Strukturen (Blasen), die sich durch einen Mangel an neutralem Wasserstoff im Geschwindigkeitsraum bemerkbar machen.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass diese Blasen nicht primär durch Sternwinde oder durch Supernovae getrieben worden sein können. Die in Kothés & Dougherty (2007) bestimmte Distanz von Westerlund 1 von etwa 3.9 kpc wird unter Benutzung einer größeren Distanz zum galaktischen Zentrum auf  $d_{\text{Wd1}} = (4.27 \pm 0.77) \text{ kpc}$  bestimmt. Die Analyse der H·E·S·S-Daten führte zum Nachweis einer stark ausgedehnten TeV-Emissionsregion um Westerlund 1 mit  $8.3 \sigma$ . Das Spektrum lässt sich mit einem einfachen Potenzgesetz mit  $\Gamma = 2.02 \pm 0.16$  beschreiben. Die hierüber bestimmte Luminosität von etwa  $10^{34} \text{ erg/s}$  zeigt, dass etwa  $10^5$  an erwarteter Leistung durch stellare Winde der Wolf-Rayet- und O-Sterne fehlen.

Der in dieser Arbeit vorgestellte Ansatz basiert auf einer 2D-Simulation von Dwarkadas (2008), in der für einen einzelnen WR-Stern die Ausprägung von Turbulenzen in den Winden modelliert wurden. Dort wurde gezeigt, dass 20% der kinetischen Energie in die Erzeugung und Entwicklung dieser Verwirbelungen geht. Bezogen auf Westerlund 1 und seine vielen massiven Sterne bedeutet dies, dass diese Turbulenzen innerhalb des Sternhaufens einen klassischen, kollektiven Sternhaufenwind verhindern, weil ein großer Anteil der kinetischen Windenergie in diese Verwirbelungen geht.

In diesen Turbulenzen können kosmische Teilchen nach *Fermi 2* beschleunigt werden. Dies ist ein langsamer Prozess, so dass nur Protonen beschleunigt werden, da Elektronen schnell an Energie verlieren. Die höherenergetischen Teilchen verlassen Westerlund 1. Sie ionisieren das ISM durch Stöße und erzeugen Alfvén-Wellen. An diesen streuen sie selbst und werden effektiv lange

in ihnen gehalten, während sie mit der Alfvén-Geschwindigkeit ins ISM diffundieren. Diese Alfvén-Wellen manifestieren sich in den in Kothes & Dougherty (2007) beobachteten HI-Blasen. Dieser Mechanismus ist zeitabhängig und mit der Evolution in Westerlund 1 verknüpft.

**Ausblick** Dieses hier vorgestellte Modell basiert auf Turbulenzen in den Sternwinden innerhalb des Sternhaufens und Stoßionisationsprozesse zwischen neutralen Teilchen und der beschleunigten Protonen. Bisher gibt es aus Beobachtungen keinen Hinweis auf solche Verwirbelungen. Unter Umständen könnten bestimmte Emissionslinien (z.B. von  $H_3^+$ ) auf jene Ionisationsvorgänge hindeuten. Welche Methoden sich als aussichtsreich erweisen werden, kann hier nicht abgeschätzt werden. 3D-Simulationen analog zu Dwarkadas (2008) wären zudem ein hilfreiches Instrumentarium.

Insgesamt ist ein Verständnis von Westerlund 1 im Hinblick auf ähnliche Regionen wichtig. Zu nennen sind hier die Regionen in der Großen Magellanschen Wolke summiert in Maddox et al. (2009): 30 Dor C, DEM L192 und N11. Dies zeigt, dass Westerlund 1 – als einzige galaktische Region in dieser Aufzählung – kein Einzelfall ist. Um Westerlund 1 ist die Diskrepanz zwischen der zur Verfügung stehenden Windenergie und ihrer beobachteten Auswirkung auf das ISM am größten, so dass diesem System eine Schlüsselrolle zuteil kommt.

## NGC 6242 und Westerlund 2

Die Analyse von NGC 6242 (Anhang A) zeigte keinen signifikanten TeV-Exzess. Aufgrund des hohen Alters dieses Sternhaufens ist dies zu erwarten, da Schockbeschleunigung in Supernova-Überresten und Wind-Wind-Interaktionen keine Rolle mehr spielen sollten (Oskinova 2005). Die Analyse ergab mit einer Signifikanz von  $2.4\sigma$  ein Hinweis auf eine Emissionsregion, die räumlich mit dem Mikroquasar GRO J1655-40 korreliert scheint.

Die Analyse neuerer Daten zu Westerlund 2 zeigte eine ausgedehnte Emissionsregion, die im Maximum etwa  $13\sigma$  besitzt. Eine Parametrisierung des Spektrums erfolgte durch ein einfaches Potenzgesetz mit  $\Gamma = 2.22 \pm 0.14$ . Wie in Aharonian et al. (2007) ist das Maximum der Emission räumlich von WR 20a separiert. Während die Lage der Emissionsregion bislang nicht zufriedenstellend geklärt ist, kann im Rahmen einer aufgestellten Energiebilanz der stellaren Objekte von Westerlund 2 die beobachtete Emission erklärt werden (Manolakou et al. 2007, Reimer et al. 2007). Nach Fukui et al. (2009) scheinen weitere Mechanismen als nur stellare Winde des Sternhaufens eine Rolle zu spielen.

**Ausblick** Im Rahmen dieser Arbeit war es nicht möglich, NGC 6242 und Westerlund 2 ausführlicher zu behandeln. So wäre es zum Beispiel wünschens-

wert, nach Korrelationen in anderen Energiebereichen zu suchen. Insbesondere sollte die Region um NGC 6242 für etwa zehn weitere Stunden mit den H.E.S.S.-Teleskopen beobachtet werden, um die vermutete TeV-Emissionsregion weiter zu untersuchen.

## Sternwindinduzierte Schockbeschleunigung

Während das Fehlen einer beobachtbaren TeV-Emission aus NGC 6242 ist im Rahmen von Modellen wie Oskinova (2005) durch das hohe Alter dieses Sternhaufens erklärt werden kann, zeigt sich anhand der hier analysierten Daten von Westerlund 1 und Westerlund 2, dass das eingangs vorgestellte Bild einer sternwindinduzierten Schockbeschleunigung zu TeV-Energien und höher zu vereinfacht ist. Trotz der vielen massereichen Sterne und ihren starken Winden ist kein signifikantes Signal aus dem eigentlichen Sternhaufen Westerlund 1 zu sehen. Mehrere Emissionsregionen in einem Radius von etwa 75 pc Entfernung scheinen diesen Sternhaufen zu umgeben. In Westerlund 2 ist zwar eine starke TeV-Emission zu beobachten, doch korreliert das Maximum der Emission nicht mit WR 20a – dem massereichsten Doppel-(WR-)Sternsystem der Milchstraße.

Dies zeigt, dass Mechanismen hier eine Rolle spielen, die die Ausprägung eines kollektiven Sternwindes beeinflussen. In dieser Arbeit wurde anhand der Diskussion um Westerlund 1 ein solcher Mechanismus vorgestellt. Unter Umständen sind hierzu weitere Beobachtungen von Sternhaufen gleichen Alters und auch gleicher Masse notwendig, um die Frage nach Beschleunigung in Sternwinden zu hohen Energien zu beantworten.

# Anhang A

## NGC 6242 und GRO J1655-40

Der Sternhaufen NGC 6242 ist etwa  $40.6 \times 10^6$  Jahre alt und befindet sich in einer Distanz von etwa  $\sim 1$  kpc von der Sonne (Foellmi et al. 2006). Die Ausdehnung des inneren Kerns des Sternhaufens, dessen Masse noch nicht bestimmt ist, wird nach Kharchenko et al. (2005) mit 1.98 pc angegeben, die maximale Ausdehnung mit etwa 6.4 pc. Mit diesem alten Sternhaufen ist der Mikroquasar GRO J1655-40 assoziiert; dies lässt sich aus seiner Bewegungsrichtung ableiten, da eine Umkehr der Bewegungsrichtung auf den Sternhaufen zeigt. Dieser Mikroquasar besteht aus einem schwarzen Loch der Masse (5 - 7)  $M_{\odot}$ , dessen stellarer Vorgänger eine Masse zwischen 25  $M_{\odot}$  und 40  $M_{\odot}$  gehabt haben muss und aus einem Stern der Spektralklasse F6IV und der Masse 2.3  $M_{\odot}$  (Combi et al. 2007). Die Ausstoßung vom Sternhaufen NGC 6242 wäre demnach vor etwa  $\sim 6.6 \times 10^5$  Jahren geschehen (Foellmi et al. 2006). GRO J1655-40 ist knapp 100 pc näher an der Sonne als NGC 6242 und bewegt sich mit einer Geschwindigkeit  $v_{\text{Flucht}} = (112 \pm 18)$  km/s vom Sternhaufen fort.

### A.1 Selektion und Analyse

Aus den schon in Abschnitt 3.2.4 und Kapitel 4 vorgestellten Selektionsparametern wurde ein Datensatz mit etwa 12 h an totzeitkorrigierter Beobachtungszeit erstellt. Dieser wurde mit den Standard- und den *harten* Schnitten analysiert und je eine Himmelskarte erstellt. Hierbei wurde der Radius der Quellregion mit  $\theta_{\text{STD}}^2 = 0.015 \text{ Grad}^2$  (Standard) bzw. als  $\theta_{\text{hart}}^2 = 0.01 \text{ Grad}^2$  (*hart*) festgelegt.

Ein erster Blick auf die Himmelskarten zeigt keinen signifikanten Exzess an der Stelle des Sternhaufens NGC 6242 (Abbildung A.1). Stattdessen ist ein Überschuss an Ereignissen unweit von NGC 6242 erkennbar. Dieser Exzess wird statt des Sternhaufens NGC 6242 Gegenstand der weitergehenden Analyse.

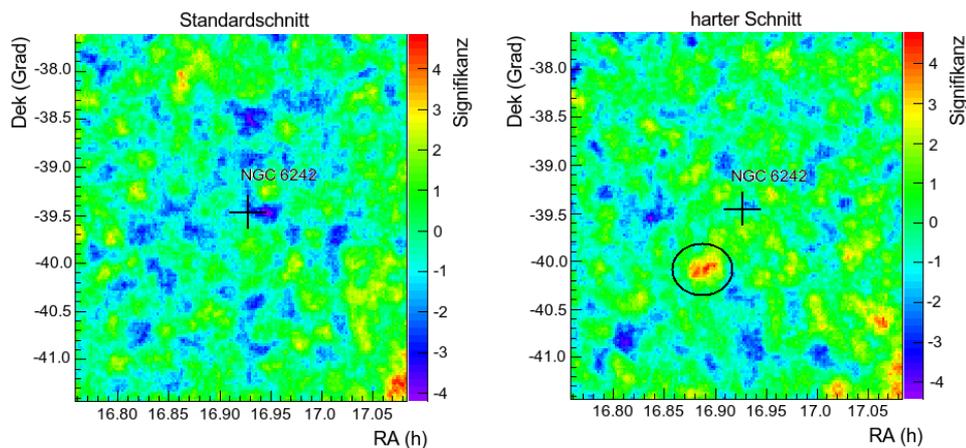


Abbildung A.1: Himmelskarte gewonnen durch Bestimmung des Untergrundes durch das *Template*-Modell. Markiert ist mit dem schwarzen Punkt die Zielposition NGC 6242. Links: Himmelskarte mit den Standardschnitten für eine Punktquellenanalyse ( $Amp > 80$  P.E. und  $\theta^2 = 0.015$  Grad<sup>2</sup>). Rechts: Himmelskarte mit den *harten* Schnitten ( $Amp > 200$  P.E. und  $\theta^2 = 0.01$  Grad<sup>2</sup>); der Kreis markiert ein mögliches Signal in der Nähe von NGC 6242.

## A.2 Mögliches Signal nahe NGC 6242

Signal-Datenselektion	Kriterium	# <i>Runs</i>
Selektion 1	$Wobble \leq 2.5^\circ$	42
Selektion 2	$N_{\text{Tel}} \geq 3$	32
Selektion 3	Optischer-Effizienz-Schnitt	30
Selektion 4	$Rate_{\text{sys}}$ -Fluktuation	27

Tabelle A.1: Der Gesamtdatensatz (Selektion 1) umfasst 42 Beobachtungsläufe für den möglichen Hinweis auf ein TeV-Signal nahe NGC 6242 bis zu einer *Wobble*-Distanz von  $2.5^\circ$ . Die Standarddatenselektion ergibt 32 *Runs* (Selektion 2) mit mindestens drei aktiven Teleskopen. Selektion 3 mit 30 *Runs* resultiert nach dem Effizienz-Schnitt und Selektion 4 stellt den von starken Fluktuationen in der Systemtriggerrate  $Rate_{\text{sys}}$  bereinigten Datensatz von nunmehr 27 *Runs* dar.

Mit dem bereits oben vorgestellten Datensatz wird die Analyse für das Signal mit den Koordinaten ( $253.33^\circ$ ,  $-40.07^\circ$ ) mit den harten Schnitten wiederholt.

Kein TeV-Signal im Gesichtsfeld (Nullhypothese) würde bedeuten, dass die Gauß-Verteilung einen Schwerpunkt  $S = 0$  hätte mit einer Abweichung von  $1 \sigma$ . Den mögliche Exzess erkennt man in der Gaußkurve in Abbildung A.2 an dem Überhang zu höheren Signifikanzen bis hin zu etwa  $5 \sigma$ .

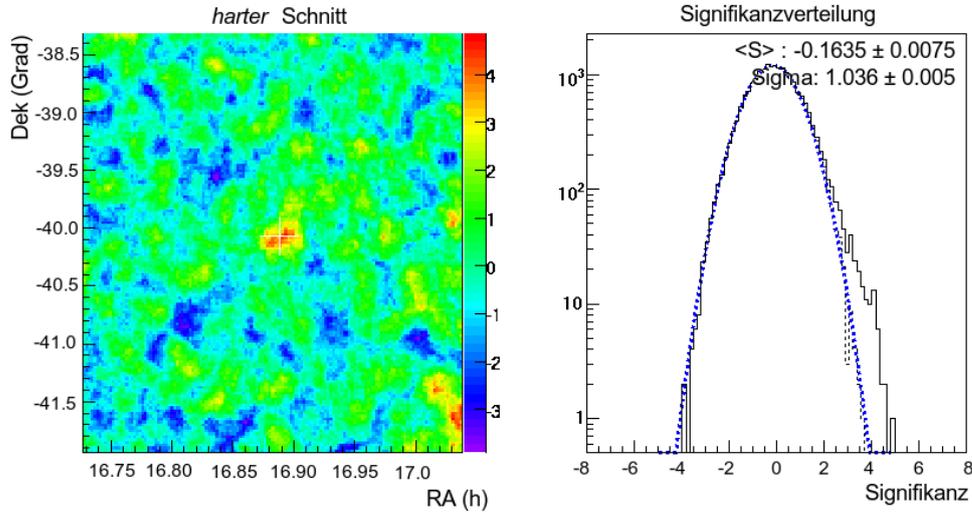


Abbildung A.2: Himmelskarte gewonnen durch Bestimmung des Untergrundes durch das *Template*-Modell. Markiert ist mit dem weißen Kreuz die Position des möglichen Signals. Links: Himmelskarte mit den *harten* Schnitten. Rechts: Signifikanzverteilung des möglichen Signals nahe NGC 6242.

### A.3 Interpretation

In Abbildung A.3 ist ein Ausschnitt der *MSX*- $8.28^1\mu\text{m}$ -Himmelskarte um GRO J1655-40 gezeigt (Price et al. 2000). Darüber sind die Signifikanzkonturen (3.0, 3.5, 4.0, 4.5) des TeV-Exzesses eingezeichnet. Eine Korrelation zwischen der *MSX*-Himmelskarte und dem Exzess ist nicht zu beobachten. Dies bestätigt, dass im Sternhaufen NGC 6242 kaum Materie mehr vorhanden ist, um massereiche Sterne zu bilden. Die Himmelskarte dient der Illustration. Wie oben beschrieben, bewegt sich der Mikroquasar von dem Sternhaufen fort. Bei Betrachtung der Abbildung fällt auf, dass der Hinweis auf ein Signal in Bewegungsrichtung des Mikroquasars liegt. Zwar besteht ebenso keine Korrelation zur Jetrichtung<sup>2</sup>, doch liegt die mögliche TeV-Emissionsregion in Richtung eines gedacht gespiegelten Jets, den man aus Impulserhaltungsgründen oder Symmetrieüberlegungen vermuten könnte und der womöglich vom Beobachter wegzeigt und daher nicht detektiert wurde.

Der mögliche TeV- $\gamma$ -Überschuss ist bislang noch nicht bemerkt worden. Die Signifikanz ist zu niedrig, um als neue Detektion eines Emissionsgebietes bezeichnet werden zu können.<sup>3</sup> An dieser Stelle sind weitere Stunden an Beobachtungszeit nötig, die die Gesamtbeobachtungszeit von knapp 10h auf mindestens 20 h erhöhen. Erst dann ist eine qualitativ höherwertige Bewertung möglich, wenn hierdurch eine Signifikanz von etwa  $5\sigma$  erreicht werden könnte.

<sup>1</sup>Emission bei  $8.28\mu\text{m}$  sind ein mögliches Indiz für Sternentstehungsgebiete.

<sup>2</sup>Jetrichtung bestimmt in Tingay et al. (1995).

<sup>3</sup>Nach Anwendung sogenannter (statistischer) *Trial*-Faktoren verringert sich die Signifikanz.

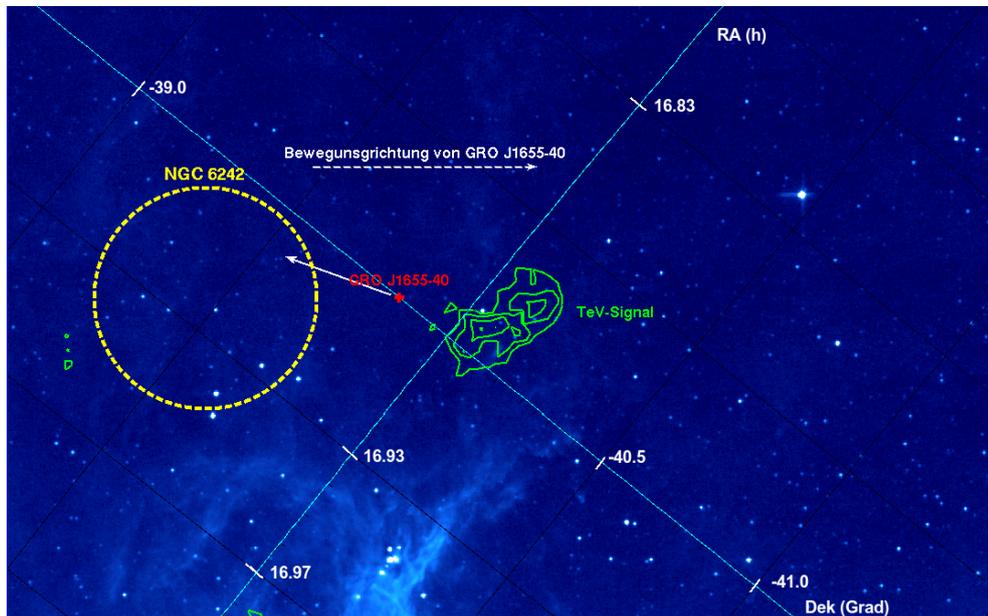


Abbildung A.3: *MSX*-8.28 $\mu\text{m}$ -Himmelskarte mit dem möglichen TeV-Exzess und seinen Konturen 3, 3.5, 4, 4.5 (grüne Konturen). Der Sternhaufen ist in seiner maximalen Größe (gelb gestrichelter Kreis) eingezeichnet als auch der Mikroquasar GRO J1655-40 (rotes Kreuz) mitsamt seiner Bewegungsrichtung (gestrichelter weißer Pfeil) und die Richtung des Jets (weißer Pfeil). Man beachte, dass das Koordinatensystem im Vergleich zu den Himmelskarten vorher gedreht ist.

Ein Vergleich von weiteren Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen könnte überdies das Gebiet der Emission eventuell mit bekannten Quellen oder Quellregionen in Verbindung setzen. Dem im Rahmen dieser Arbeit dezidiert nachzugehen war nicht möglich.

## Anhang B

### Westerlund 2 / WR 20a

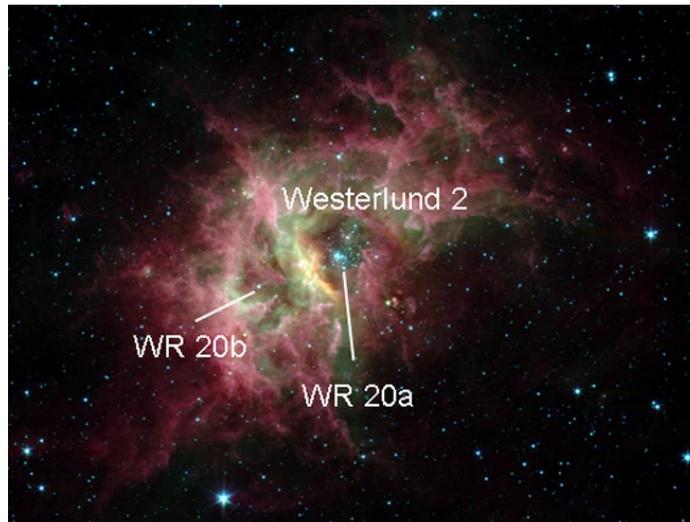


Abbildung B.1: Aufnahme des Infrarot-Teleskops Spitzer von Westerlund 2. Zu sehen ist die große HII-Region RCW 49, in dessen Mitte Westerlund 2 liegt. Markiert ist zudem die Position der beiden markanten Wolf-Rayet-Sterne: das Binärsystem WR 20a sowie WR 20b. Abbildung entnommen aus [www.space.com](http://www.space.com).

Der junge Sternhaufen Westerlund 2 befindet sich im Zentrum der großen HII-Region RCW 49 am äußeren Rand des Carina-Arms der Milchstraße in einer Distanz von  $(8.0 \pm 1.4)$  kpc (Rauw et al. 2007) mit einem Alter von  $(1 - 2) \times 10^6$  Jahren. Seine Masse wird in Fukui et al. (2009) mit  $4.5 \times 10^3 M_{\odot}$  angegeben. Neben neben zwölf massereichen Sternen der Spektralklasse O3 bis O7 sind weitere zwölf als O-Stern-Kandidaten klassifiziert worden und mit Westerlund 2 assoziiert (Nazé et al. 2008). Die beiden prominentesten stellaren Objekte sind WR 20a und WR 20b (siehe Abbildung B.1). WR 20a ist ein Doppelsystem aus zwei Wolf-Rayet-Sternen des Typs WN und hat eine Masse von  $(83 \pm 5) M_{\odot}$  respektive  $(82 \pm 5) M_{\odot}$ , wobei beide Sterne sich noch nahe der Hauptreihe im HRD befinden (Reimer et al. 2007). WR 20b ist ein Wolf-Rayet-

Stern, über den wenig bislang bekannt ist (Nazé et al. 2008). Beide Objekte haben gemein, dass um sie herum im Radiobereich je eine Blase erkennbar ist, die durch die Winde von WR 20a und WR 20b getrieben worden sind. Für WR 20a lässt sich die Windgeschwindigkeit mit  $v_{\text{WR20a}} \approx 10^3$  km/s und der Massenverlust mit  $\dot{M} = 8.5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{a}$  angeben (Nazé et al. 2008).

Wd2-Datenselektion	Kriterium	# <i>Runs</i>
Selektion 1	$Wobble \leq 2.5^{\circ}$	91
Selektion 2	$N_{\text{Tel}} \geq 3$	65
Selektion 3	Optischer-Effizienz-Schnitt	64
Selektion 4	$Rate_{\text{sys}}$ -Fluktuation	61

Tabelle B.1: Der Gesamtdatensatz (Selektion 1) umfasst 91 Beobachtungsläufe Westerlund 2 bis zu einer *Wobble*-Distanz von  $2.5^{\circ}$ . Die Standarddatenselektion ergibt 65 *Runs* (Selektion 2) mit mindestens drei aktiven Teleskopen. Selektion 3 mit 64 *Runs* resultiert nach dem Optischen-Effizienz-Schnitt und Selektion 4 stellt den von starken Fluktuationen in der Systemtriggerrate  $Rate_{\text{sys}}$  bereinigten Datensatz von nunmehr 61 *Runs* dar.

Am hier verwandten Datensatz mit etwa 26 h an totzeitkorrigierter Beobachtungszeit wurde die Standardpunktquellenanalyse mit den Standard- ( $\theta_{\text{STD}}^2 = 0.015 \text{ Grad}^2$  und  $Amp > 80 \text{ P.E.}$ ) und den *harten* Schnitten ( $\theta_{\text{hart}}^2 = 0.01 \text{ Grad}^2$  und  $Amp > 200 \text{ P.E.}$ ) durchgeführt. Der *harte* Schnitt führt zu einer Gesamtsignifikanz von  $\sim 6.6 \sigma$ . Da die Gesamtsignifikanz des Datensatzes nach angewandten Standardschnitten etwa  $9 \sigma$  ergibt, wird im Folgenden mit einem Bildamplitudenschnitt von  $Amp > 80 \text{ P.E.}$  gearbeitet.

Die Verteilung dieses Signals gegen den quadrierten Winkel  $\theta^2$  deutet eine ausgedehnte Emissionsregion an (siehe Abbildung B.2), so dass zur Erstellung des Spektrums und zur Erstellung einer Himmelskarte unterschiedlich große ON-Regionen gewählt werden müssen. In Abbildung B.2 ist mit der roten Linie der  $\theta^2$ -Wert für das Spektrum ( $0.2 \text{ Grad}^2$ ) und mit der blauen Linie jener für die Himmelskarte ( $0.25 \text{ Grad}^2$ ) eingezeichnet, die beide weiter unten präsentiert werden.

## B.1 Spektrum

Aufgrund der Ausdehnung der Emissionsregion wird mit nur einer gespiegelten OFF-Region gearbeitet. Wegen der bekannten Einschränkungen im *Wobble*-Modus wird zudem auf zwei *Runs* aus dem oben vorgestellten Datensatz verzichtet.<sup>1</sup> In Tabelle B.2 sind die Parameter des Datensatzes zur Gewinnung des Spektrums gelistet. Wie zu erwarten, ist die Gesamtsignifikanz aufgrund der nur einen OFF-Region niedriger.<sup>2</sup>

Das erhaltene differenzielle Energiespektrum lässt sich am besten mit einem einfachen Potenzgesetz mit  $\Gamma = 2.22 \pm 0.14$  beschreiben (siehe Abbildung

<sup>1</sup>ON- und OFF-Region überlappen sich.

<sup>2</sup>In der Standardpunktquellenanalyse wurden elf gespiegelte OFF-Regionen verwendet.

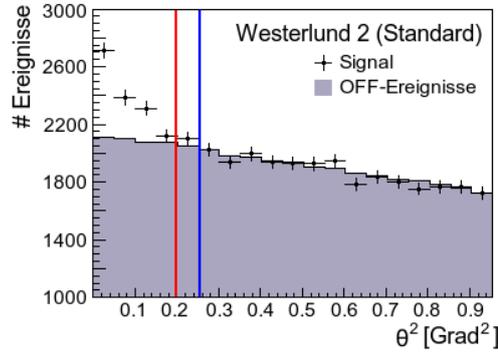


Abbildung B.2: Verteilung des Signals (Datenpunkte) gegen den quadrierten Winkel  $\theta^2$  aus der Standardpunktquellenanalyse über dem Untergrund (lilafarbenes Histogramm) zur Bestimmung der Ausdehnung der ON-Region für die Erstellung des differentiellen Spektrums und der TeV-Himmelskarte. Bei einem Wert von  $0.2 \text{ Grad}^2$  (rote Linie) wird der Großteil des Signals zur Erstellung des Spektrums verwendet. Bei  $0.25 \text{ Grad}^2$  ist in etwa der gesamte Exzess beinhaltet, da hiernach nur noch Fluktuationen zu beobachten sind.

Datensatz zur Erstellung des Spektrums	
Radius $\theta^2$ [Grad <sup>2</sup> ]	0.2
Bildamplitude $Amp$ [P.E.]	>80
Anzahl $Runs$	59
Anzahl ON-Ereignisse	9030
Anzahl OFF-Ereignisse	8012
$\alpha$ -Faktor	1.0
$\gamma$ -Exzess	1018
Signifikanz $\sigma$	7.8
Beobachtungszeit [h]	25.76
$\langle z \rangle$ [°]	38.49
$z$ -Intervall [°]	(33.2, 52.7)

Tabelle B.2: Datensatz zur Erstellung des Spektrums von Westerlund 2. Gelistet ist der  $\theta^2$ -Wert, der Bildamplitudenschnitt  $Amp$ , die Anzahl der  $Runs$  sowie die zur Bestimmung der Signifikanz  $\sigma$  und des  $\gamma$ -Exzesses notwendigen Werte zu den ON- und OFF-Ereignissen und der  $\alpha$ -Faktor. Angegeben ist zudem die totzeitkorrigierte Beobachtungszeit und das Zenitwinkel-Intervall, aus dem der durchschnittliche Zenitwinkel  $\langle z \rangle$  bestimmt wurde.

B.3). Dieses Ergebnis ist weicher als das in Aharonian et al. (2007) publizierte Spektrum mit  $\Gamma = 2.53 \pm 0.16$ , doch sind die beide Resultate innerhalb der statistischen und systematischen Fehler miteinander vereinbar. Zu bemerken ist, dass dort mit einer etwas kleineren ON-Region ( $\theta = 0.39^\circ$ ) gearbeitet wurde als in dieser Arbeit ( $\theta \approx 0.447^\circ$ ). Des Weiteren beinhaltete der Datensatz analysiert in Aharonian et al. (2007) nur etwa 13 h. Das Ergebnis der Anpassung

dieser Arbeit ist in Tabelle B.3 aufgelistet.

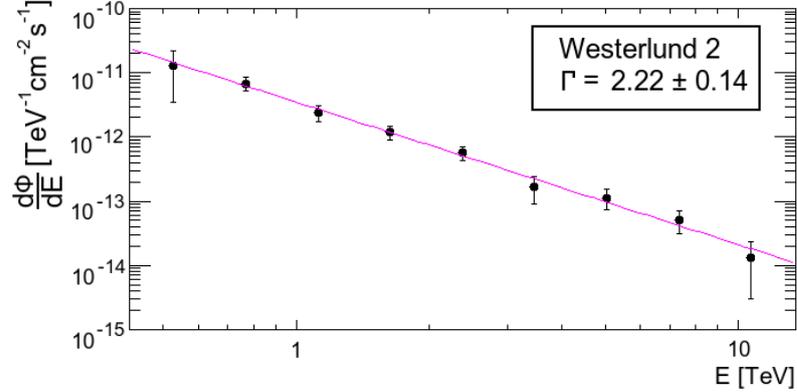


Abbildung B.3: Differenzielles Energiespektrum von Westerlund 2 parametrisiert durch ein einfaches Potenzgesetz mit  $\Gamma = 2.22$ . Es gingen nur diejenigen Energieintervalle ein, deren Signifikanz mindestens  $1\sigma$  betrug.

Ergebnis der Anpassung	
$\Gamma$	$2.22 \pm 0.14$
$\Phi_0$ [ $10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ]	$3.5 \pm 0.5$
$\Phi(> 1 \text{ TeV})$ [ $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	$2.86 \pm 0.53$
$\chi^2/A.d.F.$	1.744/7
<b>P</b>	0.97

Tabelle B.3: Ergebnis der Parametrisierung des differentiellen Energiespektrums von Westerlund 2. Das Potenzverhalten ist  $\Gamma$ .  $\Phi_0$  ist die Flussnormierung und  $\Phi$  der integrale Fluss oberhalb von 1 TeV.  $\chi^2$ /Anzahl der Freiheitsgrade sowie Wahrscheinlichkeit **P** stellen die Güte der Anpassung an die Daten dar.

## B.2 TeV-Himmelskarte

Im Gegensatz zum Spektrum kann bei der Erstellung der Himmelskarte eine größere ON-Region verwendet werden; diese ist wie oben beschrieben  $\theta^2 = 0.25 \text{ Grad}^2$  (bzw.  $\theta = 0.5 \text{ Grad}$ ). Der Integrationsradius der Himmelskarte aus korrelierten Segmenten ist  $\theta_{\text{int}} = 0.2^\circ$ . In Abbildung B.4 ist die hieraus resultierende TeV-Himmelskarte gezeigt. Eingezeichnet auf dieser Exzess-Karte sind die Signifikanzkonturen  $5\sigma$  bis  $13\sigma$  in  $2\sigma$ -Intervallen. Das grüne Kreuz stellt die Position von WR 20a dar. Der schwarze Punkt entspricht  $13\sigma$  und ist räumlich separiert von dem Doppel-WR-System und somit am Rand von Westerlund 2. Dies die TeV- $\gamma$ -Quelle H.E.S.S. J1023-575, deren Detektion durch das H.E.S.S.-Experiment 2007 geschehen ist (Aharonian et al. 2007).

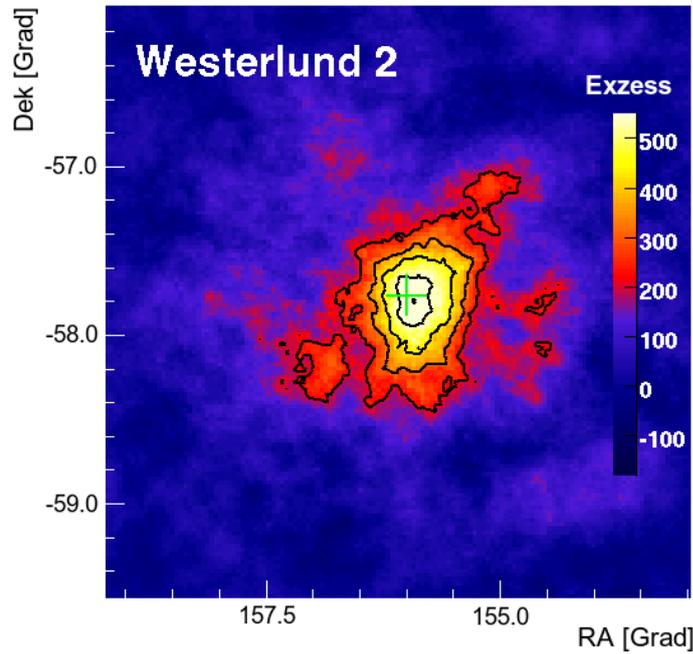


Abbildung B.4: Die TeV-Himmelskarte aus den mit dem H.E.S.S.-Experiment unternommenen Beobachtungen von Westerlund 2 bzw. des Doppel-WR-Systems WR 20a (grünes Kreuz). Die Bestimmung des Untergrundes erfolgte über das *Template*-Modell. Über die Überschusskarte sind die Signifikanzkonturen 5, 7, 9, 11, und  $13\sigma$  gelegt. Wie in Aharonian et al. (2007) detektiert, befindet sich der Schwerpunkt der Emission entfernt von WR 20a.

In Fukui et al. (2009) wurden durch Beobachtungen von Kohlenstoffmonoxid (CO) mit einer *Jet* und einer bogenartigen Struktur zwei Strukturen gefunden, die mit der TeV-Emission korreliert scheinen. Der Ursprung der TeV-Emission H.E.S.S. J1023-575 ist zudem nicht vollständig geklärt, da ein mögliches Szenario durch Beschleunigung zwischen den Windzonen von WR 20a die beobachtete Lage der Emission nicht zu klären vermag. Radio-Aufnahmen zeigen eine große Blase (HI-arme Region), die durch WR 20a getrieben zu sein scheint (Aharonian et al. 2007).

Es gibt zudem Anzeichen für eine energieabhängige Morphologie des TeV-Emissionsgebietes. Dem und der Frage nach dem Ursprung der TeV-Emission – auch im Kontext anderer Beobachtungskampagnen – nachzugehen war im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht möglich.



## Anhang C

# Der Krebsnebel

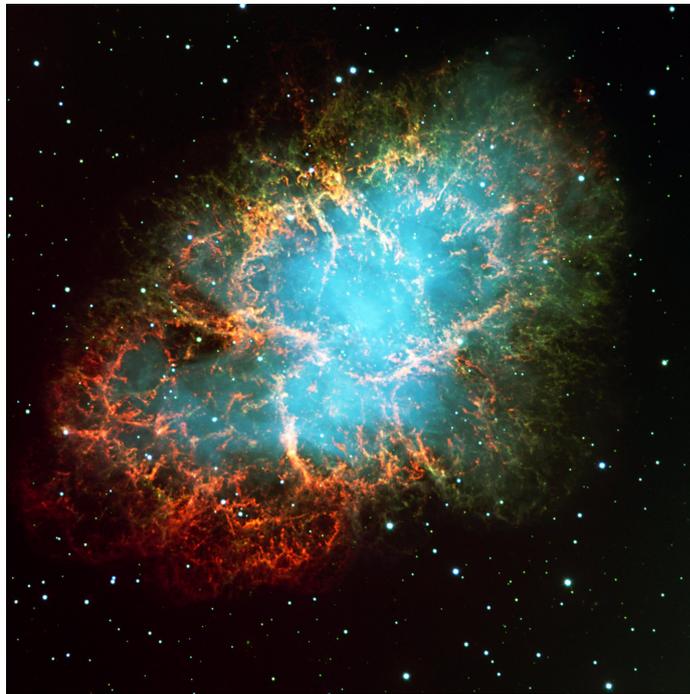


Abbildung C.1: Zusammengesetztes Bild aus Beobachtungen des Krebsnebels bei den Wellenlängen 429 nm, 657 nm und 673 nm mit dem Spektrographen *FORS2* (Focal Reducer and low dispersion Spectrograph) am 10.11.1999. Die Aufnahme hat eine Abmessung von  $6.8' \cdot 6.8'$  ([www.eso.org](http://www.eso.org)).

Der Krebsnebel ist ein Supernovaüberrest, in welchem ein Pulsar liegt. Dieser liefert genug Energie, um Elektronen und Positronen relativistisch zu beschleunigen, so dass vom Radiobereich bis zum TeV-Bereich starke Emissionen zu beobachten sind. Erstmals im TeV-Bereich detektiert wurde diese nunmehr beststudierteste TeV-Quelle mit dem 10 m-Whipple-Teleskop im Jahr 1989 (Weekes et al. 1989). Der etwa 955 Jahre alte Krebsnebel befindet sich in einer Entfernung von etwa 2 kpc zur Sonne (Informationen aus Aharonian et

al. (2006) und in den dort referenzierten Quellen entnommen).

Für die H·E·S·S-Teleskope ist der Krebsnebel eine Punktquelle. Beobachtung dieser starken Quelle werden in diesem Experiment meist für Kalibrations- und Testläufe genutzt. In dieser Arbeit werden die in Khélifi et al. (2007) vorgestellten Daten des Krebsnebels im Zuge der verbesserten Datenselektion erneut analysiert.

Die Erstellung des im Folgenden verwandten Datensatzes ist in Tabelle C.1 dokumentiert.

Krebsnebel-Datenselektion	Kriterium	# <i>Runs</i>
Selektion 1	$Wobble \leq 1.5^\circ$	122
Selektion 2	$N_{\text{Tel}} \geq 3$	45
Selektion 3	Optischer-Effizienz-Schnitt	41
Selektion 4	$Rate_{\text{sys}}$ -Fluktuation	35

Tabelle C.1: Der Gesamtdatensatz (Selektion 1) umfasst 122 Beobachtungsläufe zum Krebsnebel bis zu einer *Wobble*-Distanz von  $1.5^\circ$ . Die Standarddatenselektion ergibt 45 *Runs* (Selektion 2) mit mindestens drei aktiven Teleskopen. Selektion 3 mit 41 *Runs* resultiert nach dem Optischen-Effizienz-Schnitt und Selektion 4 stellt den von starken Fluktuationen in der Systemtriggerrate  $Rate_{\text{sys}}$  bereinigten Datensatz von nunmehr 35 *Runs* dar.

Aus dem resultierenden Datensatz (Selektion 4) wird das Spektrum erstellt und dann mit den Ergebnissen aus Khélifi et al. (2007) verglichen. Siehe hierzu die nachfolgende Tabelle C.2:

	2004	2005	2006	2007	$\Sigma$
Anzahl <i>Runs</i>	20	2	7	6	35
Anzahl ON-Ereignisse	4838	344	1471	1272	7925
Anzahl OFF-Ereignisse	3388	248	953	794	5383
$\gamma$ -Exzess	4160.4	294.4	1280.4	1113.2	6848.4
Signifikanz $\sigma$	86.2	22.8	48.7	45.7	111.4
Beobachtungszeit [h]	8.0	0.7	3.1	2.7	14.4
$\langle z \rangle$ [ $^\circ$ ]	47.41	49.11	48.67	46.04	47.51

Tabelle C.2: Ergebnis der Rekonstruktion für den Krebsnebel für die einzelnen Jahre 2004, 2005, 2006 und 2007 sowie für den Gesamtdatensatz  $\Sigma$ . Tabellarisiert ist die Anzahl der *Runs*, die Anzahl der ON- und OFF-Ereignisse und der daraus resultierende Exzess an photonischen Ereignissen  $\gamma$ . Hierbei wurde der Untergrund aus fünf gespiegelten OFF-Region bestimmt ( $\alpha = 0.2$ ). Die Angabe der Beobachtungszeit ist totzeitkorrigiert und  $\langle z \rangle$  ist der durchschnittliche Zenitwinkel, unter dem der Krebsnebel im jeweiligen Zeitraum beobachtet wurde.

## C.1 Spektrum des Krebsnebels

In Khélifi et al. (2007) sind die Ergebnisse der H.E.S.S.-Beobachtungen des Krebsnebels im Zeitraum Anfang 2004 bis Ende 2006 mit insgesamt 29.4 h an totzeitkorrigierter Beobachtungszeit vorgestellt. Dort wurde das gemessene differenzielle Energiespektrum am besten mit einem einfachen Potenzgesetz beschrieben, das nach etwa 17 TeV exponentiell abfällt. Das Resultat der Parametrisierung in dieser Arbeit (im Weiteren H.E.S.S. 2009 genannt) wird ebenfalls durch ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall beschrieben (siehe Abbildung C.2) und enthält zusätzlich, wie oben gelistet, 2.7 h (bzw. 6 *Runs*) aus dem Jahr 2007.

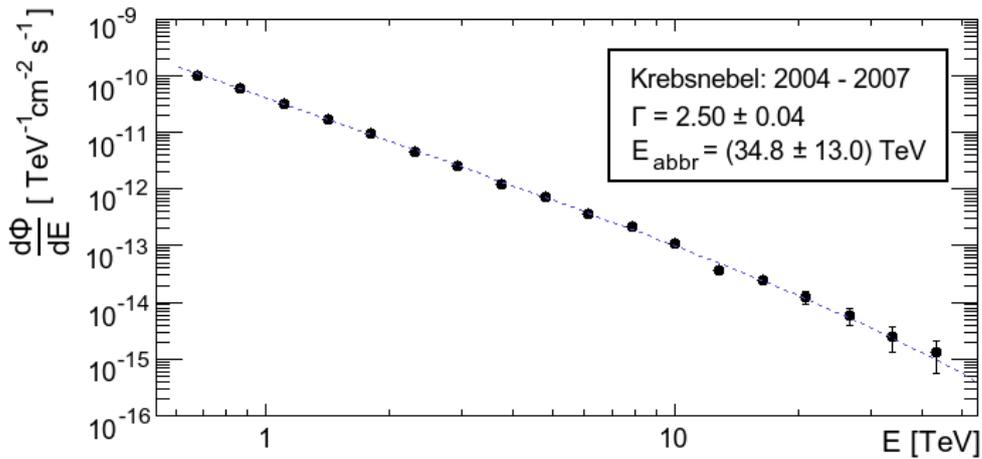


Abbildung C.2: Ergebnis der Parametrisierung des Gesamtdatensatzes des Krebsnebels von Anfang 2004 bis Ende 2007 durch ein einfaches Potenzgesetz mit  $\Gamma = 2.50$  und einem exponentiellen Abfall an  $E_{\text{abbr}} \approx 35$  TeV.

In Tabelle C.3 ist das Ergebnis dieser Analyse den Resultaten aus 2007 gegenübergestellt.

	<b>H.E.S.S. 2009</b>	<b>H.E.S.S. 2007</b>
$\Gamma$	$2.50 \pm 0.04$	$2.40 \pm 0.03$
$\Phi_0$ [ $10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	$3.20 \pm 0.08$	$3.53 \pm 0.04$
$\Phi(> 1 \text{ TeV})$ [ $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	2.51	$2.22 \pm 0.04$
$E_{\text{abbr}}$ [TeV]	$34.8 \pm 13.0$	$16.7 \pm 2.5$
$\chi^2/A.d.F.$	13.364/15	–
<b>P</b>	0.57	–

Tabelle C.3: Ergebnis der Parametrisierung des Krebsnebels im Zuge der neuen Datenselektion verglichen mit dem Ergebnis aus Khélifi et al. (2007).

Der Vergleich der Resultate dieser Arbeit und der in Khélifi et al. (2007) zeigt, dass das neu erstellte Spektrum mit  $\Gamma = 2.50 \pm 0.04$  weicher ist, als in

den 2007 präsentierten Daten mit  $\Gamma = 2.40 \pm 0.03$ . Diese Ergebnisse sind innerhalb von etwas mehr als einer Standardabweichung kompatibel miteinander. Der wesentliche Unterschied liegt hier in der differierenden Abbruchenergie.

Im Vorgänger-Experiment HEGRA<sup>1</sup> wurde das gemessene Spektrum mit einem einfachen Potenzgesetz mit  $\Gamma = 2.62 \pm 0.05$  beschrieben (Aharonian et al. 2004A). In jener Arbeit wurde der Invers-Compton(-IC)-Fluss für den Krebsnebel modelliert, der zu höheren Energien weicher wird. In Abbildung C.3 sind neben den H.E.S.S.-Daten H.E.S.S. 2007 und H.E.S.S. 2009 (diese Arbeit) ebenfalls die Ergebnisse von HEGRA und weiteren abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskop-Experimenten aufgetragen. Hier ist zu bemerken, dass die hier analysierten Daten (H.E.S.S. 2009) mit den in Khélifi et al. (2007) vorgestellten bis etwa 9 TeV innerhalb der Fehler gut zusammenpassen. Aufgrund der niedrigeren Abbruchenergie fällt das Spektrum aus 2007 bei höheren Energien stärker ab.

Aus den gleichen Überlegungen wie in Zechlin (2009A), wird die Energieskala der einzelnen Experimente reskaliert.<sup>2</sup> Das Ergebnis dieser Skalierung ist in Abbildung C.4 zu sehen.

Mit einem Skalierungsfaktor  $s = 0.863 \pm 0.005$  (Zechlin 2009B), der eine Korrektur um etwa 14% bedeutet, liegen die hier neu analysierten Daten des Krebsnebel innerhalb der Fehler auf die Energie (< 30%) auf der modellierten Kurve des IC-Modells.

---

<sup>1</sup>**High Energy Gamma Ray Astronomy** auf La Palma (Kanarische Inseln). Im September 2002 wurde die Datennahme eingestellt. Aus diesem Experiment gingen die Experimente H.E.S.S. und MAGIC hervor.

<sup>2</sup>Aufgrund der unterschiedlichen Energiekalibrationen und der experimentsspezifischen Fehler auf die Energierekonstruktion ( $\lesssim 20\%$ ), die eine Verschiebung in der Energieskala verursachen, wird eine Skalierung der Energieachse motiviert.

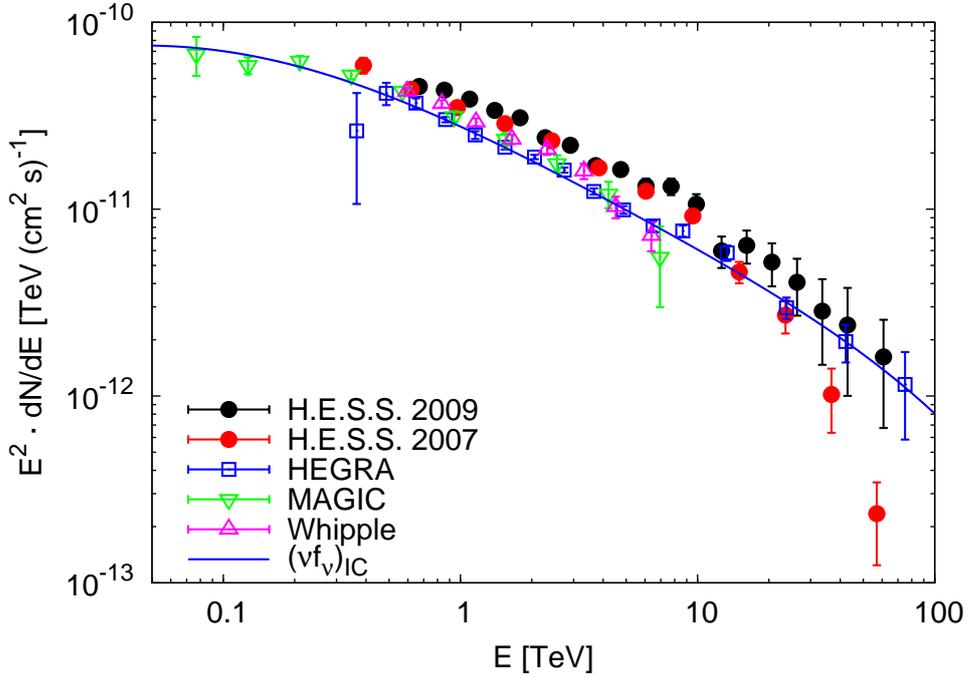


Abbildung C.3: Messungen des Krebsnebels mit verschiedenen abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskopsystemen. Aufgetragen ist der differentielle Fluss  $dN/dE$  multipliziert mit  $E^2$ . Dargestellt ist neben dem Ergebnis dieser Arbeit (H.E.S.S. 2009) als schwarze, ausgefüllte Kreise die Daten aus Khélifi et al. (2007) (rote, ausgefüllte Kreise), die HEGRA-Daten (blaue Quadrate), die Whipple-Daten (pinke Dreiecke) und die MAGIC-Daten (grüne umgedrehte Dreiecke). Die blaue Kurve stellt den in Aharonian et al. (2004) berechneten IC-Fluss dar. Die Darstellung erfolgte durch Zechlin (2009B); die Referenzen zu den Daten sowie die Energieskalierung der Experimente Whipple und MAGIC sind in Zechlin (2009A) zu finden.

Durch die in dieser Arbeit entwickelte verbesserte Datenselektion ist ein Spektrum des Krebsnebels erstellt worden. Durch die hier vorgestellte Datenselektion sind im Vergleich zu den Daten präsentiert in Khélifi et al. (2007) etwa 15 h an Beobachtungszeit verworfen worden. Statt einer niedrigen Abbruchenergie von etwa 17 TeV (Khélifi et al. 2007) oder 14 TeV (Aharonian et al. 2006) ist in dieser Arbeit ein Abbruch bei ungefähr 35 TeV ermittelt worden. Der Einfluss der unterschiedlichen Rekonstruktions- und Analyseprogramme auf das hier gezeigte differentielle Energiespektrum kann nicht abgeschätzt werden. Doch deuten die unterschiedlichen Skalierungsfaktoren

$$s_{\text{H.E.S.S. 2009}} = 0.863 \pm 0.005 \quad (\text{C.1})$$

$$s_{\text{H.E.S.S. 2007}} = 0.921 \pm 0.022 \quad (\text{C.2})$$

eine relative Abweichung von etwa 6% an.

Dieses hier erstellte Spektrum ist jedoch das erste Krebsnebelspektrum innerhalb der H.E.S.S.-Kollaboration, in dem kein früher exponentieller Abbruch

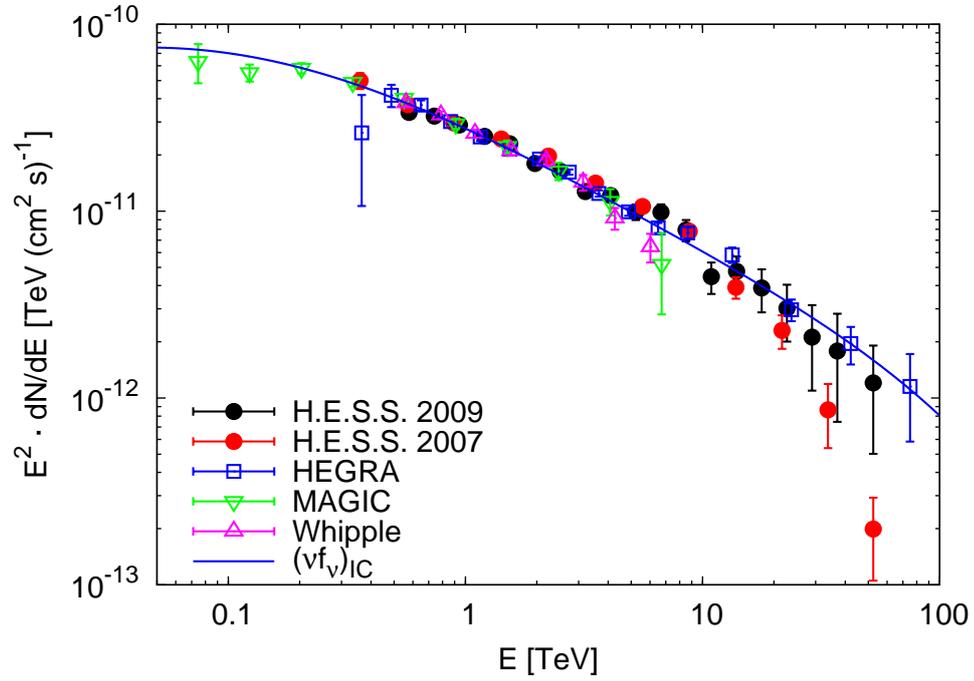


Abbildung C.4: Messungen des Krebsnebels mit verschiedenen abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskopsystemen normiert auf den IC-Fluss. Legende wie in Abbildung C.3. Die Skalierungsfaktoren zu den einzelnen Experimenten sind Zechlin (2009A) entnommen. Der Skalierungsfaktor der neu analysierten H.E.S.S. 2009 ist  $s = 0.863$  und die Darstellung erfolgte durch Zechlin (2009B).

zu sehen ist (Aharonian et al. 2006, Khélifi et al. 2007). Dies ist im Hinblick auf die Diskussion, ob es im H.E.S.S.-Experiment einen nicht verstandenen systematischen Fehler bei hohen Energien gibt.

# Literaturverzeichnis

- [Aharonian et al. 2004A] F.A. Aharonian et al. (H.E.S.S.-Kollaboration), 2004  
*Astrophysical Journal – Band 614, Ausgabe 2, Seiten 897-913*  
The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA Stereoscopic Air Cerenkov Telescopes
- [Aharonian et al. 2004B] F.A. Aharonian et al. (H.E.S.S.-Kollaboration), 2004  
*Astroparticle Physics – Band 22, Ausgabe 2, Seiten 109-125*  
Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector
- [Aharonian et al. 2005] F.A. Aharonian et al. (HEGRA-Kollaboration), 2005  
*Astronomy and Astrophysics, v.431, p.197-202 (2005)*  
The unidentified TeV source (TeV J2032+4130) and surrounding field: Final HEGRA IACT-System results
- [Aharonian et al. 2006] F.A. Aharonian et al. (H.E.S.S.-Kollaboration), 2006  
*Astronomy and Astrophysics – Band 457, Ausgabe 3, Oktober III 2006, Seiten 899-915*  
Observations of the Crab nebula with HESS
- [Aharonian et al. 2006B] F.A. Aharonian et al. (H.E.S.S.-Kollaboration), 2006  
*The Astrophysical Journal – Band 636, Ausgabe 2, Seiten 777-797*  
The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays
- [Aharonian et al. 2007] F.A. Aharonian et al. (H.E.S.S.-Kollaboration), 2007  
*Astronomy and Astrophysics – Band 467, Ausgabe 3, Juni I 2007, Seiten 1075-1080*  
Detection of extended very-high-energy  $\gamma$ -ray emission towards the young stellar cluster Westerlund 2
- [Beilicke 2005] M. Beilicke, 2005  
*Dissertation – Universität Hamburg*  
Entdeckung einer unidentifizierten, ausgedehnten TeV- $\gamma$ -Quelle HESS J1303-631 und Bestätigung der Radiogalaxie M87 als TeV $\gamma$ -Quelle mit den H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskopen
- [Benbow 2005] W. Benbow für die H.E.S.S.-Kollaboration, 2005  
*High Energy Gamma-Ray Astronomy: 2. Internationales Symposium. Proceedings zur Konferenz in Heidelberg. Bearbeitet von F.A. Aharonian, H.J. Völk und D. Horns – AIP Conference Proceedings, Band 745. New York: American Institute of Physics, 2005., Seiten 611-616*  
The Status and Performance of H.E.S.S.

- [Butt & Bykov 2008] Y.M. Butt und A.M. Bykov, 2008  
*The Astrophysical Journal – Band 677, Ausgabe 1, Seiten L21-L22.*  
A Cosmic-Ray Resolution to the Superbubble Energy Crisis
- [Canto et al. 2000] J. Cantó, A.C. Raga, L.F. Rodríguez, 2000  
*The Astrophysical Journal – Band 536, Ausgabe 2, Seiten 896-901.*  
The Hot, Diffuse Gas in a Dense Cluster of Massive Stars
- [Clark et al. 2005] J.S. Clark, I. Negueruela, P.A. Crowther, S.P. Goodwin, 2005  
*Astronomy and Astrophysics – Band 434, Ausgabe 3, May II 2005, Seiten 949-969*  
On the massive stellar population of the super star cluster Westerlund 1
- [Clark & Dougherty 2008] J.S. Clark und S.M. Dougherty, 2005  
*Massive Stars: Fundamental Parameters and Circumstellar Interactions, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica (Serie de Conferencias) – Band 33, Seiten 68-70*  
Radio observations of the massive stellar cluster Westerlund 1
- [Combi et al. 2007] J.A. Combi, L. Bronfman, I.F. Mirabel, 2006  
*Astronomy and Astrophysics – Band 467, Ausgabe 2, May IV 2007, Seiten 597-602*  
New evidence on the origin of the microquasar GRO J1655-40
- [Crowther et al. 2006] Paul A. Crowther, L.J. Hadfield, J.S. Clark, I. Negueruela, W.D. Vacca, 2006  
*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society – Band 372, Ausgabe 3, Seiten 1407-1424*  
A census of the Wolf-Rayet content in Westerlund 1 from near-infrared imaging and spectroscopy
- [Crowther 2007] Paul A. Crowther, 2007  
*Annual Review of Astronomy and Astrophysics – Band 45, Ausgabe 1, Seiten 177-219*  
Physical Properties of Wolf-Rayet Stars
- [de Ona Wilhelmi 2008] E. de Ona Wilhelmi, 2008  
*H.E.S.S.-interne Analyse*  
Westerlund 1
- [Davies & Cotton 1957] J.M. Davies und E.S. Cotton, 1957  
*Journal of Solar Energy Science and Engineering*
- [Dwarkadas 2008] V.V. Dwarkadas, 2008  
*Physica Scripta – Band 132, Ausgabe , Seiten 014024 (2008)*  
Turbulence in Wind-Blown Bubbles around Massive Stars
- [Eisenhauer et al. 2005] F. Eisenhauer, R. Genzel, T. Alexander, R. Abuter, T. Paumard, T. Ott, A. Gilbert, S. Gillessen, M. Horrobin, S. Trippe, H. Bonnet, C. Dumas, N. Hubin, A. Kaufer, M. Kissler-Patig, G. Monnet, S. Ströbele, T. Szeifert, A. Eckart, R. Schödel, S. Zucker, 2005  
*The Astrophysical Journal – Band 628, Ausgabe 1, Seiten 246-259.*  
SINFONI in the Galactic Center: Young Stars and Infrared Flares in the Central Light-Month

- [Enge 1966] H.A. Enge, 1966  
*Addison-Wesley Publishing Co., London*  
Introduction to nuclear physics
- [Feitzinger & Stuwe 1984] J.V. Feitzinger und J.A. Stuwe, 1984  
*Astron. Astrophys., Suppl. Ser. – 58, 365-386*  
Catalogue of dark nebulae and globules for galactic longitudes 240 to 360 degrees.
- [Fermi 1949] E. Fermi, 1949  
*Physical Review – Band 75, Ausgabe 8, Seiten 1169-1174*  
On the Origin of the Cosmic Radiation
- [Foellmi et al. 2006] C. Foellmi, E. Dpagne, T.H. Dall, I.F. Mirabel, 2006  
*Astronomy and Astrophysics – Band 457, Ausgabe 1, Oktober I 2006, Seiten 249-255*  
On the distance of GRO J1655-40
- [Forman et al. 1978] W. Forman C. Jones, L. Cominsky, P. Julien, S. Murray, G. Peters, H. Tananbaum, R. Giacconi, 1978  
*Astrophys. J., Suppl. Ser., 38, 357-412 (1978)*  
The fourth UHURU catalog of X-ray sources
- [Fukui et al. 2009] Y. Fukui, N. Furukawa, T.M. Dame, J.R. Dawson, H. Yamamoto, G.P. Rowell, F.A. Aharonian, W. Hofmann, E. de Ona Wilhelmi, T. Minamidani, A. Kawamura, N. Mizuno, T. Onishi, A. Mizuno, S. Nagataki, 2009  
*arXiv:0903.5340*  
A peculiar jet and arc of molecular gas toward the rich and young stellar cluster Westerlund 2 and a TeV gamma ray source
- [Funk et al. 2004] S. Funk et al. für die H-E-S-S-Kollaboration, 2004  
*Astroparticle Physics – Astropart.Phys. 22 (2004) 285-296*  
The Trigger System of the H.E.S.S. Telescope Array
- [Funk et al. 2007] S. Funk, J.A. Hinton, G. Pühlhofer, F.A. Aharonian, W. Hofmann, O. Reimer, S. Wagner, 2007  
*The Astrophysical Journal – Band 662, Ausgabe 1, Seiten 517-524*  
XMM-Newton Observations Reveal the X-Ray Counterpart of the Very High Energy Gamma-Ray Source HESS J1640-465
- [Gillessen et al. 2009] S. Gillessen, F. Eisenhauer, S. Trippe, T. Alexander, R. Genzel, F. Martins, T. Ott, 2009  
*The Astrophysical Journal – Band 692, Ausgabe 2, Seiten 1075-1109 (2009).*  
Monitoring Stellar Orbits Around the Massive Black Hole in the Galactic Center
- [Green 1984] D.A. Green, 1984  
*Mon. Not. R. Astron. Soc. – 209, 449-478*  
Statistical studies of supernova remnants.
- [Griffith & Wright 1993] M.R. Griffith und A.E. Wright, 1993  
*Astron. J. – 105, 1666-1679 (1993)*  
The Parkes-MIT-NRAO (PMN) surveys. I. The 4850 MHz surveys and data reduction.

- [Hagiwara et al. 2002] Hagiwara et al. (Particle Data Group, 2002)  
*Physical Review – D 66, 010001*  
Particle Physics Booklet
- [Haverkorn et al. 2006] M. Haverkorn, B.M. Gaensler, N.M. McClure-Griffiths, J.M. Dickey, A.J. Green, 2006  
*The Astrophysical Journal Supplement Series – Band 167, Ausgabe 2, Seiten 230-238*  
The Southern Galactic Plane Survey: Polarized Radio Continuum Observations and Analysis
- [Haynes et al. 1979] R.F. Haynes, J.L. Caswell, L.W.J. Simons, 1979  
*Australian Journal of Physics, Astrophysical Supplement – Nr. 48, Sept. 1979, Seiten 1-30*  
A catalogue of 5 GHz galactic plane sources
- [Heitler 1954] W.H. Heitler, 1954  
*International Series of Monographs on Physics – Oxford: Clarendon, 1954, 3. Ausgabe*  
Quantum theory of radiation
- [Hess 1912] V.F. Hess, 1912  
*Physikalische Zeitschrift – Ausgabe 13, 1084*  
Über die Beobachtung der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten
- [Hillas 1985] A.M. Hillas, 1985  
*NASA-Archiv. Goddard Space Flight Center 19th Intern. Cosmic Ray Conf. – Ausgabe 3, Seiten 445-448 (siehe N85-34862 23-93)*  
Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma
- [Horns 2000] D. Horns, 2000  
*Dissertation – Universität Hamburg*  
Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen
- [Horns et al. 2007] D. Horns et al. für die H·E·S·S-Kollaboration, 2007  
*Journal of Physics: Proceedings of the TeV Particle Astrophysics II Workshop – Conference Series 60 (2007) Seiten 119-122*  
H.E.S.S.: Status and future plan
- [Horns 2008] D. Horns, 2008  
*arXiv:0808.3744*  
High-(Energy)-Lights – The Very High Energy Gamma-Ray Sky
- [Horns 2009] D. Horns, 2009  
Private Kommunikation
- [Kharchenko et al. 2005] N.V. Kharchenko, A.E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, R.-D. Scholz, 2005  
*Astronomy and Astrophysics – Band 438, Ausgabe 3, August II 2005, Seiten 1163-1173*  
Astrophysical parameters of Galactic open clusters

- [Khélifi et al. 2007] Khélifi, B.; Masterson, C.; Pita, S.; Ona-Wilhelmi, E. für die H.E.S.S.-Kollaboration, 2007  
*Proceedings zur ICRC 2007 in Merida, Mexiko – arXiv:0710.4057v1*  
Crab nebula spectrum as seen with H.E.S.S.
- [Klapdor-Kleingrothaus & Zuber 1997] H.V. Klapdor-Kleingrothaus und K. Zuber, 1997  
*Verlag: Teubner, 1. Auflage 1997*  
Teilchenastrophysik
- [Komin et al. 2005] Komin, Nu. et al. für die H.E.S.S.-Kollaboration, 2005  
*Proceedings zur 29. International Cosmic Ray Conference. August 3-10, 2005, Pune, India.*  
Observation of the shell-type supernova remnant RXJ0852.0 - 4622 with H.E.S.S.
- [Kothés & Dougherty 2007] R. Kothés und S.M. Dougherty, 2007  
*Astronomy and Astrophysics – Band 468, Ausgabe 3, June IV 2007, Seiten 993-1000*  
The distance and neutral environment of the massive stellar cluster Westerlund 1
- [Leitherer et al. 1992] C. Leitherer, C. Robert, L. Drissen, 1992  
*Astrophysical Journal, Teil 1 (ISSN 0004-637X) – Band 401, Nr. 2, Seiten 596-617*  
Deposition of mass, momentum, and energy by massive stars into the interstellar medium
- [Leo 1994] W.R. Leo, 1994  
*Zweite Überarbeitete Auflage, Springer Verlag*  
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
- [Li & Ma 1983] T.-P. Li und Y.-Q. Ma, 1983  
*Astrophysical Journal – 1983ApJ,272,317L*  
Analysis methods for results in gamma-ray astronomy
- [Longair 1994] M.S. Longair, 1994  
*Cambridge University Press, Großbritannien – 2. Ausgabe*  
High Energy Astrophysics
- [Maddox et al. 2009] L.A. Maddox, R.M. Williams, B.C. Dunne, Y.-H.Chu, 2009  
*arXiv:0904.1821 (Submittiert an ApJ)*  
Nonthermal X-ray Emission from the N11 Superbubble in the Large Magellanic Cloud
- [Manchester et al. 2005] R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, M. Hobbs, 2005  
*The Astronomical Journal – Band 129, Ausgabe 4, Seiten 1993-2006.*  
The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue
- [Manolakou et al. 2007] K. Manolakou, D. Horns, J.G. Kirk, 2007  
*Astronomy and Astrophysics – Band 474, Ausgabe 3, November II 2007, Seiten 689-700*  
Spectral evolution of non-thermal electron distributions in intense radiation fields

- [Masterson et al. 2007] C. Masterson et al. für die H.E.S.S.-Kollaboration, 2007  
*Proceedings zur 29. Int. Cosmic Ray Conference in Pune, India Ausgabe 4, Seiten 143-146*  
 Observations of the Crab nebula with H.E.S.S.
- [McClure-Griffiths et al. 2002] N.M. McClure-Griffiths, J.M. Dickey, B.M. Gaensler, A.J. Green, 2002  
*The Astrophysical Journal – Band 578, Ausgabe 1, Seiten 176-193.*  
 The Galactic Distribution of Large H I Shells
- [McClure-Griffiths et al. 2005] N.M. McClure-Griffiths, J.M. Dickey, B.M. Gaensler, A.J. M. Haverkorn, S. Strasser, 2005  
*The Astrophysical Journal Supplement Series – Band 158, Ausgabe 2, Seiten 178-187*  
 The Southern Galactic Plane Survey: H I Observations and Analysis
- [Muno et al. 2006A] M.P. Muno, J.S. Clark, P.A. Crowther, S.M. Dougherty, R. de Grijs, C. Law, S.L.W. McMillan, M.R. Morris, I. Negueruela, D. Pooley, S. Portegies Zwart, F. Yusef-Zadeh, 2006  
*The Astrophysical Journal – Band 636, Ausgabe 1, Seiten L41-L44.*  
 A Neutron Star with a Massive Progenitor in Westerlund 1
- [Muno et al. 2006B] M.P. Muno, C. Law, J.S. Clark, S.M. Dougherty, R. de Grijs, S. Portegies Zwart, F. Yusef-Zadeh, 2006  
*The Astrophysical Journal – Band 650, Ausgabe 1, Seiten 203-211.*  
 Diffuse, Nonthermal X-Ray Emission from the Galactic Star Cluster Westerlund 1
- [Nazé et al. 2008] Y. Nazé, G. Rauw und J. Manfroid, 2008  
*Astronomy and Astrophysics – Band 483, Ausgabe 1, 2008, Seiten 171-182*  
 Chandra monitoring of the very massive binary WR20a and the young massive cluster Westerlund 2
- [Oskinova 2005] L.M. Oskinova, 2005  
*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society – Band 361, Ausgabe 2, Seiten 679-694*  
 Evolution of X-ray emission from young massive star clusters
- [Piatti et al. 1998] A.E. Piatti, E. Bica und J.J. Clariá, 1998  
*Astronomy and Astrophysics Supplement – Band 127, Seiten 423-432*  
 Fundamental parameters of the highly reddened young open clusters Westerlund 1 and 2
- [Price et al. 2000] S.D. Price, M.P. Egan, S.J. Carey, D.R. Mizuno, T.A. Kuchar, 2000  
*The Astronomical Journal – Band 121, Ausgabe 5, Seiten 2819-2842*  
 Midcourse Space Experiment Survey of the Galactic Plane
- [Prinja & Barlow 1990] R.K. Prinja und M.J. Barlow, 1990  
*Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), Band 361, Okt. 1, 1990, Seiten 607-620.*  
 Terminal velocities for a large sample of O stars, B supergiants, and Wolf-Rayet stars

- [Pühlhofer et al. 2003] Pühlhofer et al. für die HEGRA-Kollaboration, 2003  
*Astroparticle Physics – Band 20, Ausgabe 3, Seiten 267-291*  
The technical performance of the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes
- [Raue 2003] Martin Raue, 2003  
*Diplomarbeit – Universität Hamburg*  
Entwicklung einer Energierekonstruktion für die H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskope und erste Ergebnisse für den Krebsnebel
- [Raue 2007] Martin Raue, 2007  
*Dissertation – Universität Hamburg*  
New Constraints on the Density of the Extragalactic Background Light and the Discovery of TeV g-rays from the BL Lac 1ES 0347-121 and the Extended Source HESS J1023-575
- [Rauw et al. 2007] G. Rauw, J. Manfroid, E. Gosset, Y. Nazé, H. Sana, M. De Becker, C. Foellmi, A.F.J. Moffat, 2007  
*Astronomy and Astrophysics – Band 463, Ausgabe 3, März I 2007, Seiten 981-991*  
Early-type stars in the core of the young open cluster Westerlund 2
- [Reimer et al. 2007] O. Reimer, F.A. Aharonian, J. Hinton, W. Hofmann, S. Hoppe, M. Raue, A. Reimer, 2007  
*Clumping in hot-star winds: Proceedings zu den International Workshop in Potsdam. Bearbeitet von W.R. Hamann, A. Feldmeier, L.M. Oskinova. ISBN 978-3-940793-33-1., Seite 195*  
VHE gamma-rays from Westerlund 2 and implications for the inferred energetics
- [Reynolds et al. 1999] A.P. Reynolds, A.N. Parmar, P.J. Hakala, A.M.T. Pollock, O.R. Williams, A. Peacock, B.G. Taylor, 1999  
*Astron. Astrophys., Suppl. Ser. – 134, 287-300 (1999)*  
The EXOSAT Medium-Energy Slew Survey Catalog
- [Rowell 2003] G.P. Rowell, 2003  
*Astronomy and Astrophysics – Band 410, Seite 389-396*  
A new template background estimate for source searching in TeV gamma-ray astronomy
- [Russeil & Castets 2004] D. Russeil und A. Castets, 2004  
*Astron. Astrophys. – 417, 107-114 (2004)*  
CO observations in the direction of southern HII regions
- [Silich et al. 2005] S. Silich, G. Tenorio-Tagle und G.A. Añorve-Zeferino, 2005  
*The Astrophysical Journal – Band 635, Ausgabe 2, Seiten 1116-1125*  
On the X-Ray Emission from Massive Star Clusters and Their Evolving Superbubbles
- [Simon 2008] F. Simon, 2008  
[www.mppmu.mpg.de/english/bethke\\_ss08/SS08-V08.pdf](http://www.mppmu.mpg.de/english/bethke_ss08/SS08-V08.pdf) – Vorlesungsskript  
Teilchenphysik mit kosmischen und mit erdgebundenen Beschleunigern
- [Stevens & Hartwell 2003] I.R. Stevens und J.M. Hartwell, 2003  
*Monthly Notice of the Royal Astronomical Society – Band 339, Ausgabe 1,*

*Seiten 280-288*

The cluster wind from local massive star clusters

- [Tang & Wang 2005] S. Tang und Q.D. Wang, 2005  
*The Astrophysical Journal – Band 628, Ausgabe 1, Seiten 205-209*  
 Supernova Blast Waves in Low-Density Hot Media: A Mechanism for Spatially Distributed Heating
- [Tingay et al. 1995] S.J. Tingay, D.L. Jauncey, R.A. Preston, J.E. Reynolds, D.L. Meier, D.W. Murphy, A.K. Tzioumis, D.J. McKay, M.J. Kesteven, L.E. Lovell, D. Campbell-Wilson, S.P. Ellingsen, R. Gough, R.W. Hunstead, D.L. Jones, P.M. McCulloch, V. Migenes, J. Quick, M.W. Sinclair, D. Smits, 1995  
*NATURE – Band 374, Ausgabe 6518/MAR9, Seite 141, 1995*  
 Relativistic Motion in a Nearby Bright X-Ray Source
- [Tluczykont 2003] M.Tluczykont, 2003  
*Dissertation – Universität Hamburg*  
 Beobachtung und Nachweis von Aktiven Galaktischen Kernen und Suche nach Galaktischen Objekten im TeV-Energiebereich mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen sowie Modellierung eines Photonspektrums durch den Zerfall neutraler Pionen aus schockbeschleunigten Hadronen
- [Voges et al. 1999] W. Voges, B. Aschenbach, T. Boller, H. Bräuninger, U. Briel, W. Burkert, K. Dennerl, J. Englhauser, R. Gruber, F. Haberl, G. Hartner, G. Hasinger, M. Kürster, E. Pfeffermann, W. Pietsch, P. Predehl, C. Rosso, J.H.M.M. Schmitt, J. Trümper, H.U. Zimmermann, 1999  
*Astronomy and Astrophysics – Band 349, Seiten 389-405*  
 The ROSAT all-sky survey bright source catalogue
- [Walsh et al. 1998] A.J. Walsh, M.G. Burton, A.R. Hyland, G. Robinson, 1998  
*Mon. Not. R. Astron. Soc., 301, 640-698 (1998)*  
 Studies of ultracompact H II regions - II. High-resolution radio continuum and methanol maser survey
- [Waters & Morris 1997] L.B.F.M. Waters und P.W. Morris, 1997  
*ASP Conference Series – Band 120. Bearbeitet von A. Nota und H. Lamers (1997), Seite 326*  
 Dust in the Nebulae surrounding LBVs
- [Weaver et al. 1997] R. Weaver, R. McCray, J. Castor, P. Shapiro, R. Moore, 1977  
*Astrophysical Journal – Teil 1, Band 218, Dez. 1, 1977, Seiten 377-395*  
 Interstellar bubbles. II - Structure and evolution
- [Weekes et al. 1989] T.C. Weekes, M.F. Cawley, D.J. Fegan, K.G. Gibbs, A.M. Hillas, P.W. Kowk, R.C. Lamb, D.A. Lewis, D. Macomb, N.A. Porter, P.T. Reynolds, G. Vacanti, 1989  
*Astrophysical Journal, Teil 1 (ISSN 0004-637X) – Band 342, Juli 1, 1989, Seiten 379-395.*  
 Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique
- [Wenger 1981] M. Wenger, 1981  
*BULLETIN D'INF. CENT. DONNEES STELLAIRES – Band 20, Seite*

81, 1981

Data-Bases of CDS - SIMBAD

[Westerlund 1961] B. Westerlund, 1961

*Publications of the Astronomical Society of the Pacific – Band 73, Ausgabe 430, Seite 51*

A Heavily Reddened Cluster in ARA

[Whiteoak & Green 1996] J.B.Z. Whiteoak, A.J. Green, 1996

*Astronomy and Astrophysics Supplement – Band 118, Seiten 329-380*

The MOST supernova remnant catalogue (MSC)

[Wright et al. 1994] A.E. Wright, M.R. Griffith, B.F. Burke, R.D. Ekers, 1994

*Astrophysical Journal Supplement Series – Band 91, Nr. 1, Seiten 111-308*

The Parkes-MIT-NRAO (PMN) surveys. 2: Source catalog for the southern survey (delta greater than -87.5 deg and less than -37 deg)

[www.eso.org] European Southern Observatory (Europäische Südsternwarte), Chile

[www.eso.org/gallery/v/ESOPIA/StarClusters/phot-09a-05-fullres.jpg.html](http://www.eso.org/gallery/v/ESOPIA/StarClusters/phot-09a-05-fullres.jpg.html)

[www.eso.org] European Southern Observatory (Europäische Südsternwarte), Chile

[www.eso.org/gallery/v/ESOPIA/Nebulae/wr124-fullres.html](http://www.eso.org/gallery/v/ESOPIA/Nebulae/wr124-fullres.html)

[www.eso.org] European Southern Observatory (Europäische Südsternwarte), Chile

[www.eso.org/gallery/v/ESOPIA/Nebulae/phot-40f-99.tif.html](http://www.eso.org/gallery/v/ESOPIA/Nebulae/phot-40f-99.tif.html)

[www.space.com] www.space.com

[www.space.com/php/multimedia/imagedisplay/img\\_display.php](http://www.space.com/php/multimedia/imagedisplay/img_display.php)

?pic=070205\_wr\_cluster\_02.jpg&cap=

The + Westerlund + 2 + stellar + cluster + contains + the + most + massive + binary + star + system  
%2C + WR + 20. + Credit %3A + NASA %2FE. + Churchill + (Univ. + of + Wisconsin) +

[www.uni-heidelberg.de] www.uni-heidelberg.de

[rzuser.uni-heidelberg.de/~q61/mpi.html](http://rzuser.uni-heidelberg.de/~q61/mpi.html)

Perspektiven der Physik am Max Planck Institut

[Zechlin 2009A] H.-S. Zechlin, 2009

*Diplomarbeit – Universität Hamburg*

Einschränkung der Mischungsparameter verborgener Photonen durch Analyse sehr hochenergetischer Gamma-Spektren des Krebsnebels

[Zechlin 2009B] H.-S. Zechlin, 2009

Private Kommunikation

[Zoonematkermani et al. 1990] S. Zoonematkermani, D.J. Helfand, R.H. Becker, R.L.

White, R.A. Perley, 1990

*Astrophys. J., Suppl. Ser. – 74, 181-224 (1990)*

A catalog of small-diameter radio sources in the galactic plane



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufnahme von Westerlund 1 mit dem 2.2 m MPG/ESO WFI . . . . .	7
2.2	Wolf-Rayet-Stern 124 . . . . .	9
2.3	Darstellung zur Ausbildung eines kollektiven Sternhaufenwindes	10
2.4	Modellierung der Röntgenemission für einen Sternhaufen der Masse $10^6 M_{\odot}$ . . . . .	12
2.5	Die Blasen B1, B2 und B3 . . . . .	13
3.1	Die vier H·E·S·S-Teleskope in Namibia. . . . .	21
3.2	Photonischer Luftschauder . . . . .	22
3.3	Hadronischer Luftschauder . . . . .	24
3.4	Cherenkov-Lichtkegel . . . . .	25
3.5	Cherenkov-Lichtdichte aus Monte Carlo-Simulationen für einen photon- und einen protoninduzierten Luftschauder . . . . .	26
3.6	Die vier H·E·S·S-Teleskope von oben betrachtet . . . . .	27
3.7	Zwei der vier H·E·S·S-Teleskope und eine Photomultiplier-Kamera	29
3.8	Die <i>Hillas</i> -Bildparameter . . . . .	32
3.9	Prinzip der Richtungsrekonstruktion . . . . .	34
3.10	Normierte Verteilung des Schnittparameters $m_{scw}$ für Photo- nen und Hadronen . . . . .	36
3.11	Normierte Akzeptanzkurven . . . . .	38
3.12	Bestimmung des Untergrundes . . . . .	40
3.13	Limitierungen im <i>Wobble</i> -Modus . . . . .	41
3.14	Künstlerische Darstellung von H·E·S·S Phase 2 . . . . .	45
4.1	Müonring in einer Teleskopkamera . . . . .	53
4.2	Verlauf der optischen Effizienz von Anfang April 2004 bis Ende August 2008 und speziell während der Schicht 09-2004 . . . . .	55
4.3	Mittlere relative Effizienz der vier H·E·S·S-Teleskope von April 2004 bis August 2008 . . . . .	56
4.4	Schicht 09-2004 . . . . .	57
4.5	Häufigkeitsverteilung des Anpassungsparameters $\eta$ . . . . .	58
4.6	Verlauf der reskalierten relativen Effizienz $Rate_{rel}$ (rote Kurve mit quadratischen Datenpunkten) und der maximalen Systemtrigger- Rate $Rate_{Median}$ . . . . .	59
4.7	Zeitlicher Verlauf der Systemtriggerrate bei einer Beobachtung des Krebsnebels . . . . .	61

5.1	Signal gegen $\theta^2$ -Histogramm . . . . .	64
5.2	Westerlund 1-TeV-Himmelskarte mit dem <i>Template</i> -Modell . .	65
5.3	Exzess-Himmelskarte mit einigen Objekten um Westerlund 1 .	66
5.4	Himmelskarte fokussiert auf den starken TeV-Exzess asbeits von Westerlund 1 . . . . .	68
5.5	Radio-Himmelskarte um Westerlund 1 mit der Verteilung von neutralem Wasserstoff (HI) in einem Geschwindigkeitsintervall von -54.2 km/s bis -55.8 km/s . . . . .	69
5.6	H-Kontinuums-Himmelskarte um Westerlund 1 . . . . .	70
5.7	IR-Himmelskarte um Westerlund 1 . . . . .	71
5.8	Röntgen-Himmelskarte um Westerlund 1 . . . . .	72
5.9	TeV-Himmelskarte mit dem Standardschnitt an die Bildampli- tude zur Erstellung der Spektren . . . . .	73
5.10	Verteilung des Signals gegen den quadrierten Winkel $\theta^2$ zur Be- stimmung eines Spektrums . . . . .	74
5.11	Differenzielles Energiespektrum von Westerlund 1 parametri- siert durch ein einfaches Potenzgesetz . . . . .	75
5.12	Differentielles Energiespektrum von HESS J1647-453 . . . . .	77
5.13	Differenzielles Energiespektrum von HESS J1649-462 . . . . .	78
5.14	Die Fermi-Quelle 0FGL J1648.1-4606 . . . . .	79
5.15	Spektrale Energieverteilung von Westerlund 1 . . . . .	80
5.16	Prinzipielle Darstellung der durch Turbulenzen geprägten Um- gebung von Westerlund 1 . . . . .	85
A.1	TeV-Himmelskarte um NGC 6242 . . . . .	92
A.2	TeV-Himmelskarte um NGC 6242 . . . . .	93
A.3	MSX-Himmelskarte und Signifikanzkonturen des möglichen Si- gnals . . . . .	94
B.1	Westerlund 2 . . . . .	95
B.2	Verteilung des Signals gegen den quadrierten Winkel aus der Standardpunktquellenanalyse . . . . .	97
B.3	Differentielles Energiespektrum von Westerlund 2 parametri- siert durch ein einfaches Potenzgesetz . . . . .	98
B.4	TeV-Himmelskarte um Westerlund 2 . . . . .	99
C.1	Zusammengesetztes Bild aus Beobachtungen des Krebsnebels bei den Wellenlängen 429 nm, 657 nm und 673 nm mit dem Spektrographen <i>FORS2</i> . . . . .	101
C.2	Ergebnis der Parametrisierung des Gesamtdatensatzes des Krebs- nebels von Anfang 2004 bis Ende 2007 . . . . .	103
C.3	Messungen des Krebsnebels mit verschiedenen abbildenden at- mosphärischen Cherenkov-Teleskopsystemen . . . . .	105
C.4	Messungen des Krebsnebels mit verschiedenen abbildenden at- mosphärischen Cherenkov-Teleskopsystemen normiert auf den IC-Fluss . . . . .	106

# Tabellenverzeichnis

1.1	Daten zu den Sternhaufen . . . . .	5
2.1	Parameter zu O- und WR-Sternen . . . . .	9
2.2	Parameter der Blasen B1, B2 und B3. . . . .	14
2.3	Windleistungen der 24 WR- und der 100 -Sterne und der verlorenen Masse . . . . .	17
2.4	Berechnung der Ausdehnung und der Geschwindigkeit von windgetriebene Blasen für Westerlund 1 . . . . .	17
2.5	Auflistung der Parameter von Westerlund 1 . . . . .	19
3.1	Auflistung der Qualitätsschnitte . . . . .	34
3.2	Schnittparameter an die mittlere skalierte Breite $mscw$ und an die mittlere skalierte Länge $mscl$ für photonische und hadronische Ereignisse . . . . .	36
4.1	Auflistung der notwendigen Datensätze für die Rekonstruktion und die Analyse der Daten . . . . .	48
4.2	Selektionskriterien für ein einzelnes Teleskop pro <i>Run</i> . . . . .	49
4.3	Selektionskriterien zur Bestimmung der optischen Effizienz und der maximalen Systemtriggerrate . . . . .	54
5.1	Erstellung des Datensatzes für Westerlund 1 . . . . .	63
5.2	Parameter der Pulsare um Westerlund 1 . . . . .	67
5.3	Datensatz zur Erstellung des Spektrums . . . . .	74
5.4	Ergebnis der Parametrisierung von Westerlund 1 über ein einfaches Potenzgesetz . . . . .	75
5.5	Koordinaten und Radien der drei Analyseregionen um Westerlund 1 . . . . .	76
5.6	Ergebnis der Rekonstruktion zu den drei Regionen . . . . .	76
5.7	Ergebnis der Parametrisierung von HESS J1647-453 . . . . .	77
5.8	Ergebnis der Parametrisierung von HESS J1649-462 . . . . .	78
A.1	Erstellung des Datensatzes für den möglichen Hinweis auf ein TeV-Signal nahe NGC 6242 . . . . .	92
B.1	Erstellung des Datensatzes von Westerlund 2 . . . . .	96
B.2	Datensatz zur Erstellung des Spektrums von Westerlund 2 . . . . .	97

B.3	Ergebnis der Parametrisierung des differentiellen Energiespektrums von Westerlund 2 . . . . .	98
C.1	Erstellung des Datensatzes des Krebsnebels . . . . .	102
C.2	Parameter der Datensätze des Krebsnebels jahrweise und summiert über vier Jahre gelistet. . . . .	102
C.3	Ergebnis der Parametrisierung des Krebsnebels . . . . .	103

# Danksagung

Meiner Familie sei an dieser Stelle mein großer Dank ausgesprochen. Ich danke meinen Eltern für ihr Vertrauen in mich sowie für ihre Unterstützung während der ganzen Zeit. Ohne diese Unterstützung wäre es mir nicht möglich gewesen, mein Studium zu beenden. Danken möchte ich ebenfalls meiner Schwester und meinem Bruder für aufmunternde Worte zur rechten Zeit.

Bedanken möchte ich mich recht herzlich bei Prof. Dr. Dieter Horns für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Gelegenheit, hier meine Diplomarbeit absolvieren zu können. Die Analyse der verschiedenen Quellen anhand neuester Beobachtungsdaten hat mir sehr viel Freude bereitet und mir einen erkenntnisreichen Einblick in die Astrophysik erlaubt. Ich bedanke mich für die rundum sehr gute Betreuung und die Möglichkeit, am *International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy* in Heidelberg und an einem H·E·S·S.-Kollaborationstreffen in Annecy-les-Vieux (Frankreich) teilgenommen haben zu dürfen.

Ich möchte mich bei der gesamten Gruppe *H·E·S·S· Hamburg* für die überaus nette, freundliche und arbeitsanregende Atmosphäre bedanken. Ich bedanke mich in alphabetischer Reihenfolge bei Attila Abramowski, Sönke Cramme, Jan Dreyling-Eschweiler, Hans-Christian Gils (nun in der Friedensforschung), Daniel Hampf, Prof. Dr. Götz Heinzelmann, Max Anton Kastendieck, Stefanie Januschek, Dr. Tanja Kneiske, Nelly Nguyen, Björn Opitz, Dr. Martin Raue, Dr. Joachim Ripken (nun in Stockholm tätig), Paul Schenk (Praktikant im Sommer 2008), Dr. Martin Tluczykont, Markus Voge (HiWi im Jahr 2008) und Hannes-Sebastian Zechlin. Das Ergebnis vieler fruchtbarer Diskussionen mit ihnen fließt in diese Arbeit mit ein. Ein großer Dank geht an Dr. Martin Raue und an Dr. Martin Tluczykont, die sich immer Zeit genommen haben, meine Fragen zu beantworten und mir des Öfteren neue Impulse gaben. Ein besonderer Dank geht auch an meine beiden Bürokollegen Hannes und Max, mit denen ich so manche Zeit an dem *Whiteboard* zwecks Gedankenaustausches und der Diskussion verbrachte.

Ich bedanke mich bei meiner Freundin für ihren Zuspruch, besonders in den letzten Wochen dieser Arbeit.

Ein Dank geht auch an alle Freunde, die auf die eine oder andere Art zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

## **Erklärung**

Hiermit versichere ich, Milton Virgilio Fernandes, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine weiteren Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen verwendet habe. Mit einer universitätsinternen Veröffentlichung bin ich einverstanden.

Hamburg, den 05.05.2009

Milton Virgilio Fernandes