

**Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science**

**\LaTeX-Vorlage für die Bachelorarbeit in  
TU-Farben**

Katharina Frantzen  
geboren in Castrop-Rauxel

2014

Lehrstuhl für Experimentelle Physik V  
Fakultät Physik  
Technische Universität Dortmund

Erstgutachter: Prof. Dr. Erstgutachter  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Zweitgutachter  
Abgabedatum: 11. Juli 2014

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Astroteilchenphysik</b>	<b>3</b>
2.1 Kosmische Strahlung . . . . .	3
2.2 Quellen kosmischer Strahlung . . . . .	8
2.3 Beschleunigungsmechanismen . . . . .	10
2.4 Gammaastronomie . . . . .	14
2.5 Aktive galaktische Kerne . . . . .	17
2.6 Markarian 421 . . . . .	21
<b>3 Monte-Carlo-Simulation</b>	<b>23</b>
3.1 MAGIC . . . . .	24
3.2 Schauersimulation mit CORSIKA . . . . .	26
3.3 Simulation des Reflektors mit <i>Reflector</i> . . . . .	28
3.4 Simulation von Kamera und Elektronik mit <i>Camera</i> . . . . .	29
3.5 Kalibration . . . . .	32
3.6 <i>Star</i> - Bildbereinigung und Bildparametrisierung . . . . .	34
3.7 <i>Superstar</i> - Stereoskopische Rekonstruktion der Schauer . . . . .	38
3.8 Automatische MC-Produktionskette an der TU Dortmund . . . . .	39
<b>4 Analyse der AGN Mrk 421 mit MARS</b>	<b>45</b>
4.1 Signal-Untergrund-Trennung und Energieschätzung . . . . .	45
4.2 Berechnung der Lichtkurve . . . . .	48
4.3 Entfaltung des Energiespektrums . . . . .	50
4.4 Mrk 421-Analyse . . . . .	52
4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse und Vergleich der Datensets . . . . .	69
<b>5 MWL</b>	<b>71</b>
5.1 Teilnehmer an der MWL-Kampagne . . . . .	71
5.2 Lichtkurven . . . . .	73
5.3 Variabilitätsuntersuchung . . . . .	75
<b>Literatur</b>	<b>78</b>



# 1 Einleitung

Terry Pratchett, einer der berühmtesten Fantasyautoren, sagte: „Das Universum ist ein großer Witz“. Da dachte ich mir: „Na, das wollen wir ja mal sehen“.

Vielleicht hilft diese Doktorarbeit dabei, ein kleines bisschen Licht ins Dunkel des Universums zu bringen. Mit Hilfe von Teilchen, die wir auf der Erde oder mit Hilfe von Satelliten detektieren, können wir versuchen, so viel wie möglich über das Universum zu erfahren. Fragen wie „Woher kommen die Teilchen, die wir hier messen?“, „Wie wurden diese Teilchen beschleunigt?“ oder „Was passiert auf dem Weg von der Quelle bis zu uns mit diesem Teilchen?“ beschäftigen die Astroteilchenphysiker. Um diese Fragen zu klären, stehen verschiedene Botenteilchen mit ihren Vor- und Nachteilen zur Verfügung. Im Folgenden werde ich mich auf die Gammastrahlung als Bote beschränken.

Das Konzept der Gammaastronomie wurde in den 50er Jahren entwickelt und in den folgenden Jahren begann die Entwicklung der passenden Teilchendetektoren bis hin zu den abbildenden Luftschauderkerndetektoren wie den MAGIC-Teleskopen. Mit Hilfe dieser beiden Teleskope, die sich auf La Palma befinden, ist es möglich Luftschauder, ausgelöst von sehr hochenergetischer Gammastrahlung, zu detektieren. Eine mögliche Quelle für hochenergetische Gammastrahlung sind Aktive Galaktische Kerne (AGN). Die Quellen Markarian 421 (Mrk 421) und Markarian 501 (Mrk 501) waren die ersten detektierten Quellen dieses Typs. Mrk 421 besitzt eine Rotverschiebung von  $z = 0.031$  und wurde als Gammastrahlung-emittierende Quelle in den 90er Jahren vom Whipple-Teleskop entdeckt.

Um die physikalischen Prozesse in diesen Quellen zu verstehen, werden Modelle für die Teilchenproduktion und -beschleunigung benötigt. Die Analyse einer solchen AGN hat immer zum Ziel, das Energiespektrum der emittierten Strahlung zu bestimmen. Dabei gibt es einige Herausforderungen:

Da das Verhältnis von Signal (Gammastrahlung aus der Quelle) zu Untergrund (hadronische Schauer) ca. 1:1000 beträgt, werden gute Algorithmen zur Signal-Untergrund-Trennung benötigt. Diese Klassifikationsalgorithmen werden mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen trainiert. Eine genaue Simulation der Primärteilchen, die einen Teilchenschauer auslösen und vom Experiment detektiert werden, ist wichtig. Alle Schritte von der Schauerproduktion, über die Reflexion der Photonen am Teleskopspiegel bis zur Detektion in der Kamera müssen möglichst genau simuliert werden. Die gesamte Monte Carlo-Produktion für das MAGIC-Experiment wurde im Laufe dieser Doktorarbeit in Dortmund durchgeführt.

Mit Hilfe der Monte Carlo-Simulationsdaten wird die Analyse der AGN Mrk 421

## *1 Einleitung*

---

durchgeführt mit dem Ziel, ein Energiespektrum dieser Quelle zu bestimmen. Zudem bietet sich die Möglichkeit, eine Quelle in unterschiedlichen Wellenlängen simultan zu observieren. Diese Multiwellenlängendaten von verschiedenen Experimenten beleuchten die Quelle in einem anderen Licht und können dabei helfen, physikalische Prozesse wie Beschleunigungsmechanismen zu verstehen.

Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen:

Kapitel 2 gibt einen Einblick in die Astroteilchenphysik. Verschiedene Quellen kosmischer Strahlung und Beschleunigungsmechanismen werden vorgestellt. Des Weiteren wird auf die Gammaastronomie als eigenes Forschungsgebiet in der Astroteilchenphysik eingegangen. Danach wird der Quelltyp des Aktiven Galaktischen Kerns (AGN) näher beschrieben und die in dieser Arbeit analysierte AGN Mrk 421 eingeführt.

Kapitel 3 beinhaltet eine Beschreibung der MAGIC-Teleskope und bietet einen Überblick über die Monte Carlo-Produktion. Jedes Simulationsprogramm und die anschließende Kalibration werden beschrieben. Abschließend beinhaltet dieses Kapitel noch eine Übersicht über die automatische Produktionsstruktur auf dem Rechencluster LiDO an der TU Dortmund.

In Kapitel 4 befindet sich eine kurze Einführung in die Analyseprogramme, mit denen dann später in diesem Abschnitt die Analyse der AGN Mrk 421 durchgeführt wurde. Für diese Analyse wurde der gesamte Datensatz in vier Teile geteilt, die getrennt voneinander analysiert werden. Diese Teile unterscheiden sich in ihren äußeren Bedingungen und benötigen verschiedene Monte-Carlo-Simulationsdaten. Es werden für jeden Datensatz einzeln das Energiespektrum und die Lichtkurve bestimmt. Datensatz 2 wird zum Verständnis der Analyse beispielhaft genauer diskutiert. Eine zusammenfassende Lichtkurve, die den gesamten Datensatz enthält, ist am Ende des Kapitels zu finden.

Eine Multiwellenlängenanalyse der Quelle ist in Kapitel 5 zu finden. Nach einer Vorstellung der beteiligten Experimente werden die Lichtkurven der einzelnen Teleskope sowie die Ergebnisse einer Variabilitätsuntersuchung zwischen den verschiedenen Wellenlängen dargestellt.

In ?? werden alle erzielten Ergebnisse zusammengefasst.

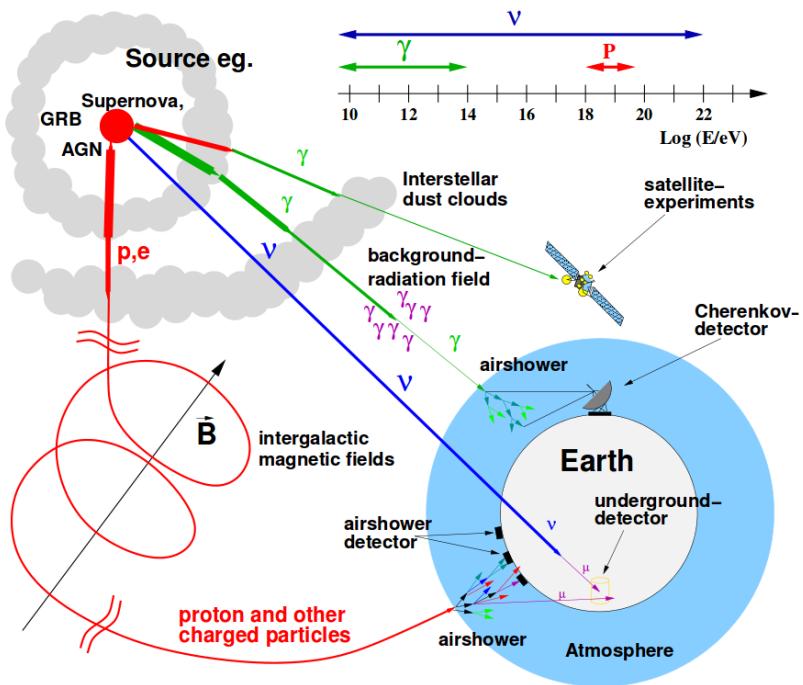
## 2 Astroteilchenphysik

Die Astroteilchenphysik ist ein noch recht junger Teilbereich der Physik und beinhaltet Fragen der Astrophysik und der Teilchenphysik. Verschiedene Botenteilchen, deren Eigenschaften in Abschnitt 2.1 beschrieben werden, geben Auskünfte über astrophysikalische Quellen, welche in Abschnitt 2.2 erklärt werden. Diese Quellen emittieren geladene, bzw. ungeladene Teilchen, die mit Hilfe von Satelliten im All oder auf der Erde detektiert werden. Die Modelle für die grundlegenden Beschleunigungsmechanismen der Teilchen, die in Abschnitt 2.3 beschrieben werden, müssen noch überprüft bzw. weiterentwickelt werden. Im Laufe der Jahre wurden verschiedene Detektionsmethoden entwickelt, die speziell an die zu detektierenden Teilchen angepasst sind. Gleichwohl ist die Forschung in der Detektorentwicklung noch nicht abgeschlossen und die Kollaborationen, sowie die konzipierten Detektoren werden fortschrittlicher und damit verbunden auch oft größer. Beispiele dafür sind der IceCube-Neutrino-Detektor oder das geplante Cherenkov-Teleskop-Array CTA. Abschnitt 2.4 bietet eine Übersicht über die Gammaastronomie und beschreibt die Wechselwirkung der Photonen auf dem Weg von der Quelle zum Detektor. Im Abschnitt 2.5 wird noch einmal der spezielle Quelltyp des Aktiven Galaktischen Kerns (AGN: Active Galactic Nuclei) näher beschrieben. Abschnitt 2.6 bietet eine Übersicht über die Quelle Mrk 421, die im Verlauf dieser Arbeit näher untersucht wird.

### 2.1 Kosmische Strahlung

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung verschiedener Botenteilchen, die von einer astrophysikalischen Quelle emittiert werden können.

In Abbildung 2.1 werden schematisch die Eigenschaften der Botenteilchen auf ihrem Weg von der Quelle zum Beobachter dargestellt. Geladene Teilchen wie Protonen oder Elektronen wechselwirken im Allgemeinen mit intergalaktischen oder interstellaren Magnetfeldern. Dadurch stellt die Rekonstruktion ihrer Ursprungsrichtung eine Herausforderung dar. Im Gegensatz zu den geladenen Teilchen, können Neutrinos aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit diese Strecke nahezu ungehindert zurücklegen. Allerdings ist ihre Detektion schwierig, sodass nur Detektoren mit sehr großem Volumen sie indirekt über ihre Sekundärteilchen detektieren können. Diese Detektion geschieht z.B. mit IceCube, einem Detektor, der in das Eis am Südpol eingeschmolzen, folgendermaßen: Ein Neutrino wechselwirkt mit einem Nukleon und erzeugt dabei ein geladenes Lepton. Beim Durchgang durch



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Wechselwirkungen, sowie der Detektion der Botenteilchen auf dem Weg von der Quelle zum Beobachter. Auf ihrem Weg unterliegen die unterschiedlichen Botenteilchen unterschiedlichen Wechselwirkungen. Geladene Teilchen wechselwirken mit Staubwolken und werden von Magnetfeldern abgelenkt, Neutrinos und hochenergetische Photonen behalten ihre Richtungsinformation bei. Photonen wechselwirken ebenfalls mit Staubwolken oder mit niedrigerenergetischen Hintergrundphotonen und werden dann abhängig von ihrer Energie mit unterschiedlichen Detektoren gemessen. Das Bild entstammt [21].

den Detektor produziert dieses geladene Lepton Cherenkov-Strahlung, die mit Hilfe von Photosensoren detektiert wird. Photonen besitzen den gleichen Vorteil wie Neutrinos und werden auf dem Weg zum Detektor nicht abgelenkt. Allerdings können sie direkt mit Staubwolken oder der niederenergetischen Hintergrundstrahlung (EBL: External Background Light), welche aus Sternenlicht oder Wärmestrahlung aus interstellarem Staub besteht, wechselwirken. Hochenergetische Photonen werden von Satellitenexperimenten oder von Luftschauteleskopen detektiert. Die Detektion mit Satellitenexperimenten geschieht direkt, während Luftschauteleskope die Teilchen indirekt detektieren. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben wird, werden die Luftschaue vermessen und daraus auf die Eigenschaften des Primärteilchens geschlossen.

### 2.1.1 Die geladene kosmische Strahlung

Die geladene kosmische Strahlung wurde Anfang des 20. Jahrhunderts mit Hilfe von Ballonexperimenten entdeckt [32]. Aufgrund des Ergebnisses, dass mit steigender Höhe die Ionisation zunahm, schlossen Hess und Kohlhörster [17], dass die von ihnen detektierte Strahlung aus dem Weltraum kommt. Diese Strahlung besteht zu 85% aus Protonen, zu 12% aus  $\alpha$ -Teilchen und 3% aus Elementen mit größerer Kernladung [28]. Das Energiespektrum dieser kosmischen Strahlung ist auf einem sehr großen Energiebereich vermessen und wurde sowohl mit erdgebundenen Experimenten als auch mit Satellitenexperimenten bestimmt.

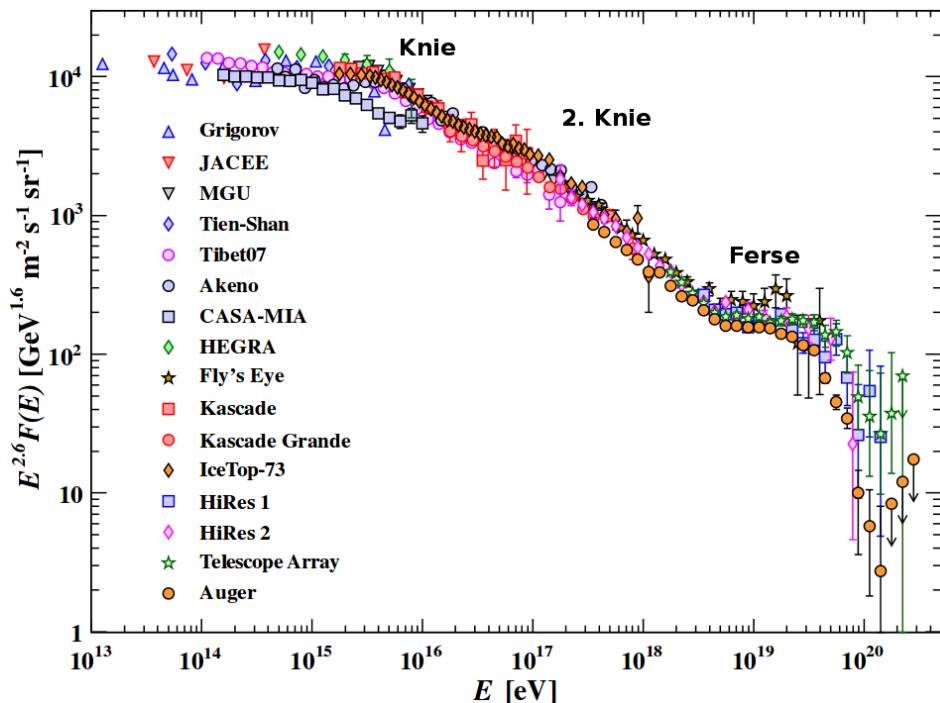
Wie in Abbildung 2.2 zu erkennen ist, kann das Spektrum mit einem gebrochenen Potenzgesetz mit zwei Steigungsänderungen, die als "Knie" und "Ferse" bezeichnet werden, parametrisiert werden [34]. Hierbei ist  $N$  die Anzahl,  $E$  die Energie,  $E_p$  die Primärteilchenenergie und  $\alpha_{CR}$  der spektrale Index der kosmischen Strahlung:

$$\frac{dN}{dE} \propto E_p^{-\alpha_{CR}} \quad (2.1)$$

mit [34]

$$\alpha_{CR} = \begin{cases} 2,7 & E \leq 4,5 \cdot 10^6 \text{ GeV} \\ 3,10 & 4,5 \cdot 10^6 \text{ GeV} < E \leq 4 \cdot 10^9 \text{ GeV} \\ 2,7 & E > 4 \cdot 10^9 \text{ GeV}. \end{cases}$$

Die Existenz eines zweiten Knies bei  $E = 4 \cdot 10^8 \text{ GeV}$  [34] wird noch untersucht. Größere Energien als  $5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$  können aufgrund des GZK-Cutoffs [26][64] nur schwer gemessen werden, da sie auf großen Propagationslängen stark unterdrückt sind. Dieser Cutoff tritt auf, wenn Protonen mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund (CMB) wechselwirken [26][64]:



**Abbildung 2.2:** Spektrum der kosmischen Strahlung. Aufgetragen ist der mit  $E^{2,6}$  gewichtete Fluss der Teilchen gegen die Primärteilchenenergie. Bei der Energie  $E = 10^{6,4} \text{ GeV}$  befindet sich das sogenannte "Knie" und bei der Energie  $E = 10^{9,5} \text{ GeV}$  die "Ferse" des Spektrums. Bei der Energie  $E = 4 \cdot 10^8 \text{ GeV}$  [34] wird das zweite Knie erwartet.[46]

$$p\gamma_{CMB} = \begin{cases} \Delta^+ \\ p e^+ e^- \end{cases}.$$

Knie und Ferse beinhalten Informationen über die Beschleunigungsmechanismen der Teilchen bzw. über die Quellen. Die Teilchen mit den höchsten Energien jenseits der Ferse können nicht galaktischen Ursprungs sein, da die galaktischen Magnetfelder für die Beschleunigung zu schwach sind. Deswegen wird vermutet, dass diese Teilchen extragalaktischen Ursprungs sind, wobei die Beschleunigungsmechanismen (vgl. Abschnitt 2.3) noch nicht genau bekannt sind.

### 2.1.2 Neutrinos als Botenteilchen

Neutrinos sind leichte Teilchen, die eine sehr geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit aufweisen und daher nur in großen Experimenten wie IceCube [1] oder ANTARES [4] indirekt über ihre leptonischen Partner nachgewiesen werden können. Es gibt verschiedene Quellen, in denen Neutrinos entstehen können. Kosmogene Neutrinos werden in Wechselwirkungen von hochenergetischen Protonen mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund (CMB: Cosmic Microwave Background) und dem darauffolgenden Zerfall von geladenen Pionen erzeugt. Galaktische Neutrinos können in hadronischen Beschleunigungsprozessen erzeugt werden. Es wird auch vermutet, dass in Gammastrahlenausbrüchen oder in hadronischen Beschleunigungsprozessen in AGNs Neutrinos entstehen können.

Die größte Herausforderung bei der Suche nach hochenergetischen Neutrinos ist der Untergrund, der durch Wechselwirkungen von geladener kosmischer Strahlung mit der Atmosphäre entsteht. Die Produktion von Neutrinos geschieht über schwache Zerfälle von Hadronen, hauptsächlich Pionen. Nachfolgend werden die möglichen Reaktionen beschrieben. Entweder wechselwirkt ein Photon mit einem Proton (mit der in Klammern angegebenen Wahrscheinlichkeit) [12]:

$$p\gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} p\pi^0 & (2/3) \\ n\pi^+ & (1/3) \end{cases}$$

Oder ein Proton wechselwirkt mit einem anderen Proton [12]:

$$pp \rightarrow \begin{cases} pp\pi^0 & (2/3) \\ pn\pi^+ & (1/3). \end{cases}$$

Bei höheren Energien tragen auch Kaonen und Neutronen zur Neutrinoproduktion bei. In diesen Prozessen entstehen negativ geladene Pionen, die zerfallen und dabei Neutrinos produzieren [22].

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

In der Quelle wird eine Verteilung der Neutrinos von  $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau) = (\bar{\nu}_e : \bar{\nu}_\mu : \bar{\nu}_\tau) = (1 : 2 : 0)$  erwartet [22]. Aufgrund von Neutrinooszillationen wird auf der Erde ein Verhältnis von  $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau) = (1 : 1 : 1)$  [22] beobachtet.

### 2.1.3 Photonen als Botenteilchen

Genau wie die Neutrinos besitzen Photonen den Vorteil, dass sie nicht von Magnetfeldern abgelenkt werden. Allerdings können aufgrund der Absorption in der Atmosphäre auf der Erde nur Photonen im optischen und im Radiobereich direkt detektiert werden. Deswegen hat sich die optische Astronomie und die Radioastronomie zuerst entwickelt. Danach kamen dann Astronomie mit anderen Wellenlängen wie Röntgenstrahlung oder Gammastrahlung hinzu. Gammastrahlung lässt sich anhand der Energie in nieder- bis mittelenergetische Gammastrahlung (0,1 MeV - 30 MeV), hochenergetische Gammastrahlung (30 MeV - 100 GeV), sehr hochenergetische Gammastrahlung (100 GeV-100 TeV) und ultrahochenergetische Gammastrahlung ( $E > 100$  TeV) einteilen.

Der Nachteil der hochenergetischen Photonen ist, dass sie mit den niederenergetischen Photonen der Hintergrundstrahlung (EBL) wechselwirken. Mit Hilfe von Messungen können dann Modelle erstellt werden, die die Hintergrundstrahlung parametrisieren und mit Hilfe derer dann diese Absorption in Beobachtungen berücksichtigt werden kann.

Abschnitt 2.4 geht näher auf die Gammaastronomie ein und es werden die Wechselwirkungen erklärt, die die Photonen auf ihrem Weg zur Erde erfahren.

## 2.2 Quellen kosmischer Strahlung

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über einige Quellen der kosmischen Strahlung gegeben. Es werden vor allem die wichtigsten Quellen hochenergetischer Gammastrahlung vorgestellt.

### 2.2.1 Die Galaktische Scheibe und das Galaktische Zentrum

1968 wurde das erste Mal Gammastrahlung von der Galaktischen Scheibe detektiert [36]. Diese galaktische Gammastrahlung kann in verschiedenen Prozessen entstehen, die Photonen unterschiedlicher Energien erzeugen. Niederenergetische Photonen können durch Bremsstrahlung von Elektronen im interstellaren Gas erzeugt werden. Elektronen können auch in einem inversen Comptonprozess an niederenergetischen

Photonen gestreut werden, wodurch die Photonen auf hohe Energien beschleunigt werden. Im Zerfall von neutralen Pionen zu Photonen werden Photonen mittlerer Energie erzeugt.

Das Galaktische Zentrum enthält mehrere massive Objekte, wie junge Supernova-Überreste, die hochenergetische Gammastrahlen emittieren. So befindet sich in einem Radius von  $10\text{ pc}$  um das Galaktische Zentrum eine Masse von  $3 \cdot 10^7$  Sonnenmassen. Dem Satellitenexperiment EGRET gelang die Detektion einer Quelle - 3EG J1745-2852 - von hochenergetischer Gammastrahlung. Allerdings ist die Natur dieser Quelle noch unbekannt.[6][62]

### 2.2.2 Supernovae und Supernovaüberreste

Die Explosion eines Sterns wird als Supernova (SN) bezeichnet. Gammastrahlung, die aus einer SN kommt, wird entweder in den ersten Sekunden der Explosion als Gammastrahlungsausbruch (GRB: Gamma Ray Burst) emittiert. Falls nach dem GRB ein Pulsar entsteht, kann sie aber auch auch als stete periodische Emission dieses Pulsars abgestrahlt werden. Es ist auch möglich, dass die Photonen aus der sich ausbreitenden Hülle des ehemaligen Sterns (SNR: Supernova Remnant) stammen. Diese galaktischen Quellen liefern kosmische Strahlung bis zu Energien von  $100\text{ TeV}$  [62]. Eine Beschleunigung von Teilchen auf Energien von  $10^{20}\text{ eV}$  durch SN und SNR ist nicht möglich. Teilchen mit so hohen Energien stammen somit aus extragalaktischen Quellen.[62]

### 2.2.3 Pulsare und Binäre Systeme

Pulsare sind rotierende Neutronensterne mit einer Rotationsperiode zwischen einigen Millisekunden und einigen Sekunden. Das bekannteste Beispiel ist der Crab-Pulsar im Zentrum des Krebsnebels.

Dieser Quelltyp wurde vor mehr als 30 Jahren entdeckt und lässt sich in zwei Kategorien einteilen. Pulsare der ersten Kategorie gewinnen ihre Energie durch Rotation und sind im Allgemeinen im Radiobereich gut detektierbar. Pulsare der zweiten Kategorie gewinnen ihre Energie durch Akkretion von Materie und sind vor allem im Röntgenbereich sichtbar. Die Emissionsprozesse der Pulsare der zweiten Kategorie sind rein thermisch und von weniger Interesse für die hochenergetische Gammaastronomie.

Bisher wurden einige Pulsare entdeckt, die im Gammabereich ebenfalls eine hohe Luminosität haben. Genau wie bei SNe und SNRs, können ihre Energiespektren durch ein Potenzgesetz beschrieben werden. Verschiedene Pulsare lassen sich anhand ihrer Spektren voneinander unterscheiden. Ihre Lichtkurven unterscheiden sich in der Position der Peaks bei verschiedenen Wellenlängen. Die Emissionsmechanismen von Pulsaren sind noch nicht komplett verstanden und zwei Modelle

konkurrieren miteinander. Eine detaillierte Beschreibung dieser Modelle kann [62] entnommen werden.

Die Hälfte aller Sterne taucht in einer Assoziation mit einem anderen Objekt auf und wird Binäres System genannt. Dieses andere Objekt ist oft ein kompaktes Objekt wie ein Weißer Zwerg, ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch. Hohe Röntgenemission sowie ein zeitlich variables Verhalten sind charakteristisch für diesen Quelltyp. Die Variabilität kann im Bereich von Millisekunden bis zu Jahren liegen und periodisch auftauchen oder in einzelnen Ausbrüchen wird viel Strahlung emittiert.[62]

### 2.2.4 Gammastrahlenausbrüche

Gammastrahlenausbrüche (GRB: Gamma Ray Burst) wurden während des kalten Kriegs von den amerikanischen *Vela*-Satelliten, die Atombombenexplosionen aufspüren sollten, entdeckt. 16 GRBs mit Zeitspannen von 0,1 s - 30 s und Teilchenflüssen zwischen  $(10^{-5} - 10^{-4} \frac{\text{erg}}{\text{s}})$  wurden detektiert.

Im Allgemeinen dauern GRBs zwischen Millisekunden und einigen tausend Sekunden an und sind isotrop verteilt. Sie werden in kurzweilige Ausbrüche ( $t < 2$  s) und den Rest unterteilt. Fast die gesamte emittierte Energie ist größer als 50 keV. Mit Satellitenexperimenten wurden GRBs auch bei Energien von Gammastrahlung (bis ca. 30 GeV) detektiert, der Fluss, d.h. die Anzahl der Teilchen pro Fläche und Zeit, ist aber sehr niedrig. Bodengebundene Teleskope, z.B. MAGIC, betreiben GRB-Programme, allerdings kam es bisher noch zu keiner Detektion.[62]

### 2.2.5 Aktive Galaktische Kerne

Die Klasse der Aktiven Galaktischen Kerne (AGN) wird durch ein supermassives Schwarzes Loch, welches sich in ihrem Zentrum befindet und Materie akkretiert, gekennzeichnet. Abhängig vom AGN-Typ werden aus dem Zentrum noch zwei Jets in entgegengesetzte Richtungen emittiert. Anhand ihrer Ausrichtung zum Beobachter und ihrer Emission in den verschiedenen Wellenlängen werden AGNs klassifiziert. Eine genauere Darstellung dieses Quelltyps, zu dem auch die in dieser Arbeit analysierte Quelle Mrk 421 gehört, wird in Abschnitt 2.5 gegeben.

## 2.3 Beschleunigungsmechanismen

Im Folgenden werden die Beschleunigungsmechanismen vorgestellt, die in den relativistischen Jets von AGNs oder GRBs relevant sind. Dafür wird zunächst der Fermi-Mechanismus vorgestellt, mit dessen Hilfe geladene Teilchen beschleunigt werden. Danach werden die Prozesse zur Erzeugung, bzw. Abschwächung von hochenergetischer Gammastrahlung beschrieben. Auf Grund der geringen Teilchendichte in Jets

$(n \leq 10^{-3} \frac{1}{\text{cm}^3})$  sind Prozesse wie Coulombstreuung oder Bremsstrahlung in AGNs nicht relevant und werden nicht beschrieben.

### 2.3.1 Fermi-Mechanismus 1. und 2. Art

Die Fermi-Beschleunigung 1. Art beschreibt die Schockbeschleunigung. Die in einer SN abgestoßene Hülle repräsentiert eine Schockfront, die sich mit einer Geschwindigkeit  $u_1$  durch das interstellare Medium (ISM) fortbewegt. Hinter der Schockfront strömt Gas mit der Geschwindigkeit  $u_2$  in die entgegengesetzte Richtung. Kollidiert nun ein Teilchen, welches sich mit der Geschwindigkeit  $c$  bewegt, mit dieser Schockfront und wird dabei reflektiert, so gewinnt es die relative Energie

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{u_1 - u_2}{c}. \quad (2.2)$$

Diese Art der Beschleunigung ist somit linear in der Geschwindigkeit und es können maximale Energien von etwa 100TeV erreicht werden.[28][37]

Die Fermi-Beschleunigung 2. Art beschreibt die Wechselwirkung eines Teilchens mit Geschwindigkeit  $c$  mit magnetischen Gaswolken, die sich mit der Geschwindigkeit  $u$  bewegen. Der relative Energiegewinn bei diesem Beschleunigungsmechanismus beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{u^2}{c^2}. \quad (2.3)$$

Die Fermi-Beschleunigung 2. Art ist somit quadratisch in der Teilchen- und Wolken geschwindigkeit. Da die Teilchen der kosmischen Strahlung einen Teil ihrer Energie in Wechselwirkungen mit dem interstellaren oder dem intergalaktischen Gas zwischen zwei Kollisionen wieder verlieren, benötigt dieser Beschleunigungsmechanismus eine minimale Injektionsenergie, oberhalb der die Teilchen effektiv beschleunigt werden können.[28][37]

### 2.3.2 Synchrotronstrahlung

Propagiert ein geladenes relativistisches Teilchen durch ein Magnetfeld, emittiert es ein breites Spektrum an Synchrotronstrahlung. Der Energieverlust dieses Teilchens mit Masse  $m$ , Ladung  $q$ , Lorentzfaktor  $\gamma$  und der Geschwindigkeit  $\beta c$ , welches sich mit einem Winkel  $\Psi$  zum B-Feld mit der Energiedichte  $u_B = \frac{B^2}{8\pi}$  bewegt, beträgt:

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{Sy} = -\frac{16\pi c}{3} \left( \frac{q}{mc^2} \right)^2 u_B \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \Psi. \quad (2.4)$$

Unter der Annahme, dass in relativistischen Jets die abstrahlenden Teilchen sofort in zufällige Richtungen gestreut werden, d.h. dass sie zufällig im Verhältnis

zum B-Feld verteilt sind und unter der Annahme, dass die Streuung auf kleineren Zeitskalen abläuft als der Synchrotronstrahlungsprozess, wird über den Winkel  $\Psi$  gemittelt. Das führt dazu, dass der Energieverlust umso größer wird, je größer die Masse ist:

$$\frac{dE}{dt} \propto m^{-2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{d\gamma}{dt} \propto m^{-3}, \quad (2.5)$$

wobei

$$\frac{dE}{dt} = mc^2 \frac{d\gamma}{dt}. \quad (2.6)$$

Daraus folgt, dass Elektronen größere Energieverluste durch Synchrotronstrahlung erfahren als Protonen. Für den gleichen Energieverlust müsste ein Proton  $6,2 \cdot 10^9$  mal mehr Energie haben als ein Elektron. Ein Nachteil von Elektronen ist, dass sie, nachdem sie zu ultrarelativistischen Energien beschleunigt worden sind, ihre Energie sehr schnell wieder verlieren. Protonen und schwerere Teilchen können einfacher beschleunigt werden, müssen aber auf extrem hohe Energien beschleunigt werden, um Photonen mit nennenswerter Energie abstrahlen zu können.

Zudem tritt noch das Problem der Synchrotron-Selbst-Absorption auf, d.h. Photonen werden von relativistischen Elektronen im B-Feld absorbiert.[16]

### 2.3.3 Compton-Streuung

Die Streuung von relativistischen Elektronen an einem Strahlungsfeld wird Compton-Streuung genannt. Dieser Prozess tritt auch in Strahlungsfeldern von extragalaktischen Jets auf. Die Photonenergie  $\epsilon$  wird in Abhängigkeit von der Elektron-Ruhemasse  $m_e c^2$  angegeben:  $\epsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ . [16]

In niedrigster Ordnung ist der Energieverlust im Thomson-Limit, d.h.  $\gamma\epsilon \ll 1$  gegeben durch:

$$-\left(\frac{d\gamma}{dt}\right) \approx \frac{4}{3}c\sigma_T \frac{u_{\text{Ph}}}{m_e c^2} \gamma^2 \quad (2.7)$$

$\sigma_T$ : Thomson-Wirkungsquerschnitt,  $u_{\text{Ph}}$ : Energiedichte des Photonfeldes.

Im Thomson-Limit kommt es zu Photonenergien von  $\epsilon_S \sim \gamma^2 \epsilon_0 \ll \frac{1}{\epsilon_0}$ , wobei  $\epsilon_0$  die Energie des isotropen monoenergetischen Photonfeldes ist.[16]

Für große Elektron- und Photonenergien  $\gamma\epsilon > 1$  ist Compton-Streuung unterdrückt.[16]

### 2.3.4 $\gamma\gamma$ -Absorption und Paar-Produktion

Die Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen miteinander oder mit weniger energiereichen Photonen ist der einzige relevante Absorptionsmechanismus für Photonen in astrophysikalischen Umgebungen. Ein Photon mit der Energie  $\epsilon_1$  wechselwirkt mit einem Photon der Energie  $\epsilon_2$  unter dem Winkel  $\Theta = \cos^{-1} \mu$  und produziert ein  $e^+e^-$ -Paar falls:

$$\epsilon_1 \geq \frac{2}{\epsilon_2(1 - \mu)}. \quad (2.8)$$

Sehr hochenergetische Gammastrahlung aus einer Quelle in kosmologischer Entfernung wird vom Infrarot- und optischen Hintergrundlicht absorbiert. Dieser Prozess wird EBL (Extragalactic Background Light)-Absorption genannt. Dieses extragalaktische Hintergrundlicht besteht vorwiegend aus der Infrarot-Emission von Staub aus jungen, sternbildenden Galaxien als auch aus der Infrarot- und der optischen Emission von Sternen. Das Spektrum und die Intensität des EBL hängen von der kosmologischen Zeit bzw. der Rotverschiebung ab und dadurch wird auch die Opazität für VHE-Gammastrahlung bestimmt. Aufgrund der großen Emission innerhalb des Sonnensystems und der Milchstraße ist das EBL schwierig zu vermessen. Daraus folgt, dass für Quellen mit großer Rotverschiebung, die Absorption durch EBL berücksichtigt werden muss, was mit Hilfe von EBL-Modellen geschieht.[16]

### 2.3.5 $\gamma$ -Hadron-Wechselwirkungen

Aufgrund der oft dichten Strahlungsfelder in Jets sind die Wechselwirkungen zwischen relativistischen Hadronen und Photonen bedeutend. Zum einen kann es zur Bethe-Heitler-Paarproduktion und zum anderen zu Photomesonproduktion kommen.[16]

Die Bethe-Heitler-Paarproduktion beschreibt die Reaktion eines Kernteilchens an einem Hintergrund-Photon, wobei ein  $e^+e^-$ -Paar entsteht:

$$p\gamma \rightarrow p'e^+e^-. \quad (2.9)$$

Diese Reaktion tritt auf, sobald die Schwerpunktsenergie groß genug ist:

$$s \geq (m_p c^2 + 2m_e c^2)^2 \approx 0,882 \text{ GeV}^2. \quad (2.10)$$

Die Photo-Mesonproduktion von z.B. Pionen tritt auf, sobald die Schwerpunktsenergie  $s \geq (m_p c^2 + 2m_{\pi^0} c^2)^2 \approx 1,16 \text{ GeV}^2$  überschreitet. Dominant ist die Pion-Produktion in photohadronischen Interaktionen, wobei das  $\pi^0$  mit einer Halbwertszeit von  $t_{1/2} \approx 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$  in zwei Photonen zerfällt und die geladenen Pionen nach einer Halbwertszeit von  $t_{1/2} \approx 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  in Myonen und Neutrinos. Die Produktion und der Zerfall von Kaonen und  $\eta$ -Mesonen trägt (10-20)% zur gesamten Photonen-, Leptonen- und Neutrinoproduktion bei.[16]

### 2.3.6 Elektromagnetische Kaskaden

In einer photohadronischen Quelle ist die Lichtundurchlässigkeit für primäre Gammastrahlung aus  $\pi^0$ -Zerfällen oder Compton-Streuung groß, weil sonst keine photohadronischen Wechselwirkungen stattfinden könnten. Solche primären Photonen verursachen eine elektromagnetische Kaskade, in der Paarproduktion, Synchrotronstrahlung, Comptonstreuung und Bremsstrahlung die wichtigen Prozesse sind. Solche eine Kaskade kann innerhalb von Jets auftreten, sobald die Photonen genug Energie für die Paarproduktion besitzen und die Dichte an Umgebungsphotonen hoch genug ist. Sobald die Energie der Photonen nicht mehr ausreichend für die Paarproduktion ist, verschwindet die Kaskade.[16]

## 2.4 Gammaastronomie

Wie in 2.1.3 beschrieben wurde, lässt sich die Gammaastronomie in verschiedene Energiebereiche einteilen. Abhängig vom Energiebereich werden verschiedene Detektoren benötigt.

**Satellitenexperimente** Gammastrahlung mit Energien, die kleiner sind als 10 GeV werden mit Satellitenexperimenten detektiert. Der Transport ins All stellt limitierende Bedingungen an diese Experimente. Die Detektionsfläche ist relativ klein und aufgrund des kleinen Teilchenfluxes werden lange Beobachtungszeiten benötigt. Im Allgemeinen lassen sich abhängig vom dominanten Wechselwirkungsprozess in dem zu beobachtenden Energiebereich zwei Detektionstechniken unterscheiden. Hohenenergetische Gammastrahlung wird über den Prozess der Paarproduktion detektiert und die mittelenergetische Gammastrahlung über den Prozess der Comptonstreuung.[62]

Die Paarproduktionsteleskope arbeiten typischerweise im Energiebereich von ca. 30 MeV-10 GeV. Die Experimente COS-B [14] und EGRET [35] sind zwei Beispiele für diesen Typ. Sie nutzen Funkenkammern zur Detektion der Sekundärteilchen und bestehen aus verschiedenen Bauteilen. EGRET [35] an Bord des *CGRÖ* besteht aus einem Tracker, der eine Funkenkammer beinhaltet. Ein Gammastrahlungssphoton erzeugt innerhalb dieses Trackers ein Elektron-Positron-Paar, welches in der Funkenkammer detektiert wird. Der Pfad dieses Paars wird in der Kammer aufgezeichnet. Jedes Elektron-Positron-Paar, welches die Funkenkammer verlässt, wird dann vom sogenannten Trigger gezählt. Mit Hilfe des dritten Bauteils, dem Kalorimeter, wird die Energie des Paars bestimmt. Als Veto dient eine Umhüllung des Detektors, die geladene Teilchen detektiert, die nicht innerhalb des Detektors erzeugt werden.[62]

Comptonteleskope dienen der Detektion von Gammastrahlung im Energiebereich 100 keV-10 MeV. Sie bestehen aus einem Szintillationsdetektor aus festem oder flüssigem

sigen Material, in dem Licht von geladenen Sekundärteilchen detektiert wird. Diese Sekundärteilchen sind in einer Comptonstreuung mit Gammastrahlung entstanden. Mit Hilfe von Photomultipliern (PMTs) wird das Licht detektiert. Auch diese Teleskope sind von einer Veto-Umhüllung umgeben.[62]

**Erdgebundene Gammaastronomie** Die erdgebundenen Experimente beruhen auf der Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade in der Atmosphäre. Trifft ein Photon mit einer Energie, die größer als 10 MeV ist, auf die Atmosphäre, dann produziert es typischerweise in einer Höhe von ca. 20 km ein Elektron-Positron-Paar. Diese Paarproduktion erfolgt in Vorwärtsrichtung. In dem typischen Energiebereich für erdgebundene Gammaastronomie  $E > 10 \text{ GeV}$  wechselwirkt dieses Paar mit den Molekülen der Luft. Dabei entstehen in Bremsstrahlungsprozessen Photonen, die wiederum weitere Paare produzieren. So entsteht eine elektromagnetische Kaskade in der Atmosphäre. Diese Kaskade wächst so lange bis Ionisations- und Strahlungsverluste gleich groß sind und das Schauermaximum erreicht ist. Danach stirbt der Schauer langsam aus. Begleitet wird der Schauer von Cherenkovphotonen. Diese entstehen sobald die Energie der Sekundärelektronen oberhalb der Schwelle für Cherenkovemission liegt. Photonen werden in Vorwärtsrichtung unter dem sogenannten Cherenkovwinkel emittiert. Dieser Winkel beträgt auf Meereshöhe ca.  $1.3^\circ$ .[62]

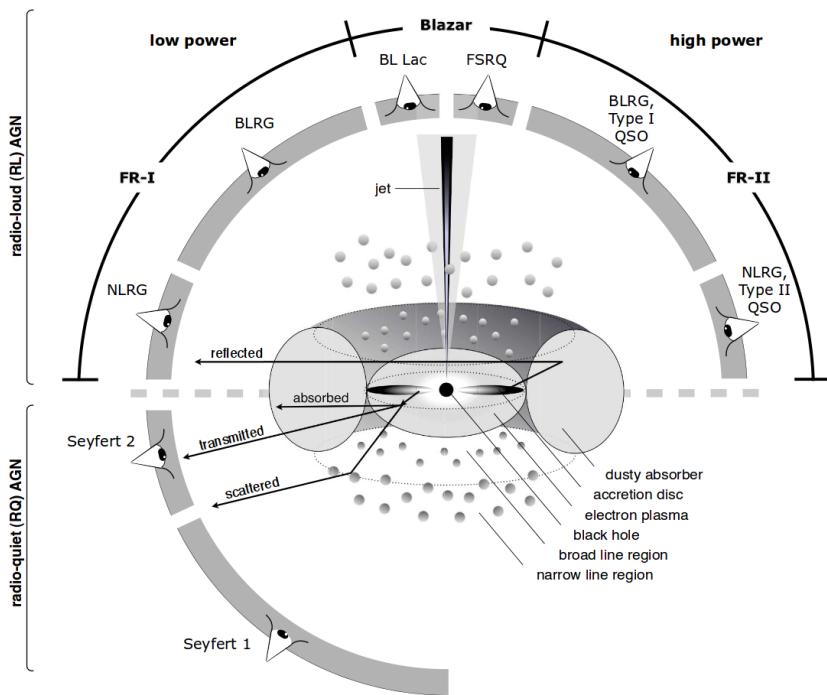
Nur ein kleiner Teil Primärteilchenenergie ( $< 10^{-6}$ ) geht in die Emission des sichtbaren Cherenkovlichts. Allerdings ist dieses Licht mit Hilfe eines Spiegels und PMTs einfach zu detektieren. Weiterhin ist es möglich aus dem Cherenkovlicht Rückschlüsse auf den Ursprung, die Energie, sowie die Ankunftszeit des Primärteilchens zu ziehen. Bei den für Cherenkovteleskope interessanten Energien ( $E \gtrsim 100 \text{ GeV}$ ) verhält sich die Atmosphäre wie ein großes Kalorimeter und die Helligkeit des Cherenkovlichtkegels am Boden bietet ein gutes Maß für die Primärteilchenenergie. Das Cherenkovlicht kommt innerhalb einiger Nanosekunden am Detektor an. Bei einem Schauer, der von einem Primärteilchen mit der Energie  $E = 1 \text{ TeV}$  ausgelöst wurde, kommen 25% des Lichts von Schauerteilchen in Höhe der ersten Wechselwirkung. Der Hauptanteil (ca. 50%) wird von einem Zylinder der Länge 4 km im Schauermaximum emittiert. Dieses Licht stellt ein gutes Maß für die totale Energie des Schauers dar. Die letzten 25% werden von Schauerteilchen unterhalb von 6 km emittiert.[62] Die Grundidee der atmosphärischen Cherenkovtechnik ist einfach. Es wird ein Lichtdetektor benötigt, der sich in der Fokalebene eines Spiegels befindet, sowie schnelle Ausleseelektronik. Schon mit solch einem einfachen Detektor mit einer Lichtsammlfläche von  $2 \text{ km}^2$  und einer Integrationszeit von 10 ns ist es möglich, ein Lichtsignal eines Schauers mit Primärteilchenergie 1 TeV zu detektieren. Allerdings ist die Unterscheidung zwischen einem elektromagnetischen Schauer, ausgelöst von Gammastrahlung, und einem Schauer ausgelöst von kosmischer Strahlung schwierig.[62] Die Ionen und Protonen der kosmischen Strahlung wechselwirken ebenfalls in der

Atmosphäre und lösen hadronische Kaskaden aus, die den elektromagnetischen Kaskaden sehr ähnlich sind. Auch Teilchen dieser hadronischen Schauer emittieren Cherenkovlicht, sodass Teleskope der ersten Generation diese Schauer nicht von einander unterscheiden konnten. Außerdem ist zu beachten, dass der hadronische Untergrund ca.  $10^3$  mal so groß ist. Von Vorteil ist, dass sich hadronische Schauer von elektromagnetischen in einigen Eigenschaften leicht unterscheiden. So besitzen diese beiden Arten von Schauern unterschiedliche laterale Verteilungen, zeitliche Verteilungen, eine anderes Lichtspektrum, sowie eine andere Winkelverteilung.[62] Um einen Schauer detektieren zu können, sind einige Eigenschaften des Detektors bzw. der Umgebung von großer Bedeutung. Die Atmosphäre spielt eine grundlegende Rolle, stellt den Beobachter aber vor Herausforderungen. Aufgrund von Wolken ist die Transmission variabel, sodass die Bewölkung, sowie das Wetter überwacht werden müssen. Das Mond- und Sternenlicht, sowie Menschen-gemachte Lichtquellen sollten ebenfalls minimiert werden, um gute Beobachtungsbedingungen zu erreichen. Das geschieht durch eine gute Standortwahl. Detektor-spezifische Eigenschaften wie eine möglichst große Lichtsammelfläche werden durch segmentierte Spiegel erreicht und Lichtdetektoren, die sensitiv für Cherenkovlicht sind, werden in Form von PMTs bereitgestellt.[62]

Wird eine größere Anzahl an PMTs in der fokalen Ebene eines großen Reflektors angeordnet, stellen diese eine Kamera dar. Die Cherenkovphotonen des Schauers, die am Spiegel reflektiert werden, erzeugen dann in der Kamera ein Bild, welches parametrisiert und analysiert werden kann. Anhand der Bildparameter und anhand der Orientierung zum Kamerazentrum ist es mit dieser Technik möglich, elektromagnetische Schauer von hadronischen zu unterscheiden. Diese Technik wird Imaging Air Cherenkov (IACT)-Technik genannt und von vielen großen Teleskopen bzw. Teleskoparrays wie den in dieser Arbeit betrachteten MAGIC-Teleskopen [8], aber auch HESS [23], VERITAS [63] benutzt.[62]

Im Gegensatz zur IACT-Technik existieren noch andere bodengebundene Teleskope, die Gammaastronomie betreiben. Erreicht ein Primärteilchen Energien, die größer sind als  $10 \text{ TeV}$ , erreichen genug Teilchen des Schauers den Boden, sodass der Schauer direkt detektiert und Energie sowie Ankunftszeit rekonstruiert werden können. Für diese Technik werden viele Teilchendetektoren auf einer großen Fläche verteilt. Außerdem bietet diese Art der Detektion den Vorteil, dass eine durchgängige Observation möglich ist. Als Beispiel dienen der MILAGRO-Detektor [3] in New Mexico, USA, sowie sein Nachfolgeexperiment HAWC [20]. MILAGRO bestand aus ca. 700 Lichtdetektoren in einem See und ca. 200, die außen herum platziert wurden. Auch das Pierre-Auger-Experiment [56], welches sich in der südamerikanischen Pampa befindet ist ein gutes Beispiel. Dieses Experiment beinhaltet ca. 1600 Oberflächen-detektoren, die sich in Wassertanks befinden und 27 Fluoreszenzteleskope. Mit diesen beiden Teleskoparten können die Eigenschaften der detektierten Schauer genau bestimmt werden.

## 2.5 Aktive galaktische Kerne



**Abbildung 2.3:** Schema zur Klassifikation von AGN (siehe Unterabschnitt 2.5.1). Abhängig von der Radioemission und dem Blickwinkel werden die einzelnen AGN-Typen voneinander unterschieden. Im Inneren einer AGN befindet sich ein supermassives Schwarzes Loch, welches von einer Akkretionsscheibe umgeben ist. Diese wird wiederum von einem Staubtorus umschlossen. Aus dem Zentrum werden zwei entgegengesetzte Jets emittiert.[13]

Aktive galaktische Kernen produzieren sehr hohe Luminositäten in einem sehr konzentrierten Volumen. Die Prozesse, die dazu führen, sind vermutlich andere Prozesse als die Kernfusion in "normalen Sternen". Wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, befindet sich im Zentrum einer AGN ein supermassives Schwarzes Loch, welches von einer Akkretionsscheibe umgeben ist. Die Materie dieser Scheibe wird vom Schwarzen Loch akkretiert und verliert dabei Drehimpuls. Von der Akkretionsscheibe wird UV-Licht und manchmal auch schwache Röntgenstrahlung emittiert. Auch harte Röntgenstrahlung wird sehr nahe am Schwarzen Loch produziert. Durch die Rotation kann das Schwarze Loch Energie emittieren. Umhüllt sind das zentrale Schwarze Loch und die Akkretionsscheibe von einem Staubtorus. Im Potential

des Schwarzen Lochs befinden sich Gaswolken, die sich schnell bewegen und dabei starke optische und ultraviolette Emissionslinien produzieren, die abhängig von der Sichtlinie und der Lage des Staubtorusses beobachtet werden können. Diese Wolken werden ‐Broad Line Clouds‐ genannt. Außerhalb des Torus sind Gaswolken, die sich langsamer bewegen und schmale Emissionslinien produzieren. Eine Emission von energiereichen Teilchen erfolgt in Form zweier Jets, die in entgegengesetzten Richtungen emittiert werden. In diesen Jets strömt das Plasma mit hohen Geschwindigkeiten und strahlt relativistisch in Vorwärtsrichtung. Die Achsensymmetrie dieses Modells impliziert, dass AGNs abhängig von der Lage zum Beobachter unterschiedlich aussehen und sich unterschiedlich verhalten. Anhand dieser Eigenschaften können AGNs klassifiziert werden (siehe Unterabschnitt 2.5.1). In der Erforschung von AGNs sind fundamentale Eigenschaften wie die Masse des Schwarzen Lochs oder aber der Spin von Bedeutung. Mit Hilfe dieser Eigenschaften können eventuell die Materieakkretion oder die Jetbildung verstanden werden.[59]

### 2.5.1 Klassifikation

Der Quelltyp der AGN umfasst einen Zoo an unterschiedlichen Subtypen mit verschiedenen Namen und Eigenschaften. Wie Abbildung 2.3 zeigt, werden nach Urry und Padovani [59] AGNs in radiolaute, AGNs mit Radioemission, und radioleise Vertreter, AGNs ohne Radioemission, unterteilt. Des Weiteren erfolgt eine Unterscheidung in Typ I mit breiten Emissionslinien und Typ II mit schmalen Emissionslinien. Innerhalb dieser Gruppen erfolgt eine weitere Unterteilung anhand der Luminosität. Insgesamt sind ca. 15-20% [59] der AGN radiolaut. Mit wenigen Ausnahmen sind die Spektren im optischen und ultravioletten, sowie im Infraroten bis zu weicher Röntgenstrahlung bei allen AGNs ähnlich. Die Radioemission hängt vermutlich zusammen mit dem Host-Galaxie-Typ oder dem Spin des Schwarzen Lochs, womit die Produktion von Jets erklärt werden kann. Basierend auf den optischen und ultravioletten Emissionslinien können AGNs in drei Typen eingeteilt werden [59]:

- Typ 1 beinhaltet AGNs mit breiten Emissionslinien, die von heißem Gas, welches sich mit hoher Geschwindigkeit bewegt, stammen. Die radioleisen Vertreter dieser Gruppe werden Seyfert 1 genannt und sind gekennzeichnet durch ihre geringe Luminosität, weswegen sie nur in kurzen Entfernung detektiert werden können. Die radiolauten Vertreter werden zum einen Broad Line Radio Galaxy (BLRG) genannt und sind ebenfalls durch niedrige Luminosität gekennzeichnet. Zum anderen gibt es die radiolauten Quasare mit hoher Luminosität, hier Quasi-stellar Object (QSO), genannt.
- Typ 2 beinhaltet die AGNs mit schmalen Emissionslinien, die von langsamem Gas emittiert werden, bzw. die Sichtlinie auf die Emission schneller Gasteil-

chen wird durch den Staubtorus blockiert. Die radioleisen Vertreter dieses Typs werden Seyfert 2 genannt und zeichnen sich durch geringe Luminosität aus. Die radiolauten AGNs werden Narrow Line Radio Galaxy (NLRG) bezeichnet und Fanaroff und Riley haben diese wiederum unterteilt in zwei Subtypen. Diese sind zu einem die Fanaroff & Riley I (FR I), welche von geringer Luminosität geprägt sind und deren symmetrischen Radiojets in der Intensität nach außen hin abnehmen. Zum anderen gibt es noch den Fanaroff & Riley II-Typ, dessen Jets gebündelt sind und in Radiolobes enden, in denen heiße Dichteschwankungen, genannt Hot Spots, sind.

- Der Typ 0 wird im Allgemeinen als Blazar bezeichnet und ist charakterisiert durch den sehr kleinen Winkel zwischen Jet und Beobachter. Dieser Typ beinhaltet den Flat Spectrum Radio Quasar (FSRQ), der sehr variabel ist und breite Emissionslinien wie Typ I-Objekte besitzt. Außerdem gehören die BL-Lac-Objekte zu dieser Klasse. Diese haben keine starken Emissionslinien. Die analysierte Quelle Mrk 421 gehört zum Typ BL-Lac. BL-Lacs können in allen Wellenlängen beobachtet werden, d.h. über die volle Breite des elektromagnetischen Spektrums, was 19 Dekaden in der Energie entspricht. Sie zeichnen sich durch ihre hohe Luminosität im Gammawellenlängenbereich aus und besitzen eine hohe Variabilität in allen Wellenlängen. Außerdem konnten starke Korrelationen zwischen den Wellenlängen beobachtet werden.

### 2.5.2 Spektrale Energieverteilung

Eine spektrale Energieverteilung (SED: Spectral Energy Distribution) beschreibt die Emission einer Quelle in Abhängigkeit von den verschiedenen Wellenlängen. Die SEDs von Blazaren besitzen eine charakteristische Struktur mit zwei Höckern. Bei sehr hochenergetischen Blazaren, wie z.B. Mrk 421 und Mrk 501, befindet sich ein Peak bei Röntgenenergien und ein anderer Peak bei (10-250)GeV. Beide Peaks sind vergleichbar hoch, was charakteristisch für diesen Quelltyp ist.[62]

### 2.5.3 Variabilität

Blazare besitzen charakteristische Variabilitäten zwischen einigen Minuten und Jahren. Die erste Detektion eines Flares, also eines außergewöhnlichen Flussanstiegs, in der VHE-Emission einer AGN fand 1994 statt: Whipple beobachtete einen Flussanstieg von Mrk 421 auf den zehnfachen Wert.[62][24]

### 2.5.4 Multiwellenlängenbeobachtungen

Die simultane Beobachtung einer Quelle mit mehreren Teleskopen zur genauen Aufnahme der Aktivität in allen Wellenlängen wird Multiwellenlängenbeobachtung

(MWL-Beobachtung) genannt. Diese Beobachtungen dienen u.a. dazu, Rückschlüsse auf die Beschleunigungsmechanismen in den Quellen zu ziehen. Es können Korrelationen der Flüsse in verschiedenen Wellenlängen untersucht werden. Die erste MWL-Kampagne wurde 1995 organisiert; Ziel war die Quelle Mrk 421.[62]

### 2.5.5 Modelle für hochenergetische Gammaemission

Es existieren grundsätzlich zwei verschiedene Ansätze um die hochenergetische Gammaemission zu erklären. Dies sind zum einen leptonische Modelle und zum anderen hadronische Modelle. Im Folgenden werden zuerst zwei mögliche leptonische Modelle und anschließend ein hadronisches Modell vorgestellt.

#### Leptonische Modelle

Die spektrale Energieverteilung (SED) gibt Hinweise auf die Strahlungsmechanismen, die sich im Inneren eines Jets ereignen können. Im Inneren eines Jets werden Elektronen durch Schocks beschleunigt. Diese Schocks entstehen durch Materieansammlungen, die den Jet mit verschiedenen Geschwindigkeiten durchlaufen. Die beschleunigten Elektronen verlieren ihre Energie durch Synchrotronstrahlung im Magnetfeld des Jets und produzieren den Synchrotronpeak in der SED. Die Position dieses Peaks wird durch die Effizienz der Schockbeschleunigung und der Cooling-Prozesse, d.h. der Energieverluste bestimmt. Im Folgenden werden zwei verschiedene leptonische Modelle vorgestellt.[62]

- Im Synchrotron-Selbst-Compton-Modell (SSC-Modell) werden die in Synchrotron-Prozessen abgestrahlten Photonen zu hohen Energien beschleunigt, die nahe an den Elektronenergien sind. Im Thomson-Regime können Photonenergien von  $E_\gamma \approx \gamma^2 h\nu$  und im Klein-Nishina-Regime  $E_\gamma \approx \gamma m_e c^2$  erreicht werden.[62]
- Im External-Radiation-Compton-Modell (ERC-Modell) werden sogenannte Saat-Photonen benötigt, die dann eine inverse Comptonstreuung erfahren. Diese Saat-Photonen werden außerhalb des Jets produziert, z.B. in der Akretionsscheibe.[62]

#### Hadronische Modelle

Als Beispiel für ein hadronisches Modell wird im Folgenden das Proton-Modell vorgestellt. In dem Proton-Modell wird die Gammastrahlung in Proton-induzierten Kaskaden produziert. Ziel dieser Modelle ist es, zwei Phänomene gleichzeitig zu erklären: Dies sind zum einen die Produktion von VHE-Gammastrahlung in AGNs und zum anderen der Ursprung der extragalaktischen kosmischen Strahlung mit

Energien von bis zu  $10^{20}$  eV. Die sehr hochenergetische Gammastrahlung entsteht durch beschleunigte Protonen im Jet mit Energien von bis zu  $10^{18}$  eV, die dann mit niederenergetischeren Photonen wechselwirken und Pionen produzieren. Die erzeugten Pionen zerfallen und lösen eine Kaskade aus. In manchen Modellen wird die Gammastrahlung als Synchrotronstrahlung von sehr energiereichen Protonen emittiert. Das Problem der Proton-Modelle ist, dass kurze Zeitvariabilitäten nicht erklärt werden können, da dafür ein sehr schnelles Cooling der Protonen nötig wäre. Durch Synchrotronstrahlung können die Protonen nicht schnell genug abgebremst werden. Kollisionen mit Photonen oder Ionen im Jet wären eine bessere Erklärung. In jedem Fall können hadronische Modelle erst dann verifiziert werden, wenn ein Neutrinostrahl, resultierend aus dem Pion-Zerfall detektiert wird.[62]

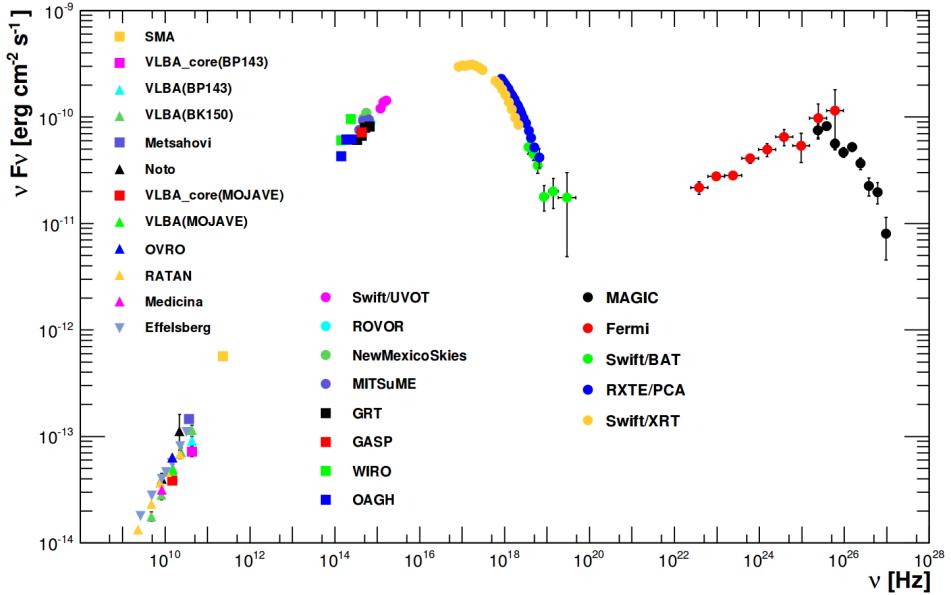
## 2.6 Markarian 421

Die AGN Markarian 421 (Mrk 421) ( $\text{RA}=11^h4^m27,31^s$ ,  $\text{Dec}=38^\circ12'31,8''$ ) wurde 1992 von Whipple als Gammastrahlungsquelle entdeckt [49]. Sie ist eine der hellsten extragalaktischen Quellen im Röntgen- und TeV-Licht und wird dem Typ BL-Lac zugeordnet. Sie besitzt eine Rotverschiebung von  $z = 0,0031$  und ist damit die von uns nächste extragalaktische Quelle im TeV-Energiebereich.[41]

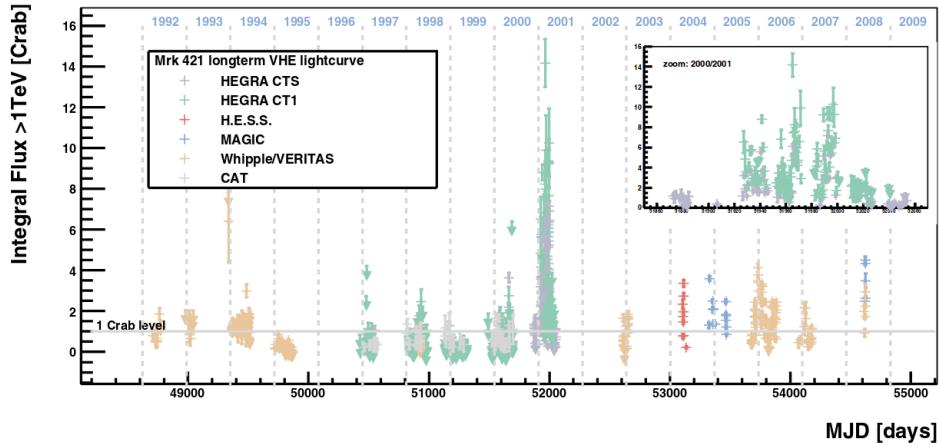
Abbildung 2.4 zeigt die spektrale Energieverteilung von Mrk 421, mit Daten einer MWL-Kampagne zwischen dem 19.1.2009 und dem 1.6.2009. Es wurde der Energiebereich von Radiowellen bis sehr hochenergetischer Gammastrahlung einbezogen. Die für BL-Lacs charakteristische doppelhöckrige Struktur ist zu sehen mit Peaks bei keV-Energien und bei GeV-TeV-Energien. Die SED kann mit Hilfe von SSC-Modellen beschrieben werden, allerdings sind hadronische Modelle trotzdem nicht auszuschließen.

Abbildung 2.5 zeigt eine Lichtkurve von Mrk 421, die zwischen 1992 und 2009 aufgenommen wurde. Deutlich sind die Unterschiede zwischen Zeiten niedriger und hoher Aktivität zu erkennen. Das Jahr 2001 ist geprägt von hoher Aktivität und der Fluss liegt zwischendurch bei mehr als dem zehnfachen Fluss von Crab.[57] Die Kurzzeitvariabilität dieser Quelle ist ebenfalls so ausgeprägt, dass eine Verdopplung des Fluxes in 15 min beobachtet werden konnte.[62]

Mit Hilfe von MWL-Kampagnen konnten sowohl während aktiver als auch während nicht aktiver Zeiten Korrelationen zwischen der Röntgen- und Gammastrahlungsemision gefunden werden. Aus diesen Multiwellenlängenbeobachtungen wird geschlossen, dass mit Hilfe eines leptonischen Modells die Emission der Quelle gut beschrieben werden kann.[41]



**Abbildung 2.4:** Die Abbildung zeigt die spektrale Energieverteilung von Mrk 421. Die für Blazare typische doppelhöckrige Struktur ist erkennbar. Des Weiteren ist zu sehen, dass das Maximum des niederenergetischen und des hochenergetischen Höckers einen ähnlichen Fluss aufweist.[2]



**Abbildung 2.5:** Die Abbildung zeigt eine Lichtkurve von Mrk 421, die zwischen 1992 und 2009 aufgenommen wurde. Die Variabilität dieser Quelle ist deutlich zu erkennen, wobei 2001 die größte Aktivität herrschte.[57]

## 3 Monte-Carlo-Simulation

Eines der Ziele in der Astroteilchenphysik ist es, Aussagen über die Energiespektren von astrophysikalischen Quellen zu treffen.

In dieser Arbeit werden Daten analysiert, die von den beiden MAGIC-Teleskopen[8] aufgenommen wurden, die in Abschnitt 3.1 kurz beschrieben werden.

Aufgrund einer fehlenden Gamma-Kalibrationsquelle sind in der Datenanalyse Monte-Carlo-(MC)-Simulationsdaten von grundlegender Bedeutung. Für die Rekonstruktion eines Energiespektrums einer Gamma-Quelle müssen zunächst Signal-Ereignisse, welche aus der Quelle stammen, von den Untergrund-Ereignissen getrennt werden. Hierbei ist das Verhältnis von Signal- zu Untergrund-Ereignissen etwa 1:1000[62], was eine Herausforderung darstellt. Die Trennung geschieht heutzutage mit Klassifikationsalgorithmen, die auf wohlbekannten Beispieldaten, den MC-Simulationsdaten und ausgewählten Untergrunddaten, trainiert werden. Auch für die Methode der Entfaltung des Energiespektrums, die in Abschnitt 4.3 beschrieben wird, werden MC-Daten benötigt.

Die gesamte Produktion der Gamma-MC-Simulationsdaten für das MAGIC-Experiment wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit durchgeführt und wird in diesem Kapitel detailliert beschrieben.

Zunächst wird ein Einblick in die Programme gegeben, die in der MAGIC-MC-Simulationskette genutzt werden. Angefangen mit der Simulation der Luftschauder mit *CORSIKA* [31] (Abschnitt 3.2) über die Reflektor-Simulation [9] (Abschnitt 3.3) wird bis hin zur Kamera-Simulation [15] (Abschnitt 3.4) in diesem Kapitel jeder Simulationsschritt beschrieben. Dabei bauen die Simulationsschritte aufeinander auf, sodass jedes simulierte *CORSIKA*-Ereignis alle Simulations- und Kalibrationsschritte durchläuft.

Für die Simulationsprogramme (*CORSIKA*, *Reflector* und *Camera*) wird jeweils eine Übersicht über einige wichtige Eingabeparameter gegeben. Diese Eingabeparameter werden den Programmen als Textdateien, sogenannten Inputcards, übergeben. Nach Abschluss der Simulationskette liegen dann die MC Daten in der gleichen Form vor wie die aufgenommenen Daten der Teleskope.

Die anschließenden Schritte der Kalibrationskette (*Sorcerer*, *Star* und *Superstar*) von der Signalextraktion und Ankunftszeitbestimmung bis zur Berechnung der Stereo-Bildparameter der Ereignisse werden in den Abschnitt 3.5 - Abbildung 3.8 beschrieben. Diese Programme sind alle in der Standard-MAGIC-Software *MARS* (MAGIC Analysis and Reconstruction Software)[43] enthalten. Die Kalibration wird im MAGIC-Datenzentrum ebenso mit den real aufgenommenen Daten durchgeführt,

sodass am Ende alle Daten (reale und simulierte) im gleichen Format vorliegen. Nachdem alle Programme zur Simulation und Kalibration erklärt worden sind, wird auf die automatische Produktionsstruktur auf dem Rechencluster LiDO an der TU Dortmund eingegangen (Abschnitt 3.8).

### 3.1 MAGIC

Die MAGIC-Teleskope bestehen aus zwei Imaging Air Cherenkov Telescopes (IACT) mit einem Spiegeldurchmesser von 17 m, die sich auf dem Roque de los Muchachos auf einer Höhe von ca. 2200 m auf der kanarischen Insel La Palma befinden (siehe Abbildung 3.1). Diese Teleskope werden im Folgenden MAGIC-I und MAGIC-II genannt.



**Abbildung 3.1:** Zu sehen sind die MAGIC-Teleskope auf dem Roque de los Muchachos. Im Vordergrund sind von links nach rechts, MAGIC-I, MAGIC-II und das Counting-Haus zu sehen.[61]

Das Teleskop MAGIC-I ist im Jahr 2004 in Betrieb gegangen und MAGIC-II fünf Jahre später, im Jahr 2009. In den Jahren 2011/2012 wurde ein großes Upgrade des Systems durchgeführt und die Hardware von MAGIC-I durch neuere ersetzt.

Die beiden großen Ziele des Experimentes sind das Erreichen einer niedrigen Energieschwelle und eine schnelle Ausrichtung der Teleskope auf eine transiente Quelle. Hierbei wird mit Hilfe der beiden Teleskope eine Energieschwelle von 50GeV-60GeV vor dem Upgrade, welches 2012 stattfand, erreicht [8]. Die niedrige Energieschwelle wird durch die große Spiegelfläche, die große Pixelanzahl in der Kamera und die schnelle Ausleseelektronik erreicht. Durch die leichte Kohlefaser-Struktur des Gerüsts und die automatische Spiegelausrichtung ist es möglich, das Teleskop schnell und genau auf eine neue Quelle auszurichten. Diese schnelle Ausrichtung dauert maximal ca. 25 s, wenn das komplette Teleskop um 180° im Azimuth rotiert. Für die Beobachtung von kurz auftauchenden Phänomenen wie Gamma Ray Bursts ist diese Fähigkeit wichtig.

Vor dem großen Kameraupgrade im Juni 2012 bestand die Kamera von MAGIC-I aus 577 hexagonal angeordneten Pixeln, unterteilt in 397 innere Pixel mit einem Durchmesser von 1 Zoll und 180 äußeren Pixeln mit einem Durchmesser von 2 Zoll. Die Kamera von MAGIC-II bestand aus 1039 Pixeln mit je 1 Zoll Durchmesser und einem totalen Gesichtsfeld von etwa 3.5°. Nach dem Upgrade im Juni 2012 haben beide Teleskope das MAGIC-II Kameradesign. [7]

Im Zentrum der Spiegel befindet sich bei beiden Teleskopen die Calibration Box. Diese sendet sehr kurze Lichtpulse mit konstanter Intensität in Richtung der Kamera. Diese Lichtpulse dienen der Kalibration der einzelnen Pixel. Dies geschieht in den sogenannten Calibration Runs oder in den interleaved calibration runs, die während der Datennahme genommen werden.

Das analoge Signal, welches aus den PMTs kommt, wird über optische Fasern zum Trigger und zum Readout im Counting-Haus gebracht. Vor dem Upgrade gab es verschiedene Readout-Systeme für MAGIC-I und MAGIC-II: Das Readout-System von MAGIC-I basierte auf dem MUX-FADC-Board, welches robust war und eine gute Performance liefert hat, allerdings teuer und unhandlich war. Das Readout-System von MAGIC-II basierte auf dem DRS2-Chip, welcher unter recht hohem Rauschen litt. Nach dem Upgrade wurden beide Auslesesysteme mit dem DRS4-Chip ausgestattet, welcher sich durch wenig Rauschen, wenig Crosstalk und eine sehr kurze Totzeit auszeichnet.[7]

Der Trigger wird in verschiedene Level unterteilt: Der Level 0-Trigger beinhaltet einen Schwellwert (Discriminator Threshold) für jeden Pixel, der überschritten werden muss, damit ein Ereignis weiterverarbeitet wird. Es folgt ein Nächste-Nachbarn-Trigger, welcher als Level 1-Trigger bezeichnet wird. Für Stereo-Beobachtungen müssen 3 nächste Nachbarpixel eines Pixels ebenfalls ein Signal detektiert haben, damit die Level 1-Triggerbedingung erfüllt ist.[42] Schließlich folgt noch der Stereo-Trigger, welcher die Ereignisse auswählt, die in beiden Teleskopen einen Trigger ausgelöst haben und ihren zeitlichen Abstand überprüft. Dadurch wird der Nachthimmeluntergrund [Night Sky Background (NSB)] unterdrückt.

## 3.2 Schauersimulation mit CORSIKA

Die Software *CORSIKA* [31] wurde am Forschungszentrum Karlsruhe ursprünglich für das KASCADE-Experiment entwickelt und wird heute in vielen Astroteilchenexperimenten eingesetzt. Mit *CORSIKA* werden ausgedehnte Luftschauer, welche von kosmischer Strahlung ausgelöst werden, simuliert.

Hierbei können verschiedene Primärteilchen wie Protonen, schwere Kerne oder Photonen als Primärteilchen simuliert werden. Diese Primärteilchen werden durch die Atmosphäre propagiert, wo sie Wechselwirkungen mit den Atomen der Luft eingehen und Schauer produzieren oder aber zerfallen. Die Ausbreitung der entstandenen Schauer werden dann bis hin zum Teleskop simuliert.

In Abbildung 3.2 sind zwei Schauer für ein hochenergetisches Photon und Proton dargestellt: Es ist erkennbar, dass hadronische Schauer verglichen mit elektromagnetischen Schauern einen größeren Querschnitt haben und weniger kompakt sind

In *CORSIKA* sind verschiedene Modelle für die hadronische Wechselwirkung bei hohen und niedrigen Energien implementiert. Für die MAGIC MC-Simulation werden QGSJET II für die hadronische Wechselwirkung bei hohen Energien und FLUKA für die Wechselwirkung bei niedrigen Energien genutzt. Elektromagnetische Prozesse werden durch das EGS4-Modell beschrieben. Eine Simulation der Cherenkovphotonen, die von den geladenen Teilchen produziert werden und durch die Luft propagieren, erfolgt außerdem.

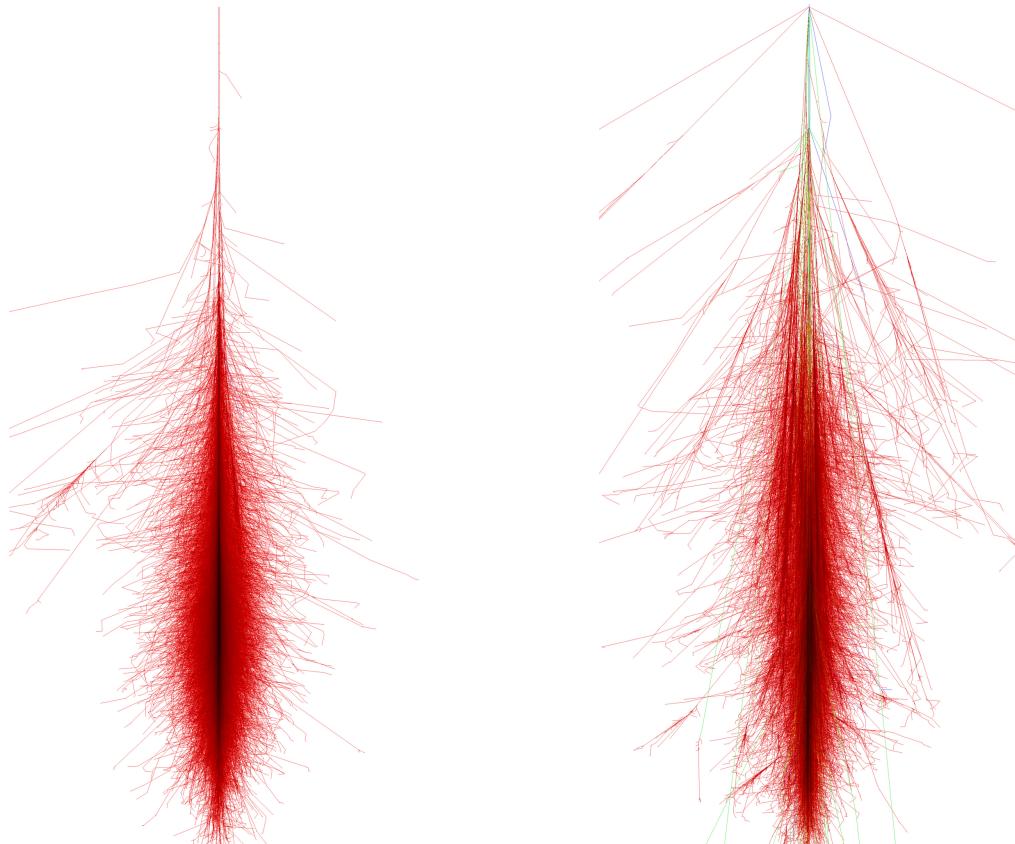
### 3.2.1 Mmc's

Eine speziell für das MAGIC-Teleskop adaptierte Version von *CORSIKA* wird in der Standardsimulation genutzt. In dieser Version wurde der Einfluss des Magnetfeldes vor der ersten Wechselwirkung auf das Primärteilchen vernachlässigt um zu verhindern, dass es zu weit vom Teleskop abgelenkt wird. Außerdem ist die Simulation der Cherenkovwellenlänge eingebaut und alle Informationen über das Primärteilchen werden gespeichert.

### 3.2.2 Inputcards

Die Inputcard stellt das Kernstück der Simulation dar. Sie enthält Informationen über den Teleskopstandort, die simulierten Schauer und über das Magnetfeld am Standort.

Zunächst werden allgemeine Angaben zur Anzahl der simulierten Ereignisse gemacht. So erhält jeder *CORSIKA*-Run eine eigene Runnumber und die Anzahl der Schauer pro Run wird durch den Parameter **NSHOW** angegeben.



(a) Simulation eines Schauers mit einem 1 TeV-Photon als Primärteilchen.

(b) Simulation eines Schauers mit einem 1 TeV-Proton als Primärteilchen.

**Abbildung 3.2:** Es wurden mit Hilfe von *CORSIKA* Schauer simuliert, die von 1 TeV-Primärteilchen ausgelöst wurden. Die verschiedenen Farben zeigen die verschiedenen Teilchentypen. Der elektromagnetische Schauer hat verglichen mit dem hadronischen Schauer eine andere Struktur. Er ist kompakter und nicht so aufgefächert.[51]

Außerdem erfolgen noch Einstellungen über die Eigenschaften der Schauer. Der Parameter `PRMPAR` gibt die Art des Primärteilchens an und `ERANGE` beschreibt den Energiebereich, in dem die Primärteilchen simuliert werden. Die Steigung des Energiespektrums wird mit dem Parameter `NSLOPE` eingestellt. Zusätzlich lassen sich Zenit- und Azimutbereich, in dem die Schauer simuliert werden durch `THETAP` und `PHIP` angeben.

Zudem werden in *CORSIKA* noch Standortangaben zur Geographie des Teleskopstandortes gemacht. So wird die Höhe über NN im Parameter `OBSLEV` angegeben und eine Angabe über die horizontale, bzw. vertikale Komponente des Magnetfeldes im Parameter `MAGNET` festgelegt. Der Parameter `ATMOSPHERE` gibt an, welche Parametrisierung der Atmosphäre genutzt wird.[30]

Abgesehen von diesen allgemeinen Angaben gibt es in der Inputcard noch einige Parameter, die dediziert für die Simulation der Cherenkovphotonen sind. Der Wellenlängenbereich, in welchem Cherenkovphotonen simuliert werden, wird mit `CWAVLG` angegeben. Der Impact-Parameter gibt an, in welcher Entfernung (projiziert auf den Boden) der Schauer vom Teleskop auftreffen kann. Er wird mit innerhalb des Parameters `CSCAT` angegeben. Der Parameter `CERTEL` beinhaltet Standort und Größe der Teleskope, die man simuliert und mit der Option `CERFIL` wird angegeben, ob der Output über die Cherenkovphotonen in eine zusätzliche Datei geschrieben wird.

## 3.3 Simulation des Reflektors mit *Reflector*

Im Programm *Reflector*[9] wird vor allem der Reflektor simuliert, allerdings wurde das Programm noch um weitere Funktionen erweitert.

Mit *Reflector* wird zuerst die atmosphärische Absorption der Cherenkovstrahlung in der Luft simuliert. Dabei werden Rayleigh-Streuung, Mie-Streuung und die Absorption an Ozon simuliert. Nachfolgend wird mit Hilfe von Ray-Tracing simuliert, ob die Cherenkovphotonen die Spiegelfläche treffen. Für die auftreffenden Photonen wird die Absorption der Aluminium-, bzw. Glasspiegel berücksichtigt und die Photonen reflektiert. Nach der Reflexion am Spiegel wird nacheinander überprüft, ob die Photonen die Kamera treffen und letztendlich die Ankunftszeiten in der Kamera bestimmt.

### 3.3.1 Inputcards

Für diese Simulationsschritte werden bestimmte Inputparameter, bzw. Inputdateien benötigt, die die Eigenschaften des Reflektors beschreiben. Die wichtigsten werden im Folgenden kurz erklärt.

Teleskopstandort und Wobble-Position müssen angegeben werden.

Die folgenden Dateien beinhalten Daten zu den einzelnen Spiegel der Teleskope. so wird pro Teleskop ein `mirror_definition_file` für die verschiedenen Spiegel (Glas und Aluminium) benötigt. In dieser Datei sind grundlegende Eigenschaften des Teleskops wie zum Beispiel der Abstand zwischen Spiegel und Kamera festgelegt. Des Weiteren wird der Kameraradius angegeben und die Anzahl der Spiegel mit ihrer jeweiligen Größe. Für jeden Spiegel sind einzeln ihre jeweilige ID, der Fokalabstand, die Koordinaten des Spiegelmittelpunkts und der Normalenvektor des Spiegels aufgelistet.

Im sogenannten `reflectivity_file` sind die gemessenen Reflektivitäten der einzelnen Spiegel aufgelistet und das `axisdev_file` beschreibt die Abweichung der einzelnen Spiegel von der idealen Pointing Position. Die gemessene PSF für das Teleskop befindet sich im `measuredpsf_file`.

Letztendlich muss in *Reflector* noch das Atmosphärenmodell, welches für die Simulation benutzt werden soll, angegeben werden. Aktuell wird das *MagicWinter*-Modell benutzt. Eine Parametrisierung des Modells enthält abhängig von der Höhe die Dichte, die Dicke und den Brechungsindex der Atmosphärensichten [29].

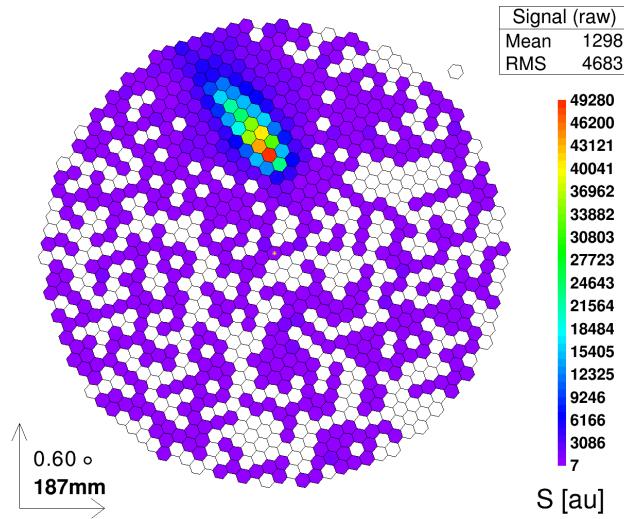
## 3.4 Simulation von Kamera und Elektronik mit *Camera*

Das Programm *Camera*[15] simuliert das komplette Verhalten der Kamera inklusive des Rauschens, das durch den Nachthimmeluntergrund entsteht. Es werden neben den Schauern auch der diffuse NSB und Sterne im Gesichtsfeld (Field of View [FoV]) simuliert. Des Weiteren simuliert *Camera* den Trigger und das elektronische Rauschen, sodass bei einer Änderung der Hardware der Kamera bzw. der Elektronik nicht die komplette MC-Kette noch einmal durchlaufen werden muss. In Abbildung 3.3 befindet sich das Kamerabild eines generierten Cherenkovereignisses mit einer Energie von 3,0 TeV.

Im Folgenden wird die Simulation beschrieben, die mit zwei möglichen vorbereiteten Schritten beginnt: der Simulation des NSB und der Sterne im FoV.

### 3.4.1 StarFieldAdder und StarResponse

Da MAGIC sensitiv für Sterne bis zur Magnitude 10 ist, tragen die Sterne zum Rauschen in der Kamera bei. Das Programm *StarFieldAdder* berechnet anhand eines Kataloges, welche Sterne im FoV sind und wie viele Photonen von diesen Sternen mit welcher Wellenlänge den Spiegel treffen. Der Output wird im *CORSIKA*-Format geschrieben und muss von *Reflector* verarbeitet werden, bevor er von *Camera* benutzt werden kann. Eine Simulation der Sterne im FoV wird in der Standard-MC-Simulation nicht durchgeführt, da die MC-Daten für alle Quellen in einem bestimmten Zenitbereich benutzt werden sollen und nicht für jede Quelle eigene MC-Daten produziert werden.



**Abbildung 3.3:** Darstellung eines simulierten Schauers mit einer Primärteilchenenergie von 3,0 TeV in der Kamera. Die Farbskala zeigt den simulierten Photoneninhalt in den einzelnen Pixeln in [a.u.].

Um die Simulation zu beschleunigen und damit nicht für jedes Ereignis der diffuse NSB neu berechnen werden muss, wird mit *StarResponse* eine NSB-Datenbank generiert und daraus das NSB-Rauschen berechnet, welches zusammen mit dem Cherenkovphotonensignal zum Trigger gelangt.

### 3.4.2 Simulation von Kamera und Elektronik

Nachdem alle Parameter aus der Inputcard eingelesen worden sind und für jeden Pixel individuell NSB simuliert wurde, erfolgt die eigentliche Verarbeitung der zuvor simulierten *Reflector*-Daten. Die Photonen aus den Schauern werden eingelesen und für jedes Photon werden folgende Werte einzeln bestimmt:

- Pixelization: In welchem Pixel kommt das Photon an.
- PhE-Produktion: Unter Berücksichtigung der wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz jedes Photomultiplier Tubes (PMT) und den sich darauf befindenden Lichtleiter (Winston Cones) wird entschieden, ob ein Photoelektron erzeugt wird.
- Channel Response: Für jedes Photoelektron, was die Photokathode verlässt, wird das Analogsignals des PMTs simuliert.

Danach werden die Signale und Ankunftszeiten aller Photonen eines Pixel superponiert. Weiterhin wird die Antwort des Triggers und FADC Systems berechnet und elektronisches Rauschen hinzugefügt. Das wird geschieht für alle Pixel und dadurch kann das analoge Signal rekonstruiert werden. Dann wird durch Subtraktion der Baseline die AC Kopplung simuliert, die zwischen dem PMT Output und dem Signal anliegt, welches in den Discriminator Trigger geht. Daraufhin erfolgt die Simulation des Triggers. Es wird überprüft, ob das analoge Signal eine bestimmte Diskriminator-Schwelle, überschreitet. Ist dies der Fall, wird ein digitales Output-Signal simuliert. Nun wird der Level 1-Trigger simuliert. Ob ein Ereignis triggert, beruht auf seiner Topologie und der Multiplizität. Dafür wird eine Nächste-Nachbarn-Bedingung überprüft, d.h. die minimale Anzahl an Pixeln, die einen bestimmten Photoneninhalt haben und ihre Verteilung in der Kamera. Falls diese Bedingungen erfüllt sind, wird ein Level 1-Trigger-Signal generiert und die Ausgabe des FADC Systems, welches die digitalisierte Form des analogen Signals ist, wird gespeichert. Damit ist die Kamera- und Elektroniksimulation für ein Ereignis abgeschlossen und das nächste Ereignis kann prozessiert werden.

#### 3.4.3 Inputcard

Im Folgenden werden einige Parameter erklärt, die in der Inputcard von *Camera* enthalten sind. Wie in jeder Inputcard müssen die Pfade zu den zu prozessierenden *Reflector*-Dateien angegeben sein sowie ein Output-Pfad. Im Folgenden werden einige Dateien angegeben, die das Programm *Camera* benötigt:

- **qe\_file:** In dieser Datei sind die Quanteneffizienz der PMTs als Funktion ihrer Wellenlänge angegeben.
- **lightcollection.dat:** Die Lichtkollektionseffizienz der Pixel als Funktion des Winkels zwischen Photontrajektorie nach der Reflexion am Spiegel und der Kameraebene sind in dieser Datei angegeben. In diesem Wert ist die Transmission des Plexiglasfensters der Kamera, die Reflektivität der Winston Cones (Lichtleiter) und die Kollektionseffizienz der Photoelektronen der ersten Dynode der PMTs enthalten.
- **star\_field\_file:** Diese Datei enthält die Sterne im FoV.

Zudem werden einige Parameter, die den NSB betreffen hier aufgeführt. Zunächst wird definiert, ob der NSB simuliert werden soll. Dies geschieht mit dem Befehl `nsb_on`, bzw. `nsb_off`. Des Weiteren muss der Pfad zur vorher generierten NSB Datenbank angegeben werden, was mit dem Parameter `nsb_directory` geschieht. Falls die äußeren (früher größeren) Pixel einen anderen Verstärkungsfaktor haben, ist dort auch der Einfluss des NSB anders. Dies wird durch `nsb_dir_outer` angegeben.

Ein weiterer Parameter, der den NSB betrifft und zwei Werte beinhaltet, ist `nsb_mean`. Die erste Zahl gibt die Amplitude des NSB in Anzahl an Photoelektronen pro ns in einem inneren Pixel an. Wenn eine andere Geometrie (größere Spiegel oder größere Pixel) oder eine andere Kamera (andere Quanteneffizienz) simuliert werden soll, wird die Photoelektronrate automatisch skaliert. Die zweite Zahl gibt an, wie groß die Anzahl der Photoelektronen eines Schauers minimal sein muss, damit NSB für diesen Schauer generiert wird. Die meisten Schauer produzieren wenige oder keine Photonen in der Kamera und werden ignoriert. Für alle Schauer mit weniger als 10 Cherenkovphotonen wird kein NSB produziert, da diese Schauer mit hoher Wahrscheinlichkeit auch nicht getriggert werden.

Der Parameter `mirror_fraction` gibt den Anteil der Spiegel an, der zur Reflexion des Lichts beiträgt. Mit Hilfe dieses Parameters können fehlende Spiegel in der Simulation berücksichtigt werden.

Der Parameter `ct_geom` gibt Aufschluss über die Kamera-Geometrie für jedes Teleskop und beinhaltet Anzahl, Größe und Position der Pixel.

Abgesehen von den oben beschriebenen Parametern gibt es noch zahlreiche weitere, die die Triggereinstellungen und die FADC-Einstellungen betreffen. Diese werden hier aber nicht weiter erläutert.

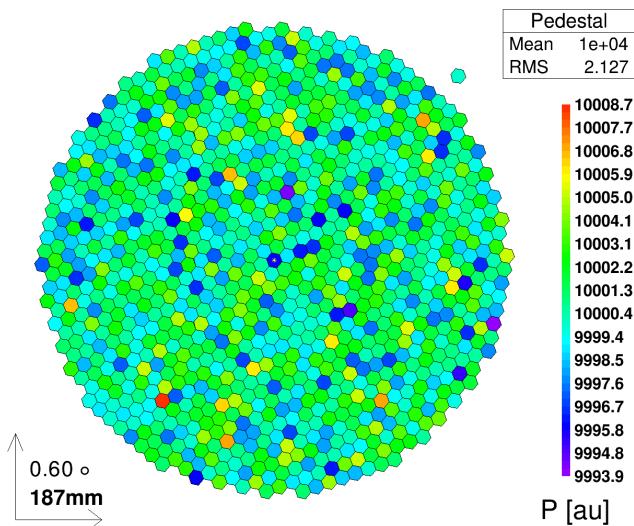
Nachdem die Verarbeitung der Ereignisse durch das Programm *Camera* abgeschlossen ist, ist die eigentliche Simulationskette beendet. Die simulierten Daten liegen im gleichen Format vor wie die real aufgenommenen Daten. Es erfolgt die gleiche Kalibration wie auch bei den echten Daten und die Einstellungen in den folgenden Programmen unterscheiden sich kaum noch.

## 3.5 Kalibration

Für die Kalibration ist das Programm *Sorcerer* zuständig. Dieses Programm ist Teil des *MARS*-Pakets. Ziel der Kalibration ist es, für jeden Pixel die Ladung in Photoelektronen und die Ankunftszeit der Photonen zu bestimmen. Dafür muss der Lichtpuls extrahiert und die Baseline subtrahiert werden. Die Baseline wird mit Hilfe von Pedestal-Ereignissen bestimmt. Dies sind Ereignisse mit zufälligem Trigger, welche keine Schauerpulse enthalten sollten [vgl. Abbildung 3.4]. Ziel der Kalibrations-Runs, d.h. Runs mit bekanntem Lichtpuls, ist es, die Konversionsfaktoren der einzelnen Pixel zu berechnen.

### 3.5.1 Signalextraktion

Ziel der Signalextraktion ist die Integration des Signalpulses in der Pulsregion ohne Baseline. Dafür gibt es verschiedene Methoden:



**Abbildung 3.4:** Darstellung eines simulierten Pedestal-Ereignisses in der Kamera. Dargestellt ist der Pixelinhalt in [a.u.].

- Fixed Window: Mit dieser Methode wird an einer a priori bekannten Position, an der man den Cherenkovpuls erwartet, über eine bestimmte Länge integriert.
- Sliding Window: Bei dieser Methode wird das Integrationsfenster so lange verschoben, bis man den Bereich gefunden hat, in dem das Signal am höchsten ist und integriert dort.
- Spline: Diese Methode beruht auf der Sliding Window-Methode, allerdings erfolgt die Integration mit Hilfe eines Polynoms.

Aktuell wird in MAGIC die Sliding Window-Methode benutzt. Es wird in einem 60 time slice großen Bereich nach dem Pulse gesucht und dann über 6 time slices integriert (3 ns).

Nachdem man nun das Signal extrahiert hat, wird es noch von “readout counts” in Photoelektronen umgerechnet.

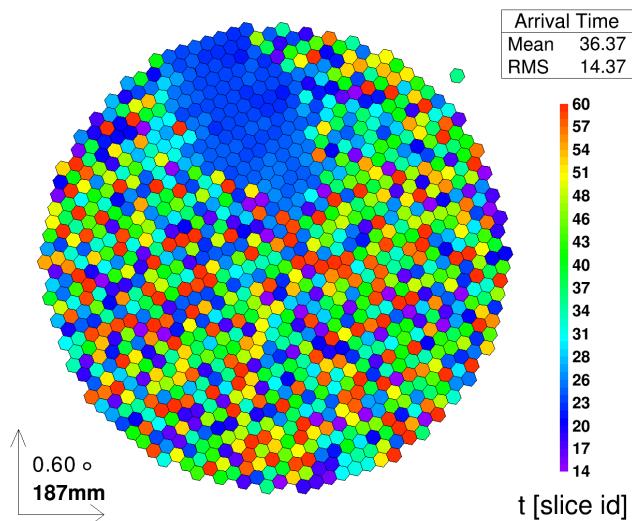
### 3.5.2 Ankunftszeitbestimmung

Die Zeitinformation über die Pulse sind in time slices gespeichert, wobei eine time slice bei einer Sampling Frequenz von 2 GHz 0,5 ns lang ist. Die Ankunftszeit des Pulses wird als mittlere time slice des integrierten Fensters gewichtet mit dem enthaltenen Signal berechnet:

$$t_{arrival} = \frac{\sum i s_i}{\sum s_i}, \quad (3.1)$$

[mit  $i$ : time slice Nummer,  $s_i$ : Signal in slice  $i$  und der Summierung über 6 slices als Integrationsfenster].

Eine typische Verteilung der Ankunftszeiten für den Cherenkovschauer aus Abbildung 3.3 in der Kamera ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Es ist zu sehen, dass die Ankunftszeiten für die Pixel, die den Schauer beinhalten, gleich sind. Die übrigen Pixel haben zufällig verteilte Ankunftszeiten.



**Abbildung 3.5:** Darstellung der Ankunftszeiten eines Schauers in der Kamera. Dargestellt sind die Ankunftszeiten in time slices. Die Pixel, die zum Schauer gehören, weisen ähnliche Ankunftszeiten auf, während die übrigen Pixel zufällig verteilte Werte für die Ankunftszeit zeigen.

## 3.6 Star - Bildbereinigung und Bildparametrisierung

Das Programm *Star* ist genauso wie *Sorcerer* Teil des *MARS*-Pakets und übernimmt Bildbereinigung und Bildparametrisierung. Im Folgenden werden diese beiden Schritte näher erläutert.

### 3.6.1 Bildbereinigung

Wird ein Ereignis getriggert, werden die Signale der einzelnen Pixel gespeichert. Sowohl NSB als auch elektronischisches Rauschen sind dann noch in dem Ereignisbild

enthalten (siehe Abbildung 3.3). Ziel der Bildbereinigung ist es, das Bild von allem Untergrund zu bereinigen, sodass nur noch das Signal des eigentlichen Schauers übrig bleibt, sodass eine robuste und stabile Parametrisierung dieses Schauerbildes durchgeführt werden kann. Einerseits können Pixel, die nicht zum eigentlichen Schauer gehören und das Image Cleaning überleben, zu einer falschen Rekonstruktion führen, andererseits ist es zu vermeiden, dass zu viele Pixel im Cleaning wegfallen. Dies führt zu einem Signalverlust, welcher ebenfalls zu einer schlechteren Rekonstruktion führt. Diese komplexe Problemstellung erfordert das Anwenden von fortschrittlichen Algorithmen.

Das Programm *Star* übernimmt die Bildbereinigung und die Parametrisierung des Schauerbildes.

Der einfachste und älteste Algorithmus ist das "Absolute Image Cleaning". Dabei wird nur die Photonenladung in den einzelnen Pixeln benutzt. Es werden zwei Schwellwerte definiert für die Kern- ( $Q_{Core}$ ) und die Nachbar-Pixel ( $Q_{boundary}$ ). Nun werden alle Pixel mit einer Photonenladung, die größer als  $Q_{Core}$  ist, ausgewählt. Ein Pixel ist dann ein Kernpixel, wenn er noch einen Nachbarn hat, welcher ebenfalls eine Photonenladung hat, die dieses Limit überschreitet. Im zweiten Schritt werden alle Pixel mit direkten Nachbarn, die den vorherigen Schritt überlebt haben und eine Ladung größer als  $Q_{boundary}$  haben, als Nachbar-Pixel markiert. Alle anderen Pixel werden nicht gewertet. Dieser Bildbereinigungsalgorithmus benutzt keine Zeitinformation und es wird damit keine niedrige Energieschwelle erreicht. Die verschiedenen Rauschlevel zwischen den Pixeln werden auch nicht berücksichtigt.

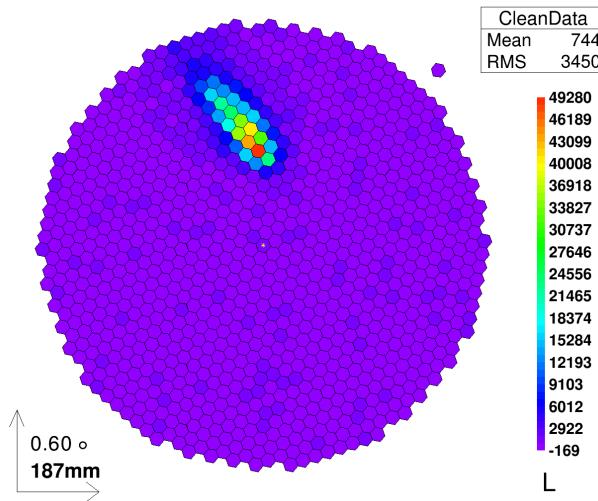
Eine Weiterentwicklung dieses Algorithmus, welcher auch die Zeitinformationen benutzt, ist das "Time Constrained Absolute Image Cleaning". Es funktioniert so wie das "Absolute Image Cleaning", allerdings wird die Ankunftszeit der Photonen zusätzlich berücksichtigt. So wie vorher werden die Kernpixel gesucht. Danach wird die mittlere Ankunftszeit der Pixel berechnet, die die Hauptinsel bilden. Die Kernpixel, deren Ankunftszeit nicht innerhalb einer bestimmten Zeit um die mittlere Ankunftszeit der Pixel der Hauptinsel liegen, werden verworfen. Für die Nachbarpixel gilt: Die Ankunftszeit zwischen einem Nachbarpixel und dem Kernpixel darf ebenfalls eine bestimmte Schwelle nicht überschreiten.

Eine weitere Entwicklung ist das "Sum Image Cleaning", welches folgendermaßen funktioniert: Es wird eine Zweier-, Dreier- oder Vierer-Kombination von Nachbarpixeln gesucht und deren Signale aufsummiert. Ist das aufsummierte Signal über einer bestimmten Schwelle, werden die Ankunftszeiten in der Gruppe untereinander verglichen. Liegen diese nahe genug zusammen, werden die Pixel berücksichtigt, ansonsten verworfen. Anschließend werden Nachbarpixel gesucht und deren Pixelinhalte und Ankunftszeiten betrachtet.

Beim "Dynamic Sum Cleaning" wird zusätzlich noch der Gesamtphotoneninhalt eines Ereignisses berücksichtigt.

### 3.6.2 Bildparametrisierung

Die Bildparameter basieren auf den Hillas Parametern [33] und berücksichtigen die Verteilung der Photonen in den Pixeln, die zum bereinigten Ereignis gehören. Abbildung 3.6 zeigt ein bereinigtes MC-Ereignis in der Kamera.



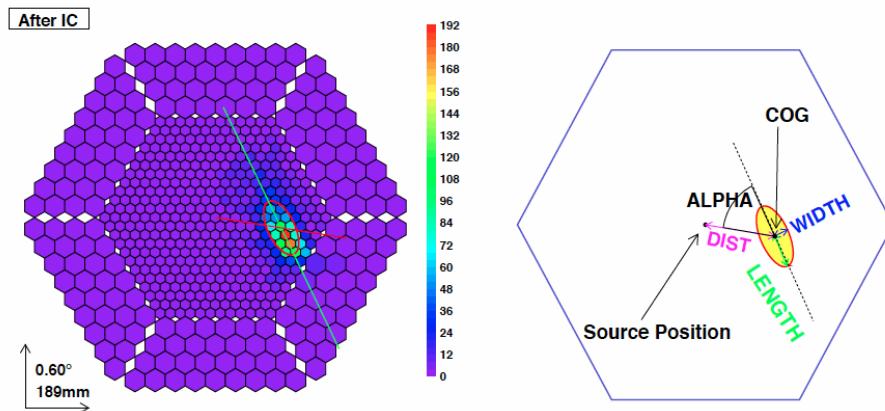
**Abbildung 3.6:** Darstellung des bereinigten Ereignisses in der Kamera.

Im Folgenden werden einige wichtige Bildparameter aufgelistet und beschrieben (vgl. Abbildung 3.7):

- **size:** Die Gesamtzahl der Photoelektronen in einem Ereignis wird als **size** bezeichnet. Für feste Zenitwinkel und Impact-Parameter ist diese Größe proportional zur gesuchten Primärteilchenenergie.
- **CoG (Center of Gravity):** Das Center of Gravity des Schauers bezeichnet die Position des gewichteten mittleren Signals entlang der X- und Y-Achse in der Kamera. X und Y sind die ersten Momente der Ladungsverteilung und werden **MeanX**, bzw. **MeanY** genannt.
- **Width:** Die halbe Breite der kleinen Halbachse der Schauerellipse wird als **Width** bezeichnet. Mit Hilfe dieses Parameters lassen sich Aussagen über die transversale Ausbreitung des Schauers und damit auch über den Ursprung des Schauers (hadronisch oder elektromagnetisch) treffen. Dieser Parameter ist somit ein guter Trennparameter.

### 3.6 Star - Bildbereinigung und Bildparametrisierung

- **Length:** Die halbe Länge der großen Halbachse wird mit dem Parameter **Length** bezeichnet. Dieser Parameter trifft eine Aussage über die longitudinale Entwicklung des Schauers.
- **Conc-n:** Der Anteil der Photoelektronen, welche in den n hellsten Pixeln enthalten sind, wird als **Conc-n** bezeichnet. Damit ist es möglich, die Kompaktheit des Schauermaximums zu beschreiben. Bei Gamma-Schauern ist die Region sehr kompakt.
- **Leakage:** Dieser Parameter beschreibt den Anteil des Signals im äußeren Kameraring im Vergleich zur totalen **size**. Mit diesem Parameter ist es möglich den Signalverlust zu beschreiben und zu entscheiden, ob der Schauer noch rekonstruiert werden kann.
- **M3Long:** Dieser Parameter ist das dritte Moment entlang der großen Halbachse und beschreibt die Asymmetrie des Schauers. Es lässt sich damit auf die Herkunftsrichtung des Schauers schließen. **M3Long** ist positiv wenn der Schauerschwerpunkt in Richtung des Kamerazentrums liegt, ansonsten negativ.
- **Number\_of\_Islands:** Dieser Parameter bezeichnet die Anzahl der Inseln, die nach der Bildbereinigung übergeblieben sind. Je größer dieser Wert ist, umso mehr Inseln sind noch vorhanden und umso wahrscheinlicher ist der Schauer hadronischen Ursprungs.



**Abbildung 3.7:** Beispielhafte Darstellung eines bereinigten Bildes und einiger Bildparameter in der alten MAGIC-Kamera.[38]

Abgesehen von diesen Bildparametern gibt es auch noch Parameter, die zu einem

bestimmten Referenzpunkt, z.B. der Quellposition, in der Kamera berechnet werden.

- **Alpha:** Alpha bezeichnet den Winkel zwischen der großen Halbachse der Ellipse und der Linie vom CoG zum Referenzpunkt. Dieser Parameter beinhaltet eine große Gamma-Hadron-Trennkraft, da gammainduzierte Schauer zur Quellposition in der Kamera zeigen und somit Alpha klein ist. Hadroninduzierte Schauer sind isotrop in der Kamera verteilt.
- **Dist:** Dist ist der Abstand vom CoG zum Referenzpunkt und bietet Informationen über den Abstand von Schauermaximum zur Teleskopachse.

Außerdem gibt es noch einige Parameter, die die Zeitinformationen der Cherenkovphotonen berücksichtigen, wie z.B.:

- **TimeGradient:** Der TimeGradient bietet ein Zeitprofil eines Ereignisses. Die Pixel werden auf die Hauptachse projiziert. Dann wird ein Graph der Ankunftszeiten der einzelnen Pixel erstellt und mit einer linearen Funktion gefittet. Die Steigung dieser gefitteten Geraden wird dann als Time Gradient bezeichnet.
- **TimeRMS:** So wird der “Arrivaltime Spread” der Cherenkovphotonen in den Bildpixeln bezeichnet:

$$Time - RMS = \sqrt{\sum_{i=1}^k (t_i - t_{mean})^2} \quad (3.2)$$

mit k: Anzahl der Pixel,  $t_i$ : Ankunftszeit im i-ten Pixel und  $t_{mean}$ : mittlere Ankunftszeit

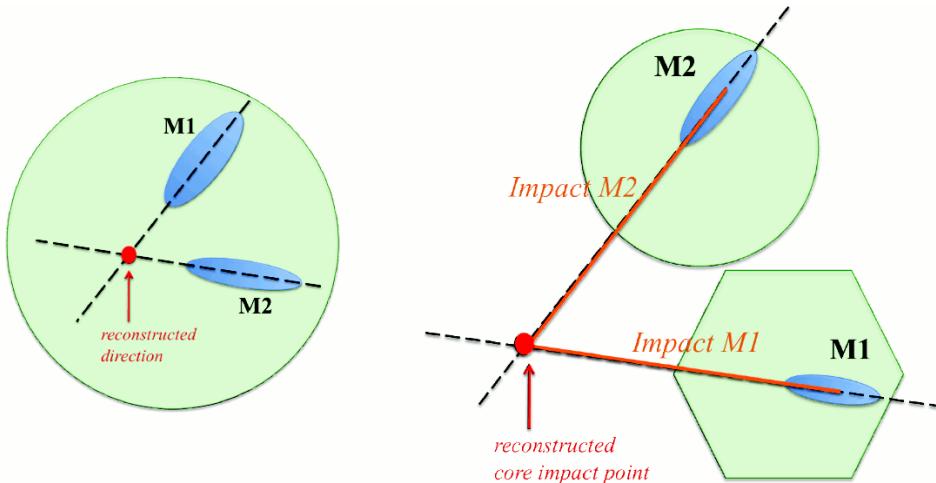
Mit Hilfe dieser Bildparameter und der stereoskopischen Bildparameter kann dann die Gamma-Hadron-Separation durchgeführt werden.

### 3.7 Superstar - Stereoskopische Rekonstruktion der Schauer

Die vorher beschriebenen Parameter sind Parameter, die für jedes Teleskop einzeln rekonstruiert werden. Da MAGIC ein stereoskopisches System aus zwei Teleskopen ist, können zusätzliche stereoskopische Parameter bestimmt werden.

Mit Hilfe des Programms *Superstar* geschieht die stereoskopische Rekonstruktion der Schauerparameter.

Der Kreuzungspunkt der beiden Hauptachsen der projizierten Bilder des Schauers in den beiden MAGIC-Kameras erlaubt einen Rückschluss auf die Ursprungsrichtung des Schauers. Anhand geometrischer Überlegungen können die Schauerachse und der Core Impact Punkt auf der Erde, sowie die beiden individuellen Impact-Parameter der Teleskope bestimmt werden (siehe Abbildung 3.8).[40] Auch die Höhe des Schauermaximums wird in *Superstar* bestimmt.



**Abbildung 3.8:** Rekonstruierte Richtung und rekonstruierter Core Impact-Punkt. Mit Hilfe der beiden Schauerbilder können sowohl die Herkunftsrichtung des Schauers, als auch der Punkt, in dem die Schauerachse den Boden trifft rekonstruiert werden.[40]

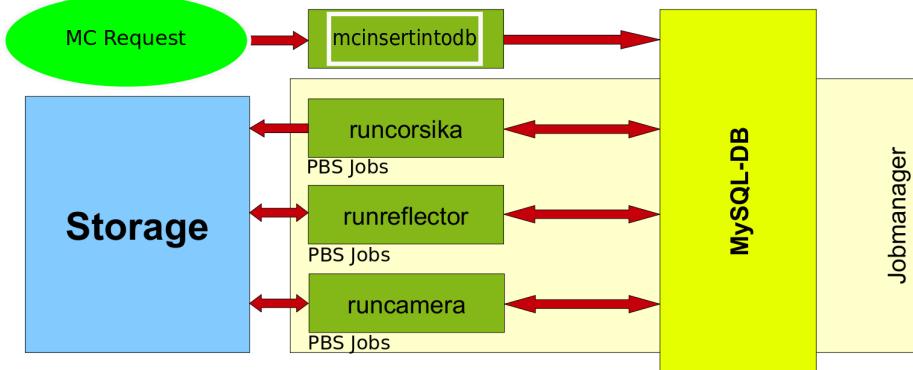
Des Weiteren werden noch der Cherenkovradius und die Cherenkovlichtdichte bestimmt.[40]

Der Cherenkovradius ist der Radius am Boden, der von einem 86 MeV-Elektron, welches in Schauerrichtung fliegt, in der Höhe des Schauermaximums produziert wird. Diese Energie ist die typische Energie eines Elektrons im Schauermaximum.[40] Die Cherenkovlichtdichte ist die Lichtdichte am Boden, die von einer 1 m langen Spur eines 86MeV Elektrons im Schauermaximum produziert wird, welches ebenfalls in Schauerrichtung fliegt.[40]

## 3.8 Automatische MC-Produktionskette an der TU Dortmund

Die Monte-Carlo-Produktion an der TU Dortmund geschieht automatisiert mit Hilfe von `bash`-Skripten und einer `mysql`-Datenbank. Das ist schematisch in Abbil-

dung 3.9 dargestellt.



**Abbildung 3.9:** Schematische Darstellung der automatischen MC Produktionskette.

Bei einer neuen Anfrage für MC Daten werden mit Hilfe des `mcinsertintodb`-Skripts die für die gewünschte Produktion benötigten Inputcard-Parameter in die Datenbank geschrieben. Im Hintergrund läuft die ganze Zeit das jobmanager-Skript, welches überprüft, ob in der Datenbank ein neuer Auftrag (Job) eingegangen sind. Falls dies der Fall ist, startet das jobmanager-Skript automatisch das `runcorsika`-Skript, welches wiederum *CORSIKA* für diesen neuen Job mit den gewählten Einstellungen startet. Sobald *CORSIKA* beendet ist, wird dies in die Datenbank geschrieben, sodass das nächste Programm in der Monte-Carlo-Kette gestartet werden kann. Für das nächste Programm in der Kette sind alle benötigten Parameter schon bei der Inauftraggabe des Jobs in der Datenbank gespeichert worden. Also wird *Reflector* mit Hilfe des `runreflector`-Skripts gestartet und nach Beendigung und Einträgen in die Datenbank auch *Camera*.

Nach dem erfolgreichen Durchlauf eines kompletten Jobs bestehend aus 1000-2000 Runs mit je 1000 Ereignissen werden die generierten MC-Simulationsdaten nach jedem Programmdurchlauf auf dem Cluster gespeichert. Sobald die Simulationskette für einen Job beendet wurde, wird dies wiederum in die Datenbank eingetragen. Die Kalibrationskette, die aus den Programmen *Sorcerer*, *Star* und *Superstar* besteht, wird analog durchgeführt: Mit Hilfe der `run`-Skripte werden die Programme gestartet und nach erfolgreichem Durchlauf die Daten gespeichert.

### 3.8.1 Überblick über die Datenbank

Wie zuvor beschrieben, werden die wichtigsten Inputparameter und die Pfade zu den MCs in einer `mysql`-Datenbank gespeichert. Diese Datenbank beinhaltet die

Tabellen, welche in Tabelle 3.1 aufgelistet sind.

**Tabelle 3.1:** Auflistung der Tabellen, die in der Datenbank existieren.

Tabellen
AtmosphericModel
AzimuthBinning
FADCType
M1CalibrationProcessStatus
M1CameraCopytoGridStatus
M1StarCopytoGridStatus
M2CalibrationProcessStatus
M2CameraCopytoGridStatus
M2StarCopytoGridStatus
MCCalibrationRuns
MCCameraRunData
MCCorsikaRunData
MCJobs
MCPedestalRuns
MCReflectorRunData
MCRunData
MCRunProcessStatus
MCStatistics
MCSuperstarProcessStatus
MCUserID
MarsVersion
ObservationMode
ParticleType
Source
ZenithBinning

Die Tabelle MCJobs bietet eine Übersicht über alle Jobs. Enthalten sind in dieser Tabelle u.a. die JobID, die jedem Job individuell zugewiesen wird, die erste und letzte RunNumber eines Jobs, wann der Job gestartet wurde, wann *Camera* und *Star* beendet wurden und den Pfad zu den Daten.

Die Tabellen M1CalibrationProcessStatus und M2CalibrationProcessStatus enthalten ebenfalls die JobID, und die Zeitpunkte wann *Camera*, *Calibration* und *Star* beendet worden. Des Weiteren kann man den Startzeitpunkt und den Zeitpunkt eines Abbruchs des Jobs, sowie den zugehörigen Fehlercode sehen, der Rückschlüsse über die Ursache des Fehlers bietet.

In den Tabellen MCCorsikaRunData, MCReflectorRunData und MCCameraRunData kann man die wichtigsten Inputparameter für die jeweiligen Programme sehen. Die Tabelle MCRunData bietet eine Übersicht über die RunNumbers, die innerhalb der einzelnen Programme verteilt wurden. So gehört zu jeder RunNumber eine CorsikaRunNumber, eine ReflectorRunNumber und eine CameraRunNumber. Also bietet ein Job mit 2000 x 1000 Ereignissen Platz für 2000 RunNumbers pro Programm.

Die Tabelle MCRunProcessStatus ist eine Übersichtstabelle über die Zeitpunkte, zu denen die jeweiligen Inputcards geschrieben und die Programme *CORSIKA*, *Reflector* und *Camera* beendet wurden.

Die gleiche Tabelle gibt es auch noch für *Superstar*.

#### 3.8.2 Einblick in den Linux Cluster DOrtmund - LiDO

Die Monte-Carlo-Produktion wird an der TU Dortmund vorwiegend auf dem LiDo-Cluster (Linux Cluster Dortmund) durchgeführt. Für die gesamte MAGIC Kollaboration werden hier die Gamma-MCs produziert und gespeichert.

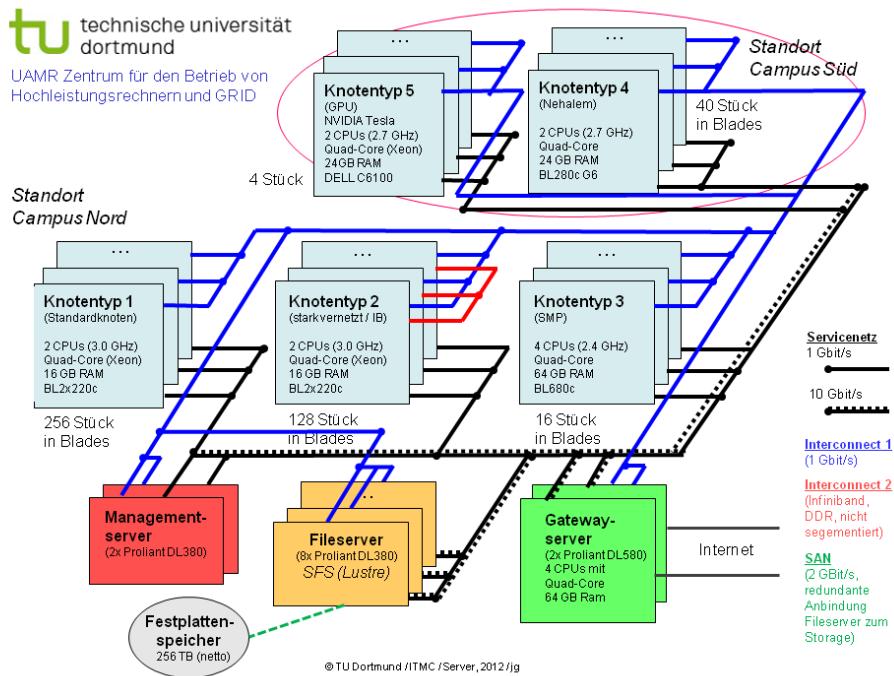
Dafür stehen insgesamt 3328 CPUs und 215TB Speicher auf dem LiDO zur Verfügung. Die Struktur des Clusters lässt sich Abbildung 3.10 entnehmen.

Über die beiden Gateway-Server erhält man Zugriff auf die Rechenknoten und den Speicher. Wie in Abbildung 3.10 zu sehen ist, gibt es verschiedene Knotentypen, die sich in der Zahl der maximalen Jobs pro Queue und Nutzer unterscheiden und über ein Queueingsystem erreichbar sind:

- Die ib-Knoten sind untereinander stark vernetzt und für parallele Jobs reserviert.
- eth-Knoten: Auf diesen Knoten werden serielle und parallele Jobs gerechnet, die die GigabitEthernet Connection nutzen.
- quad-Knoten: Für Anforderungen an viel Speicher oder parallele OpenMP/Shared Memory Jobs werden die quad Knoten genutzt.
- GPU: Rechnungen auf Graphikkarten finden hier statt.
- nehalem: Diese Knoten sind neue Testknoten, die mehr Arbeitsspeicher als die eth-Knoten besitzen.

Die meisten Knoten haben drei verschiedene Queues, die sich in ihrer maximal zur Verfügung stehenden Walltime, das heißt der Zeit, die einem Job zur Verfügung steht, unterscheiden. Es gibt die short Queues (eth, ib, quad) mit einer maximalen Walltime von 1 h, die medium Queues (eth, eth\_nhm, ib, quad) mit einer Walltime von 8 h und die long Queues mit einer maximalen Walltime von 48 h. Falls es ein

### 3.8 Automatische MC-Produktionskette an der TU Dortmund



**Abbildung 3.10:** Schematische Darstellung des Rechenclusters LiDO.[53]

Job eine noch längere Bearbeitungszeit benötigt, kann er die ultralong Queue (eth) mit einer maximalen Walltime von 2688 h nutzen. Um also einen Job zu starten, gibt man den benötigten Speicher und eine maximale Walltime an und verschickt den Job an das Queingsystem.

Für die MAGIC MC Produktion werden die eth-Knoten benutzt und pro Run 1000 CORSIKA-Ereignisse produziert und weiter prozessiert. Ein Standardjob von 2Mio CORSIKA-Ereignisse wird also in 2000 Runs mit je 1000 Ereignissen darin aufgeteilt und somit 2000 Runs nacheinander an das Queingsystem verschickt.

Tabelle Tabelle 3.2 zeigt das Speichervolumen, welches zur Zeit auf dem LiDO für die Daten nach den verschiedenen Programmen genutzt wird.

**Tabelle 3.2:** Belegtes Speichervolumen auf dem LiDo für MC-Daten.

Programm	CORSIKA	Reflector	Camera	Sorcerer	Star	Superstar
Speichervolumen [TB]	49	36	9	1.3	0.5	0.5

Alternativ kann auch noch der PhiDo Cluster für Testproduktionen, bzw. früher für dezidierte Protonssimulationen benutzt werden. Dieser Cluster stellt ca. 1200 CPUs

und ca. 200 TB Speicher zur Verfügung, hat allerdings auch eine größere Auslastung, was dazu führt, dass eine komplette Produktion wesentlich länger dauert.

### 3.8.3 Verfügbarkeit der produzierten MC-Daten

Sobald eine Produktion von MCs fertig simuliert ist, werden die Daten ins Grid kopiert. Das heißt im Moment werden sie zum PIC, auf Computer im Rechenzentrum in Spanien, kopiert, welche zum Grid gehören, und dort gespeichert, sodass sie immer über eine Internetseite erreichbar sind. Die Struktur, in der die MCs gespeichert sind, ist so aufgebaut:

MonteCarlo / Chipsatz der beiden Teleskope / PSF und Mirror fraction / Teilchentyp / Zenitbereich / Observationsart / Version der Software / Level der Prozessierung / Versionsnummer

Über die folgende URL sind die Daten jederzeit für alle Kollaborationsmitglieder verfügbar:

[http://data.magic.pic.es/Data/MonteCarlo\\_Stereo/M1\\_DR4\\_1039\\_M2\\_DR4\\_1039/M1\\_PSF10.1\\_MF0.60\\_M2\\_PSF8.6\\_MF0.66/gammas/za05to35/ringwobble/std20140317/superstar/mc\\_v07/](http://data.magic.pic.es/Data/MonteCarlo_Stereo/M1_DR4_1039_M2_DR4_1039/M1_PSF10.1_MF0.60_M2_PSF8.6_MF0.66/gammas/za05to35/ringwobble/std20140317/superstar/mc_v07/).

Eine genaue Auflistung über die verschiedenen Produktionen kann unter der folgenden URL aufgerufen werden. Diese wird ebenfalls nach Fertigstellung einer Produktion auf den aktuellen Stand gebracht:

[http://wiki.magic.pic.es/index.php/Recommended\\_Stereo\\_MC\\_productions](http://wiki.magic.pic.es/index.php/Recommended_Stereo_MC_productions).

## 4 Analyse der AGN Mrk 421 mit *MARS*

Sowohl die Programme zur Kalibration und Bildparameterbestimmung als auch die Standard-Analyseprogramme sind im *MARS* (MAGIC Analysis and Reconstruction Software)-Paket enthalten. Dieses Softwarepaket ist eine Sammlung von ROOT-Skripten und Macros.[43]

In den folgenden Kapiteln werden die wichtigsten Programme zur Gamma-Hadron-Separation (Abschnitt 4.1), Lichtkurven-Berechnung (Abschnitt 4.2) und Spektrums-Rekonstruktion (Abschnitt 4.3) kurz erklärt. Danach wird die Analyse der AGN Mrk 421 durchgeführt (siehe Abschnitt 4.4). Der Datensatz des gesamten Jahres 2012 wird auf Grund von Änderungen der PSF und Hardwareänderungen in vier Teile geteilt und einzeln analysiert. In Abschnitt 4.5 werden dann alle Ergebnisse zu einer gesamten Lichtkurve zusammengefasst.

### 4.1 Signal-Untergrund-Trennung und Energieschätzung

Im Folgenden wird auf die Methode der Signal-Untergrund-Trennung, die Energieschätzung sowie die Rekonstruktion der Quellposition eingegangen. Dabei wird die Methode des Random-Forests, welcher zur Gamma-Hadron-Separation und zur Rekonstruktion der Quellposition genutzt wird, erklärt, sowie die Benutzung von Look-Up-Tabellen, mit denen die Energie eines Ereignisses rekonstruiert wird.

#### 4.1.1 Gamma-Hadron-Separation

Da das Signal-Untergrund-Verhältnis zwischen Gamma-Schauern aus der Quelle und hadronischen Schauern kleiner als 1:1000 ist (sogar für helle Quellen), werden gute Verfahren benötigt, um das Signal vom Untergrund zu trennen. In der Standard-MAGIC-Analysekette übernehmen die Programme *Coach* und *Melibea* diese Aufgabe. Es wird zu diesem Zweck ein Random Forest (RF) genutzt. [5] Dieser RF basiert auf einem Ensemble an Entscheidungsbäumen mit zufällig ausgewählten Parametern in ihren Knoten. Um einen solchen RF zu trainieren, wird ein Trainingsset aus MCs und Untergrunddaten benötigt, von denen die Klassenzugehörigkeit (Signal oder Untergrund) genau bekannt ist.

Jedes Ereignis wird durch die in Abschnitt 3.6 beschriebenen Bildparameter charakterisiert. Im Ausgangsknoten eines jeden Entscheidungsbaumes befindet sich das komplette Sample mit allen Bildparametern. Dieser Knoten wird dann in zwei Nachfolgeknoten geteilt, indem in einem Bildparameter geschnitten wird. Bei diesem

Splittingprozess werden die Parameter für den Schnitt zufällig aus einer vorher begrenzten Menge gezogen und der Parameter mit dem minimalen Gini-Index zum Schneiden benutzt.

Mit Hilfe des Gini-Index' kann die Ungleichheit der beiden Verteilungen als Funktion des Schnittes angegeben werden, der gerade angewendet wurde. Ist der Gini-Index von einem Knoten null, so ist in diesem Knoten nur noch eine Klasse vorhanden.

Dieses Schneiden geschieht so lange bis die Anzahl der Ereignisse in einem Knoten zu gering wird, oder in einem Knoten nur noch eine Klasse vertreten ist. In diesen Endknoten (Terminal Nodes) werden dann die Ereignisse mit einem Label (Gamma oder Hadron) versehen. Befindet sich in einem Endknoten noch eine Mischung beider Klassen, wird ein Mittelwert vergeben. So folgt jedes Ereignis einem Pfad durch die i verschiedenen Bäume und wird von allen klassifiziert. Danach wird ihm ein finales Label, die Hadroness  $h$ , zugewiesen:

$$h(\text{Ereignis}) = \frac{\sum_{i=1}^{n_{\text{Bäume}}} l_i(\text{Ereignis})}{n_{\text{Bäume}}} \quad (4.1)$$

Es ist möglich in *Coach* alle Variablen auszuwählen, die zum Training der RFs für die GH-Separation, aber auch für die **Disp**-Bestimmung sowie zum Bauen der Look-Up-Tables zur Energierekonstruktion benötigt werden. Bei der GH-Separation sind dies elf verschiedene Variablen wie zum Beispiel **Width** oder **Length**. Des Weiteren ist es möglich, die Anzahl der Bäume auszuwählen, sowie den Zenitbereich, in dem diese trainiert werden sollen.

### 4.1.2 Energierekonstruktion mit Hilfe von Look-Up-Tables

Die Energie der Primärteilchen ist proportional zur Anzahl der Cherenkovphotonen im Schauer und somit auch zum Parameter **size**. Allerdings ist **size** abhängig vom Zenitwinkel, der Lage des Schauers in der Kamera, dem Impact-Parameter und der Höhe des Schauermaximums.

Beruhend auf dieser Tatsache wird nun eine Tabelle erstellt. Das MC Trainingsset wird in Bins für jeden Parameter, der für die Energierekonstruktion benutzt werden soll, aufgeteilt. So wird eine mehrdimensionale Tabelle mit der gemittelten Energie der MC-Ereignisse, die zu jedem Bin gehört, erstellt. Den realen Daten wird dann anhand ihrer Parameter das passende Energiebin in der Tabelle zugeteilt und so eine geschätzte Energie (**Estimated Energy**) zugeordnet.

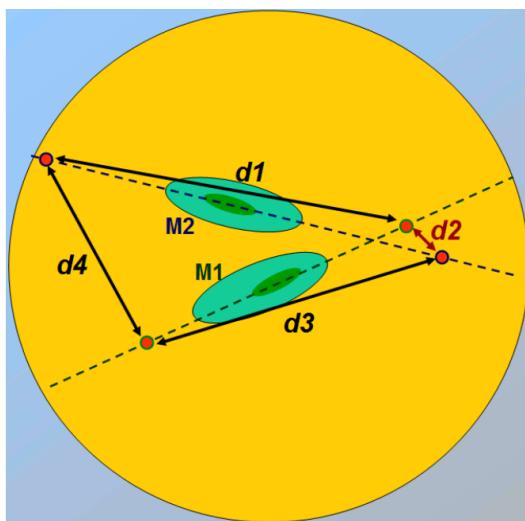
Für Mono-Daten geschieht die Energierekonstruktion im Gegensatz dazu auch mit Hilfe eines RFs.

### 4.1.3 Rekonstruktion der Quellposition

Ziel ist es, die Herkunft des Primärteilchens zu rekonstruieren. Der Abstand zwischen dem Schauerschwerpunkt und der Quellposition auf der Hauptachse in der Kamera wird mit dem Parameter **Disp** bezeichnet. Es gibt zwei Möglichkeiten, diesen Parameter zu rekonstruieren: Zum Einen sind dies Ghost Busting-Methoden, die die Asymmetrie des Schauers charakterisieren oder aber ein RF.

Bei den Ghost-Busting-Methoden wird die Asymmetrie zwischen Schaueranfang und Schauerende in der Kamera berücksichtigt. Mit Hilfe des zeitlichen Verlaufs oder des dritten Moments entlang der Hauptachse wird entschieden, aus welcher Richtung der Schauer kommt.

Wird mit zwei Teleskopen observiert, ist die **Disp**-Rekonstruktion einfacher. Wie in Abb.4.1 zu sehen ist, ist perfektes Ghost-Busting möglich.



**Abbildung 4.1:** Rekonstruktion des Parameters **Disp**. Wegen der stereoskopischen Beobachtung kann entschieden werden, welche Herkunftsrichtung für den Schauer am wahrscheinlichsten ist.[39]

Nur eine der beiden möglichen Quellpositionen des einen Teleskops ist kompatibel mit einer der rekonstruierten Quellpositionen des anderen Teleskops. Die bevorzugte Position der Quelle ist die, die näher am Schnittpunkt der beiden Hauptachsen liegt und bestimmt **Disp** für beide Teleskope eindeutig. Letztendlich wird der gewichtete Mittelwert der beiden wahrscheinlichsten rekonstruierten Quellpositionen genommen. Ereignisse mit einer zu großen Differenz der beiden rekonstruierten Quellpositionen zueinander werden verworfen.

## 4.2 Berechnung der Lichtkurve

Der Gammafluss, d.h. die Rate der Gammateilchen  $\frac{dN}{dt}$  pro Einheitsfläche, ist Ausgangsgröße für die Lichtkurve:

$$\Phi = \frac{d^2N}{dSdt} \quad (4.2)$$

mit  $N$ : Anzahl der Teilchen,  $S$ : Fläche und  $t$ : Zeit.

Dafür wird die Anzahl der detektierten Gammas, die effektive Observationszeit und die effektive Fläche des Detektors benötigt. Nach der Energie differenziert ist diese Größe der differentielle Fluss pro Energie:

$$\frac{d\Phi}{dE} = \frac{d^3N}{dSdt dE}, \quad (4.3)$$

bzw. der integrale Fluss:

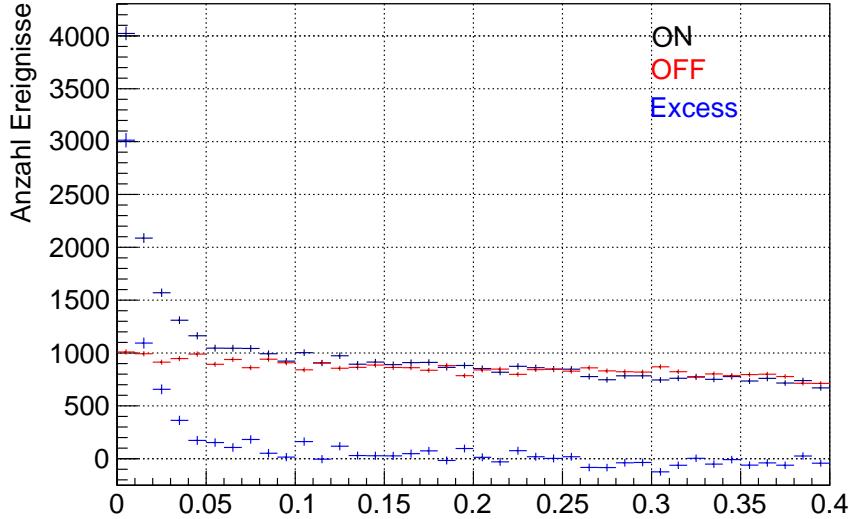
$$\Phi_{E>500GeV} = \int_{500\text{ GeV}}^{\infty} \frac{d\Phi}{dE} dE. \quad (4.4)$$

Die zeitliche Entwicklung des integralen Flusses wird als Lichtkurve bezeichnet.

**Anzahl der Signalgammas** Um die Anzahl der Gammateilchen aus der Quelle zu bestimmen, wird ein  $\theta^2$ -Histogramm benutzt. Dies ist ein Histogramm der quadrierten Entferungen zwischen der rekonstruierten Quellposition und der nominalen Quellposition. Gammas aus der Quelle haben ein kleineres  $\theta$ , während der Background eine annähernd isotrope Verteilung liefert. Dies ist beispielhaft in Abbildung 4.2 gezeigt: schwarz ist die Verteilung der Signal-Ereignisse rot ist die Verteilung der Background-Ereignisse und blau die Differenz aus Signal und Background-Ereignissen.

Um die Anzahl der realen Signal-Ereignisse zu ermitteln, müssen von den Ereignissen aus der Quellrichtung noch die Background Ereignisse abgezogen werden und ein Schnitt in  $\theta^2$  angewendet werden.

Dank der “Wobble-Beobachtung“ ist eine simultane Datennahme von Signal- und Hintergrund möglich, d.h. das Teleskop ist nicht direkt auf die Quelle ausgerichtet, sondern die Quellposition ist  $0.4^\circ$  vom Kamerazentrum entfernt. Wegen der Alt-Azimutalen Montierung rotiert die Quelle um das Zentrum in der Kamera und es ist möglich einen Punkt gegenüber der Quelle als Off-Position zu benutzen. Es muss gewährleistet werden, dass die Off-Positionen symmetrisch verteilt sind, um Kamerainhomogenitäten entgegenzuwirken. Allerdings tauchen bei dieser Methode die Quellgammas auch in der Off- $\theta^2$ -Verteilung auf, haben aber ein großes  $\theta^2$ . Eine Off-Position, die zu nahe an der Quelle ist, ist nicht zu empfehlen.



**Abbildung 4.2:**  $\theta^2$ -Verteilung von Crab-Daten aus dem Datenset 2. Es ist zu sehen, dass die On- (Signal-) und die Background-Daten für  $\theta^2 > 0,1$  miteinander übereinstimmen. Ereignisse aus der Quelle befinden sich wie erwartet bei  $\theta^2 \approx 0$ .

**Effektive Beobachtungszeit** Die effektive Beobachtungszeit berücksichtigt die Totzeit in der Datennahme. Nach dem Aufnehmen eines Ereignisses ist die Elektronik mit der Verarbeitung der Daten beschäftigt und neue Ereignisse können nicht detektiert werden. Die Totzeit ist abhängig vom Chip und beträgt bei den aktuellen DRS4-Chips  $\approx 26\mu\text{s}$ .

**Effektive Fläche** Als effektive Fläche wird die Fläche am Boden bezeichnet, die orthogonal zur Herkunftsrichtung der Schauerteilchen ist. Die Größe dieser effektiven Fläche ist abhängig von der Energie und dem Zenitwinkel des Schauers. In *MARS* wird diese Größe mit Hilfe von MCs folgendermaßen berechnet:

$$A_{eff}(E) = \frac{N_{\gamma,final}}{N_{\gamma,simulated}} A_{MC,total} \quad (4.5)$$

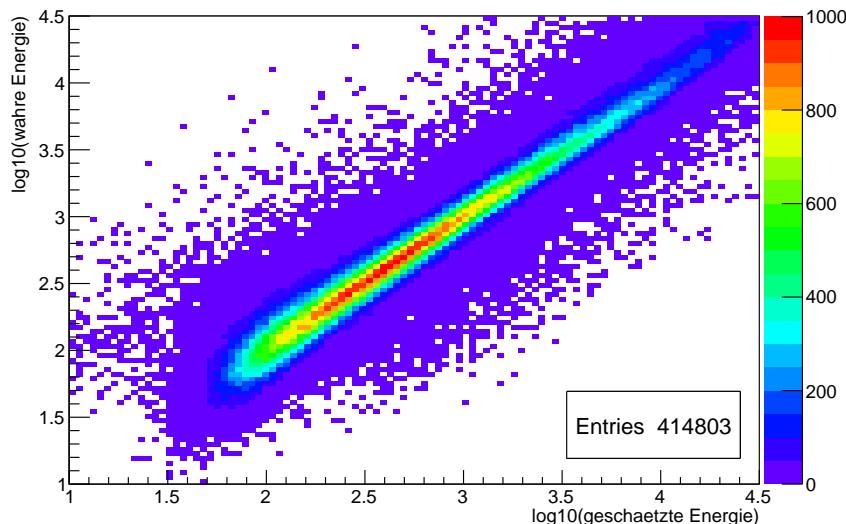
Dafür wird eine bestimmte Anzahl an Gammas ( $N_{\gamma,simulated}$ ) auf einer uniformen Fläche  $A_{MC,total}$  simuliert. Die Größe  $N_{\gamma,final}$  ist die Anzahl der Gammas, die alle Analyseschnitte überlebt hat.

### 4.3 Entfaltung des Energiespektrums

Bei der Messung mit IACTs handelt es sich um eine indirekte Messung. Die Energie des Schauer-auslösenden Teilchens ist nicht direkt messbar. Die Bildparameter und damit auch die geschätzte Energie  $E_{est}$  haben eine begrenzte Auflösung und erfordern die Methode der Entfaltung.

Die Probleme, die bei der Messung auftreten, sind:

- Begrenzte Akzeptanz: Nicht alle Schauer, die Teilchen auslösen, können vom Teleskop detektiert werden.
- Indirekte Messung: Da eine direkte Messung nicht möglich ist, wird anhand von gemessenen Parametern, wie z.B. der Größe des Schauers in der Kamera, mit Hilfe eines RF die Energie geschätzt. Die Voraussetzung dafür ist, dass diese real gemessenen Parameter stark mit der Energie korreliert sind.
- Begrenzte Auflösung: Es ist nur möglich mit begrenzter Genauigkeit aus den Bildparametern die Energie zu rekonstruieren, d.h. es existiert eine Migration von Ereignissen. Wird die geschätzte Energie gegen die reale Energie aufgetragen, erhält man eine verschmierte Diagonale (siehe Abb.4.3)



**Abbildung 4.3:** Geschätzte Energie gegen wahre Energie. Es ist erkennbar, dass keine perfekte Energierekonstruktion existiert.

Durch die Methode der Entfaltung können diese Probleme berücksichtigt werden. Das Problem lässt sich mit einer Fredholmschen Integralgleichung darstellen:

$$g(y) = \int_c^d M(x,y) f(x) dx + b(y) \quad (4.6)$$

mit  $g(y)$ : gemessene Verteilung,  $f(x)$ : gesuchte Verteilung,  $M(x,y)$ : Migrationsmatrix bestimmt auf MCs,  $b(y)$ : Background-Verteilung

Diese Gleichung lässt sich auch diskretisiert darstellen:

$$g_i = \sum_j M_{ij} f_j + b_i, \quad (4.7)$$

wobei  $M_{ij}$  die Migrationsmatrix ist und damit die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass ein Ereignis in bin  $j$  in bin  $i$  gezählt wird.

Das Ziel der Entfaltung ist die wahre Verteilung  $f$  zu finden. Die Kovarianzmatrix der gesuchten Verteilung ergibt sich dann mit der Kovarianzmatrix der gemessenen Verteilung zu:

$$\mathbf{V}[\vec{f}] = \mathbf{M}^{-1} \mathbf{V}[\vec{g}] (\mathbf{M}^{-1})^T. \quad (4.8)$$

Da die Invertierung der Migrationsmatrix oft zu oszillierenden Lösungen führt, wird die Methode der kleinsten Quadrate angewandt.

$$\chi_0^2 = (\vec{g} - \mathbf{M} \vec{f})^T \mathbf{V}^{-1} [\vec{g}] (\vec{g} - \mathbf{M} \vec{f}). \quad (4.9)$$

Dies gilt nur für Gauß-verteilte Daten, also nicht für Bins mit kleinen Ereigniszahlen. Für diese muss nun die Poisson-Statistik benutzt werden und der Log-Likelihood-Ausdruck minimiert werden:

$$L_0(a) = \sum_i (g_i(a) - g_{i,m} \cdot \ln g_i(a)). \quad (4.10)$$

Außerdem ist es nötig, eine Regularisierung einzuführen, um die kleinen Ausdrücke in der Migrationsmatrix, die während der Entfaltung verstärkt werden, zu unterdrücken. Durch Einführung eines Regularisierungsterms werden Anforderungen an die Lösung gestellt, bei zu starker Regularisierung aber auch ein Bias eingeführt. Im Allgemeinen wird Regularisierung durch Addition eines Regularisierungsterms gemacht, sodass:

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \frac{\tau}{2} Reg(f). \quad (4.11)$$

Verschiedene Arten der Regularisierung können in der Analyse gewählt werden. Es ist auch möglich, eine Vorwärtsfaltung durchzuführen, wobei ein bestimmtes Modell als Annahme gewählt wird und freie Parameter dieses Modells bestimmt werden. Zum Testen ist dies eine gute Alternative, allerdings keine richtige Entfaltung, da

das Ergebnis modellabhängig bleibt und physikalische Phänomene verborgen bleiben.

## 4.4 Mrk 421-Analyse

In diesem Abschnitt wird die Analyse der Daten beschrieben, wobei für jede der vier Datenepochen sowohl die Lichtkurve als auch das Spektrum gezeigt werden. Dabei wird die Analyse des Datensets 2 der Daten exemplarisch für die Stereo-Analyse erklärt (Unterabschnitt 4.4.2), während die anderen Zeitabschnitte des Jahres mit stereoskopischer Beobachtung (Unterabschnitt 4.4.3 und Unterabschnitt 4.4.4) analog ausgewertet werden. Auf die Mono-Datenanalyse wird in Unterabschnitt 4.4.5 eingegangen. Zusammenfassend wird noch eine Lichtkurve aller Daten gezeigt.

### 4.4.1 Überblick über die Daten

Die Daten, die für diese Analyse zur Verfügung standen, sind Daten der Quelle Mrk 421, die 2012 aufgenommen wurden. Die Daten gliedern sich folgendermaßen:

- Datenset 1: 2012-02-25 - 2012-02-29
- Datenset 2: 2012-03-18 - 2012-04-27
- Datenset 3: 2012-05-23 - 2012-06-19 (Mono)
- Datenset 4: 2012-12-11 - 2012-12-23

Datenset 1 und Datenset 2 sind beides Stereobeobachtungen. Die beiden Datensets unterscheiden sich in ihrer PSF (Point Spread Function), weswegen zwei verschiedene MC-Sets in der Analyse verwendet werden. Die PSF beschreibt die Abbildungsqualität der Spiegel, bzw. wie gut sie ausgerichtet sind. Je größer die PSF ist, umso schlechter sind die Abbildungseigenschaften und umso verschmierter ist die Reflexion einer Punktquelle.

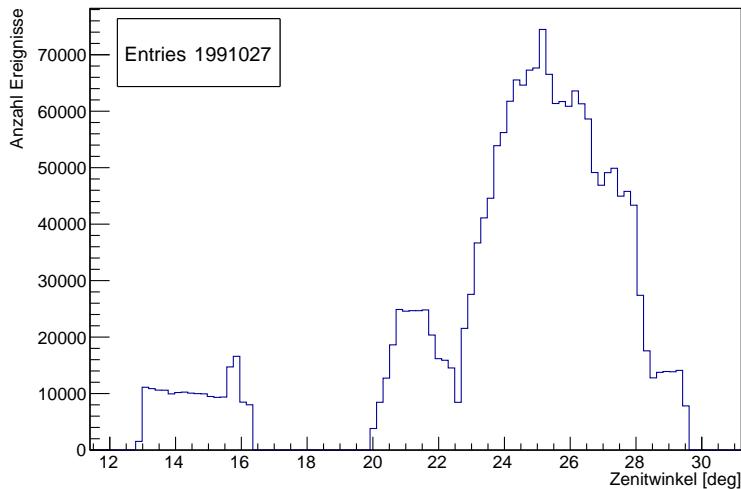
Beim 3. Datenset handelt es sich um Mono-Daten. Aufgrund der defekten MAGIC-I-Kamera und der geplanten Upgrade-Pause, wurde nur MAGIC-II betrieben.

Im 4. Datenset war das Upgrade abgeschlossen, die alte MAGIC-I-Kamera durch eine neue Kamera ersetzt und es wurden wieder Stereo-Beobachtungen durchgeführt. Aufgrund der Hardware-Veränderungen und einer anderen PSF wurden wieder neue MCs produziert.

Die Analyse des zweiten Datensets befindet sich in Unterabschnitt 4.4.2 und die des ersten Datensets in Unterabschnitt 4.4.3. Danach erfolgt die dritte Analyseperiode mit Stereobeobachtungen (Datenset 4) in Unterabschnitt 4.4.4. Die Mono-Analyse wird zuletzt in Unterabschnitt 4.4.5 beschrieben.

#### 4.4.2 Datenset 2

Anhand der genommenen Mrk 421-Daten, zehn Tage zwischen dem 18.3.2012 (MJD: 56004.1) und dem 27.4.2012 (MJD: 56042.0), wird nun die Stereo-Analyse erklärt. Diese Daten wurden in einem Zenitwinkelbereich zwischen  $12^\circ$  und  $30^\circ$  genommen (siehe Abb.4.4).



**Abbildung 4.4:** Zenitverteilung der genommenen Mrk 421-Daten zwischen dem 18.3.2012 und dem 27.4.2012.

Da dieser Datensatz die meisten Daten beinhaltet, wird die Analyse exemplarisch hiermit durchgeführt.

Als Background-Daten dienen Daten anderer Quellen, welche in der gleichen Zeitspanne wie die zu analysierenden Daten liegen. Dadurch wird gewährleistet, dass das Teleskop die gleichen Eigenschaften, wie z.B. PSF, hat wie bei der Datennahme der zu analysierenden Quelle.

Mit Hilfe von Crab-Daten werden die Einstellungen für die Lichtkurvenbestimmung bestimmt, da Crab als Standardkerze dient und einen bekannten stabilen Fluss hat.

#### Daten-Auswahl und Qualitätchecks

Zunächst werden die auf *Superstar*-Level prozessierten Daten einem Datencheck unterzogen, um die Daten herauszufiltern, die bei guten Bedingungen genommen wurden. Gute Bedingungen sind durch dunkle Nächte, gutes Wetter, wenig Störlicht durch z.B. Autoscheinwerfer und keine Hardware- oder Softwareprobleme gekennzeichnet.

Um dunkle Bedingungen zu gewährleisten wurde zunächst ein Cut im Direct Current (DC) (MAGIC-I < 500 nA, MAGIC-II < 800 nA) durchgeführt. Danach wur-

den mit Hilfe des *MARS Macros Quate* alle Daten mit einem Zenitwinkel  $< 35^\circ$  ausgewählt, Runs mit einer Länge unter 10s und Runs mit einer Abweichung des Pointings von 15arcmin verworfen. Außerdem wurden die Mittelwerte der Rate, der Parameter **Number of Islands**, **Concentration**, **Width** und **Length** gebildet und ebenfalls Ausreißer aussortiert um eine gute Qualität der Daten zu gewährleisten. Diese Kriterien für den Datencheck wurden für die Mrk 421-Daten, die Crab-Daten und die Background-Daten angewendet.

In der Tabelle 4.1 ist aufgelistet, an welchen Tagen Mrk 421-Daten nach dem Datencheck für die Analyse zur Verfügung stehen.

**Tabelle 4.1:** Übersicht über alle nach dem Datencheck zur Verfügung stehenden Daten von Mrk 421 aus Datenset 2.

Monat	Tag
März	18., 22., 28.
April	11., 13., 15., 19., 21., 23., 25.

Tabelle 4.2 zeigt wieviele Minuten Daten, Background-Daten und Crab-Daten den Datencheck überstanden haben. Auf eine tageweise Auflistung der Background- und Crab-Daten wird verzichtet.

**Tabelle 4.2:** Übersicht über alle an nach dem Datencheck zur Verfügung stehenden Daten von Mrk 421-, Crab- und Background aus Datenset 2.

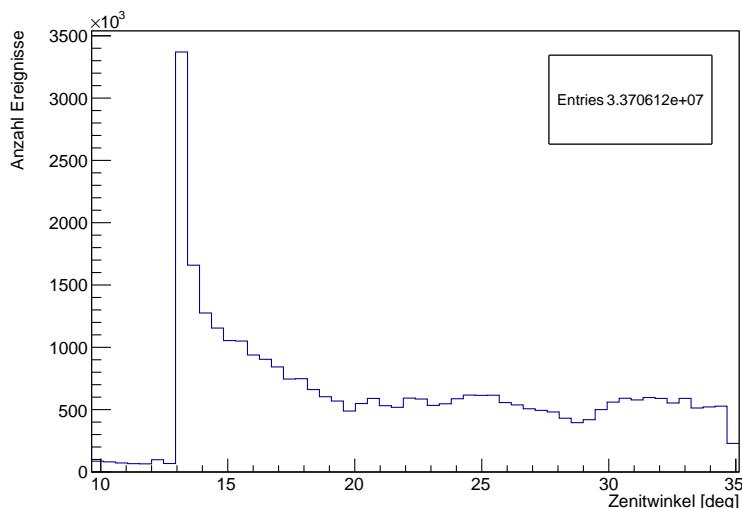
Quelle	Observationszeit [min]
Mrk 421	272
Crab	161
0FGLJ0631	77
1ES1011	492
1ES1426	424
PG1553	971
PKS1222	247
SegueJ	3252

Für diesen Teil der Analyse werden die in Dortmund produzierten Standard-MC-Daten im Zenitbereich  $5^\circ$ - $35^\circ$  genommen, in denen die alte MAGIC-I Kamera simuliert wurde. Die PSF für MAGIC-I beträgt hierbei 10,5 mm und die Mirror Fraction 0.58, während diese Werte für MAGIC-II 10,2 mm für die PSF und 0.70 für die Mirror Fraction sind.

Es ist zu beachten, dass für alle Daten (Mrk 421/Crab/Background) und die MCs das gleiche Cleaning benutzt wird, da zu dieser Zeit zwei verschiedene Cleaning-Schwellen im Next-Neighbor-Cleaning gebräuchlich waren. Die Schwellwerte für die Kern und Nachbarpixel betragen in diesen Daten 6, bzw. 3.

### **Coach und Melibea**

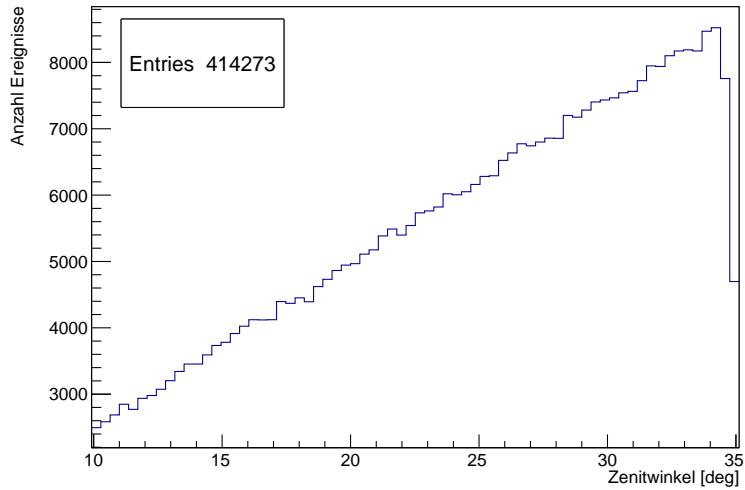
Für das Training des RF für die GH-Separation und die Disp-Bestimmung sowie das Erstellen der Look-Up-Tables zur Energierekonstruktion ist es wichtig, dass in jedem Zenitbin ausreichend Background- und MC-Daten vorhanden sind. Es wird ein Zenitbereich von  $10\text{--}35^\circ$  ausgewählt. Wie in Abb.4.5 und Abb.4.6 zu sehen ist, ist diese Voraussetzung erfüllt.



**Abbildung 4.5:** Zenitverteilung der Background-Daten zwischen dem 18.3.2012 und dem 27.4.2012.

Der MC-Datensatz wurde in zwei Teile geteilt. Der eine Teil, das Trainings-Set, wird zusammen mit den Background-Daten zum Trainieren des RF für die GH-Separation und für die Disp-Abschätzung benutzt, sowie zum Aufstellen der Look-Up-Tables für die Energie. Der andere Teil wird später zur Bestimmung der effektiven Fläche zur Entfaltung benutzt.

Sobald das Training der RFs und das Erstellen der Look-Up-Tables in *Coach* beendet ist, werden in *Melibea* die Daten nach Gamma- und Hadron-Ereignis klassifiziert und jedem Ereignis eine geschätzte Energie und ein Disp-Wert zugeordnet. Das gleiche geschieht auch mit den Crab-Daten und dem anderen Teil der MCs, dem Test-Set.



**Abbildung 4.6:** Zenitverteilung des Trainingssets der MC.

### Lichtkurve von Crab

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, wird nun sowohl für die Crab-Daten als auch für die Mrk 421-Daten eine Lichtkurve erstellt. Da der Fluss von Crab stabil und bekannt ist, werden mit Hilfe der Crab-Daten die passenden Parameter (Hadroneneffizienz und  $\theta$ -Quadrat-Effizienz) für die Lichtkurven-Bestimmung in diesem Zeitraum für Mrk 421 ausgewählt.

Wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist, ist es möglich mit *Flute* neben der Lichtkurve (vgl. Abb.4.7d) auch noch einen  $\theta^2$ -Plot (vgl. Abb.4.7a), sowie die spektrale Energieverteilung (vgl. Abb.4.7c) zu berechnen.

In Abbildung 4.7a ist der  $\theta^2$ -Plot für Crab zu sehen. Für kleine  $\theta$  ist die Anzahl der Signal-Ereignisse wie zu erwarten sehr hoch.

In Abbildung 4.7b ist das differentielle Energiespektrum zu sehen. In blau ist das von HESS gemessene Spektrum von Crab eingezeichnet.

Abbildung 4.7c zeigt die spektrale Energieverteilung, d.h. das mit  $E^2$  gewichtete Spektrum aus Abbildung 4.7b. Das in der Literatur angegebene Spektrum ist durch eine rot gestrichelte Linie gekennzeichnet, die unter dem angenommenen Spektrum, dargestellt als grüne Linie, liegt. Zum Vergleich ist ebenfalls wieder ein von HESS gemessenes Spektrum eingezeichnet.

Wie in Abb.4.7b und in Abb.4.7c zu sehen ist, passt das angenommene Spektrum gut zu den Daten, bzw. zum bekannten Crab-Spektrum. Dieses angenommene Spektrum ist in den beiden Abbildungen durch die grüne Linie gekennzeichnet. Angenommen wurde:

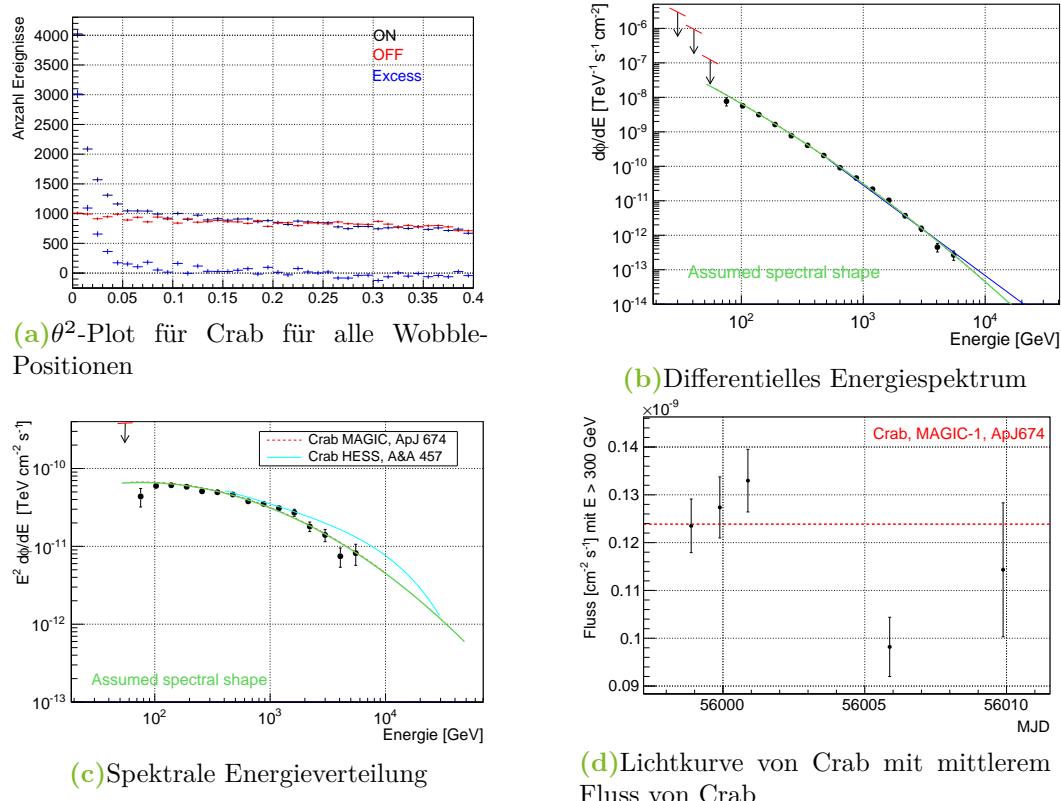


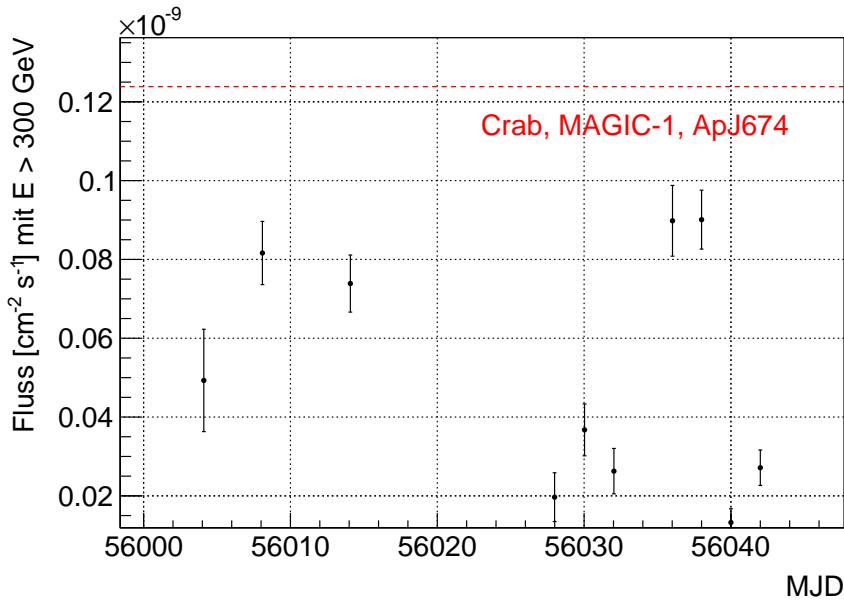
Abbildung 4.7: Flute-Plots für Crab

$$\frac{dN}{dE} = \left( \frac{x}{300 \text{ GeV}} \right)^{-2.31 - 0.26 \cdot \log_{10}(x/300 \text{ GeV})} \text{ TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (4.12)$$

Die Lichtkurve in Abb.4.7d zeigt, dass der Crab-Fluss in diesem Zeitraum um den mittleren Crab-Fluss schwankt. Die Parameter, die zum Erstellen der Lichtkurve in *Flute* verwendet wurden, erweisen sich also als vernünftig.

### Lichtkurve von Mrk 421

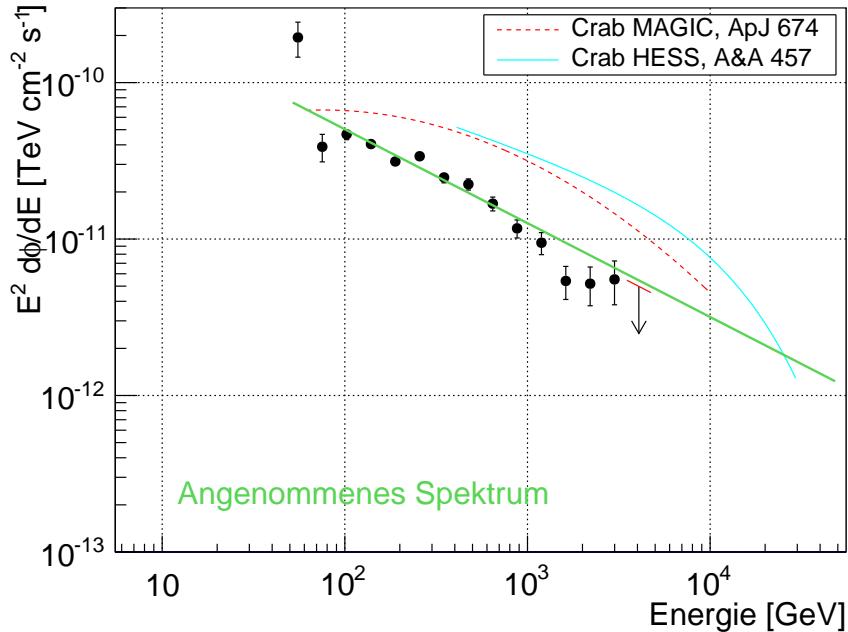
Es wird nun mit den gleichen Effizienz-Einstellungen wie für Crab eine Lichtkurve für Mrk 421 angefertigt.



**Abbildung 4.8:** Lichtkurve von Mrk 421 im Zeitraum vom 18.3.2012 bis zum 25.4.2012.

Abb.4.8 zeigt, dass der Fluss von Mrk 421 im Vergleich zu Crab wesentlich niedriger ist. Er schwankt etwa um den halben Crab-Fluss. Auch die spektrale Energieverteilung sieht anders aus (vgl. Abb.4.9), da ein anderes Spektrum angenommen wurde:

$$\frac{dN}{dE} = \left( \frac{x}{300 \text{ GeV}} \right)^{-2.75 - 0.26 \cdot \log_{10}(x/300 \text{ GeV})} \text{ TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.13)$$



**Abbildung 4.9:** Spektrale Energieverteilung von Mrk 421.

### Spektrum von Crab

Mit Hilfe von *CombUnfold* wird nun das Spektrum von Crab entfaltet. Abbildung 4.10 zeigt das entfaltete Spektrum von Crab mit Literaturwert.

**REFERENZ**

Es zeigt sich, dass die entfalteten Datenpunkte mit Tikhonov-Regularisierung sehr gut zum Literaturwert passen.

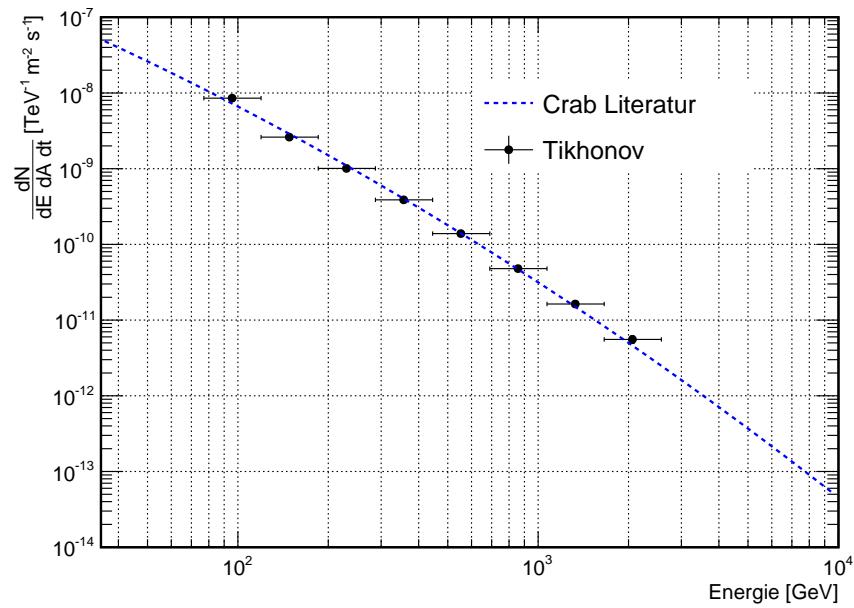
### Spektrum von Mrk 421

Abbildung 4.11 zeigt das entfaltete Spektrum von Mrk 421 mit fünf verschiedenen Regularisierungsmethoden. Wie man sieht, zeigen die entfalteten Datenpunkte keine großen Abweichung voneinander. Lediglich bei kleinen Energien unterscheiden sich die Ergebnisse etwas.

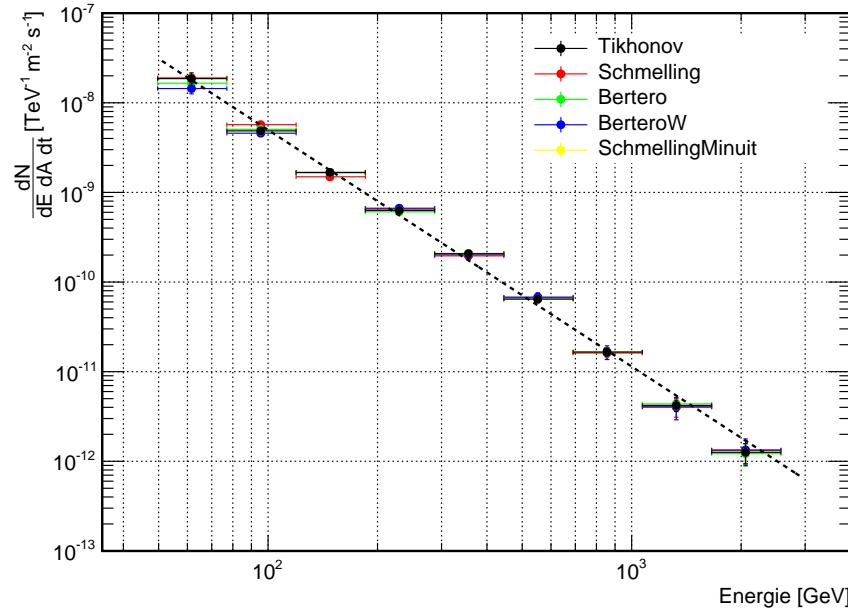
Es wurde der Fit, der in der Entfaltung mit Tikhonov-Regularisierung erstellt wurde, zusätzlich dargestellt, da diese Regularisierungsmethode in den meisten Fällen die besten Ergebnisse lieferte. Folgende Funktion wurde angenommen:

$$\frac{dN}{dE dA dt} = f_0 \left( \frac{E}{r} \right)^\alpha. \quad (4.14)$$

Der Fit lieferte das Ergebnis:



**Abbildung 4.10:** Entfaltetes Crab-Spektrum im Zeitraum vom 18.3.2012 bis zum 25.4.2012 mit Literaturwerten.



**Abbildung 4.11:** Entfaltetes Mrk 421-Spektrum im Zeitraum vom 18.3.2012 bis zum 25.4.2012 mit allen möglichen Regularisierungsmethoden.

$$\frac{dN}{dE dA dt} = (2,74 \pm 0,06) \cdot 10^{-10} \left( \frac{E}{0,3 \text{ TeV}} \right)^{-2,64 \pm 0,03} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}. \quad (4.15)$$

### 4.4.3 Dataset 1

Der folgende Teil beschreibt die Analyse der Daten vom 25.2.2012 und 29.2.2012. Da diese Daten eine andere PSF haben als die Daten aus dem Datenset 2, gibt es eigene MCs dafür und die Daten müssen getrennt von Datenset 2 analysiert werden. Die Daten an diesen zwei Tagen haben ebenfalls einen Zenitbereich unter  $35^\circ$ .

#### Datencheck

Der Datencheck für diese Daten geschieht analog zum Datencheck des Datensets 2. Tabelle 4.3 zeigt an welchen Tagen Mrk 421-Daten den Datencheck überstanden haben und für die Analyse zur Verfügung stehen.

**Tabelle 4.3:** Übersicht über alle nach dem Datencheck zur Verfügung stehenden Daten von Mrk 421 aus Datenset 1.

Monat	Tage
Februar	25., 29.

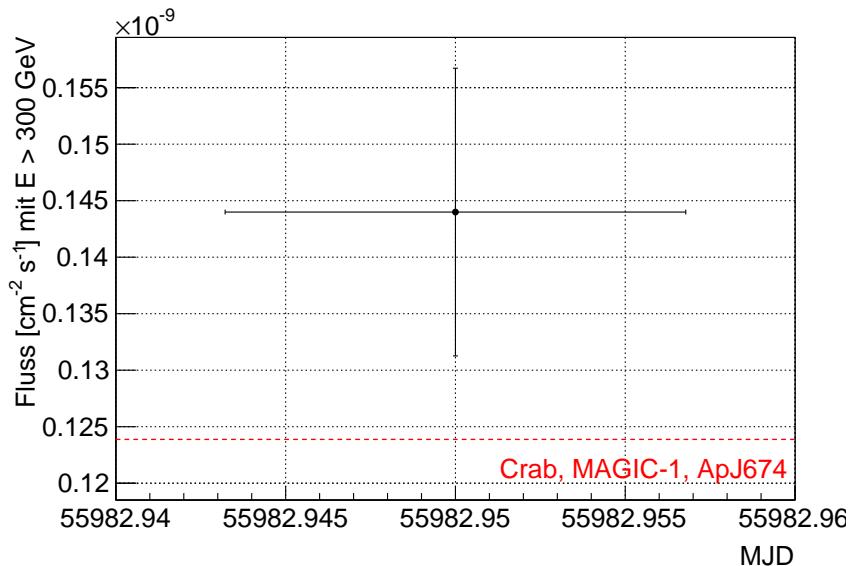
Tabelle 4.4 zeigt wieviel Mrk 421-/Crab- und Background-Daten den Datencheck überstanden haben.

**Tabelle 4.4:** Übersicht über alle nach dem Datencheck zur Verfügung stehenden Daten von Mrk 421, Crab und Background aus Datenset 1.

Quelle	Obersvationszeit [min]
Mrk 421	70
Crab	20
0FGLJ0631	3
1ES1011	172
HB89	87
PG1553	115
PKS1222	106
SegueJ	401

### Lichtkurve

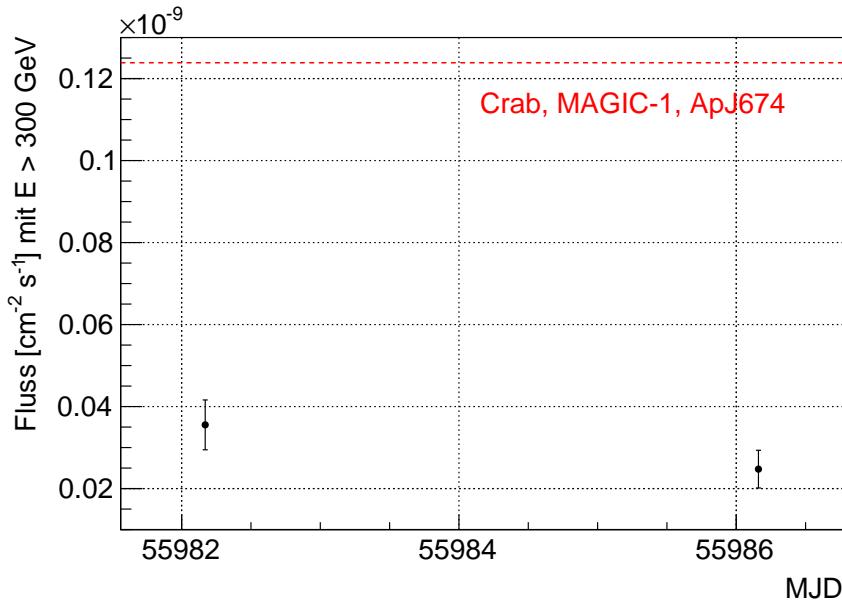
Mit Hilfe von Crab-Daten wurden wieder die Einstellungen für die Lichtkurve von Mrk 421 bestimmt. Es wurde nur an einem Tag zwischen dem 25.2.2012 und dem 29.2.2012 Crab beobachtet. Deswegen beinhaltet die Lichtkurve von Crab nur 20 min an Crab-Daten (vgl. Abbildung 4.12).



**Abbildung 4.12:** LC von Crab im Zeitraum vom 25.2.2012 bis zum 29.2.2012.

Die Lichtkurve von Mrk 421 befindet sich in Abb.4.13.

Es ist zu sehen, dass der Fluss an diesen beiden Tagen verglichen mit den ersten Tagen aus Datenset 2 sehr niedrig ist.



**Abbildung 4.13:** Lichtkurve von Mrk 421 im Zeitraum vom 25.2.2012 bis zum 29.2.2012.

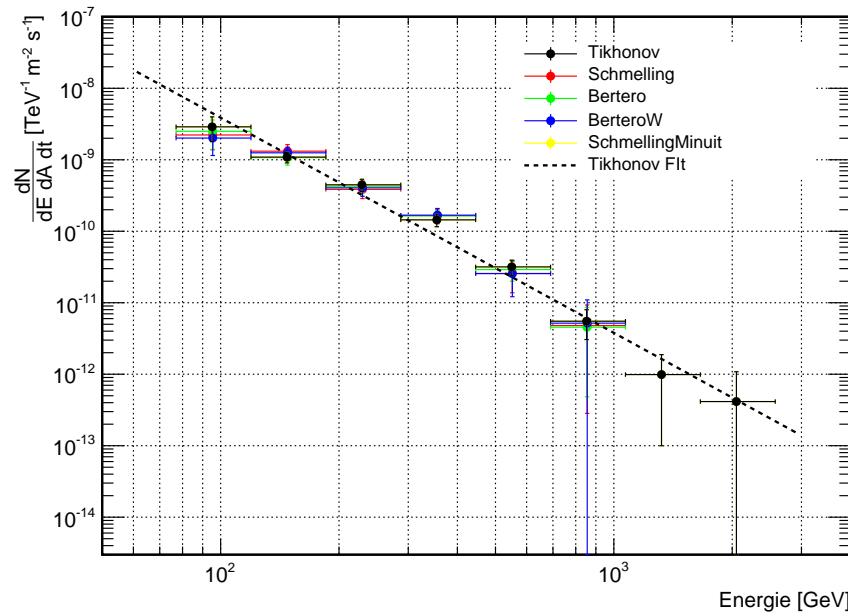
### Spektrum

Analog zu Datenset 2 wurde auch wieder ein Spektrum bestimmt. Das Resultat befindet sich in Abb.4.14

Es ist zu sehen, dass die Entfaltungen ohne Tikhonov-Regularisierung im hohen Energiebereich nicht mehr funktionieren. Auch bei kleinen Energien unterscheiden sie sich etwas. Aufgrund des großen Energiebereichs, in dem die Entfaltung mit Tikhonov-Regularisierung Ergebnisse liefert, wird wieder dieser Fit der Punkte eingezeichnet. Der Fit lieferte folgendes Ergebnis:

$$\frac{dF}{dE} = (1,42 \pm 0,11) \cdot 10^{-11} \left( \frac{E}{0,3\text{TeV}} \right)^{-3.01 \pm 0,14} \text{TeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}. \quad (4.16)$$

Aufgrund der kurzen Observationszeit wurde keine Entfaltung der Crab-Daten vorgenommen.



**Abbildung 4.14:** Entfaltetes Spektrum von Mrk 421 im Zeitraum vom 25.2.2012 bis zum 29.2.2012.

#### 4.4.4 Datenset 4

Dieses Datenset beinhaltet die ersten Daten, die von Mrk 421 nach dem Austausch der MAGIC-I-Kamera genommen wurden. Genauso wie Datenset 1 umfasst dieses Datenset nur wenige Tage. An drei Tagen wurde Mrk 421 im Stereo-Modus observiert.

##### Datencheck

Der Datencheck für diese Daten geschieht analog zum Datencheck des Datensets 2. Tabelle 4.6 zeigt, welche Mrk 421-/Crab- und Background-Daten nach dem Datencheck übrig sind und Tabelle 4.5 an welchen Tage die Mrk 421-Daten genommen wurden.

**Tabelle 4.5:** Übersicht über alle an nach dem Datencheck zur Verfügung stehenden Daten von Mrk 421 aus Datenset 4.

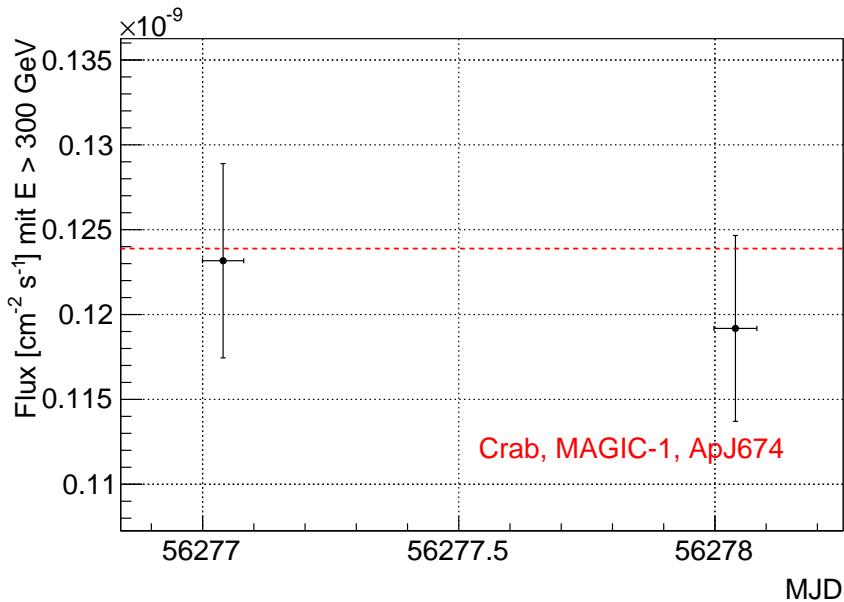
Monat	Tag
Dezember	15., 19., 23.

**Tabelle 4.6:** Übersicht über alle an nach dem Datencheck zur Verfügung stehenden Daten von Mrk 421, Crab und Background aus Datenset 4.

Quelle	Observationszeit [min]
Mrk 421	74
Crab	852
1ES0229	221
NGC1275	112
SegueA	900

### Lichtkurve

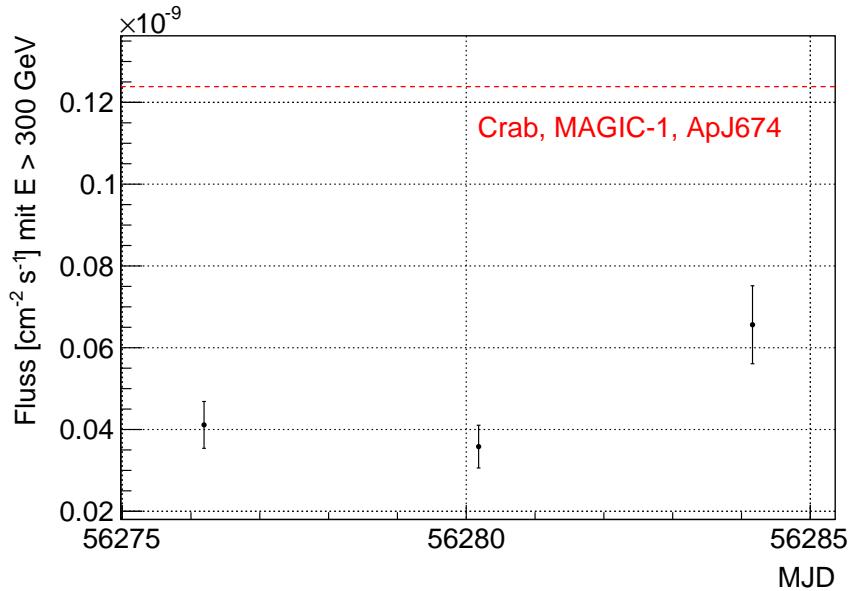
Die Lichtkurve von Crab befindet sich in Abbildung 4.15. Es ist zu sehen, dass diese Lichtkurve mit dem mittleren Fluss von Crab gut übereinstimmt. Die Lichtkurve von Mrk 421 in Abbildung 4.16 Wie zu sehen ist, liegen auch hier die Flüsse niedrig.



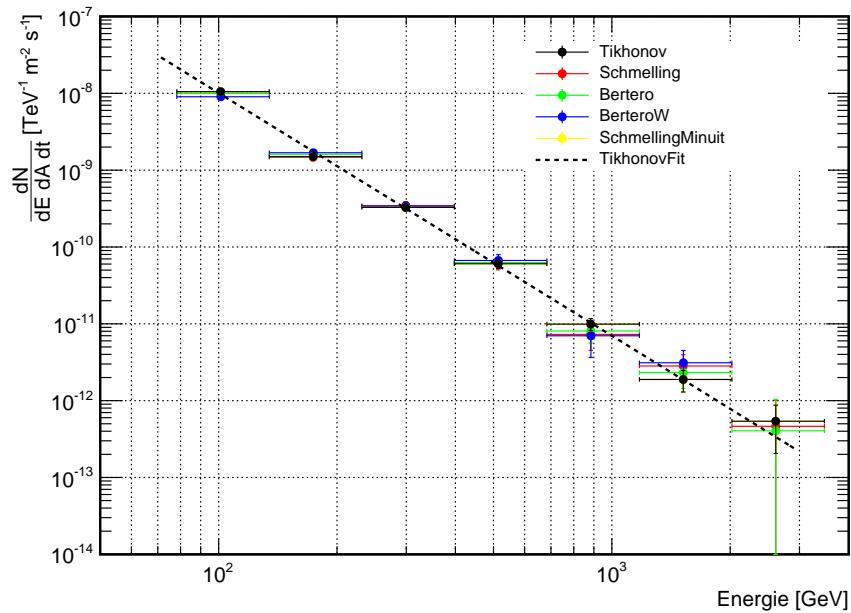
**Abbildung 4.15:** Lichtkurve Crab im Zeitraum vom 15.12.2012 bis zum 23.12.2012.

### Spektrum

Das entfaltete Spektrum von Mrk 421 befindet sich in Abb. 4.17.



**Abbildung 4.16:** Lichtkurve Mrk 421 im Zeitraum vom 15.12.2012 bis zum 23.12.2012.



**Abbildung 4.17:** Entfaltetes Spektrum von Mrk 421 im Zeitraum vom 15.12.2012 bis zum 23.12.2012.

Der Fit des entfalteten Spektrums mit Tikhonov-Regularisierung liefert folgendes Ergebnis:

$$\frac{dF}{dE} = (3,14 \pm 0,15) \cdot 10^{-10} \left( \frac{E}{0,3\text{TeV}} \right)^{-3.16 \pm 0,07} \text{TeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}. \quad (4.17)$$

#### 4.4.5 Datenset 3

##### Datencheck

Der Datencheck für die Mono-Daten geschieht analog zum Datencheck der anderen Datensets. Die Analyse beruht auf Daten auf Star-Level und nicht Superstar-Level wie vorher. Tabelle 4.7 und Tabelle 4.8 zeigen, welche Mrk 421-und Background-Daten nach dem Datencheck übrig sind. Ein Beobachtung von Crab gab es zu diesem Zeitraum nicht.

**Tabelle 4.7:** Übersicht über alle nach dem Datencheck zur Verfügung stehenden Daten von Mrk 421 aus Datenset 3.

	Monat	Tag
Mai		23., 25., 26., 27.
Juni		15., 19.

**Tabelle 4.8:** Übersicht über alle nach dem Datencheck zur Verfügung stehenden Daten von Mrk 421, Crab und Background aus Datenset 3

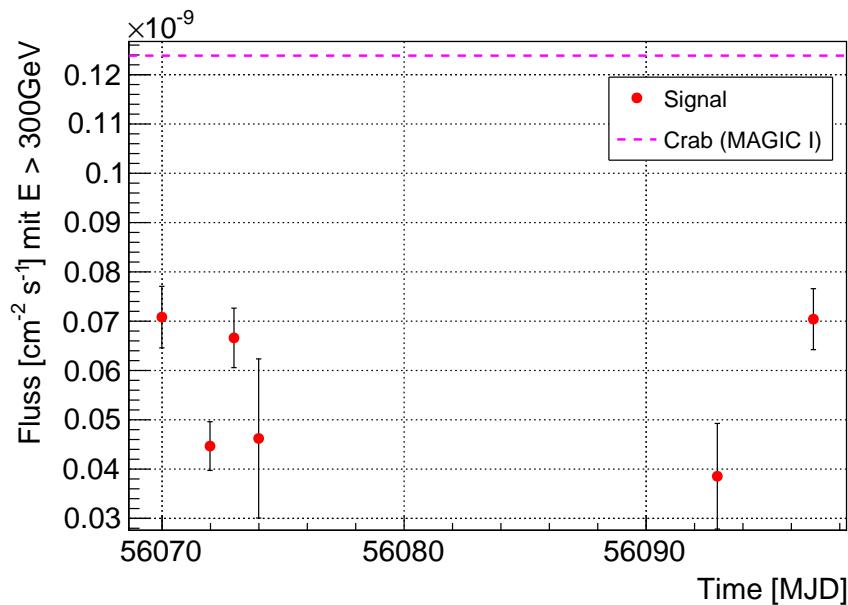
Quelle	Observationszeit [min]
Mrk 421	333
1ES1959	360
AE-Aqr	54
HD215227	649
M87	64

##### Energieschätzung

Im Vergleich zu der Stereo-Analyse müssen für die Mono-Analyse ältere Programme benutzt werden. Die RFs für die Disp-Bestimmung und Gamma-Hadron-Separation werden mit Hilfe von *Osteria* erstellt. Im Gegensatz zur Standardanalyse werden keine Look-Up-Tables zur Energieschätzung benutzt, sondern ebenfalls ein RF.

### Lichtkurve

Nachdem den Ereignissen eine Hadroness, ein Disp-Wert sowie eine geschätzte Energie zugeordnet worden sind, wird nach Anwendung eines Hadroness-Schnittes wieder eine Lichtkurve erstellt. Dies geschieht mit Hilfe des Programms *Fluxlc*. Obwohl keine Crab-Daten zur Verfügung standen, um die Einstellungen für die Lichtkurve mit einem bekannten Fluss zu überprüfen, wird eine Lichtkurve für Mrk 421 erstellt. Abb.4.18 zeigt die Lichtkurve für Mrk 421.



**Abbildung 4.18:** Lichtkurve von Mrk 421 im Zeitraum vom 23.05.2012 bis zum 19.05.2012.

Es zeigt sich, dass der Fluss von Mrk 421 in diesem Zeitbereich genau wie in den anderen Zeitbereichen ebenfalls sehr niedrig ist.

### Spektrum

Wie in Abb.4.19 zu sehen ist, werden die Daten abschließend wieder entfaltet. Der Fit an die Datenpunkte nach einer Entfaltung mit Tikhonov-Regularisierung liefert folgendes Ergebnis:

$$\frac{dF}{dE} = (5,42 \pm 0,23) \cdot 10^{-10} \left( \frac{E}{0,3 \text{ TeV}} \right)^{(-3,25 \pm 0,09)} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}. \quad (4.18)$$

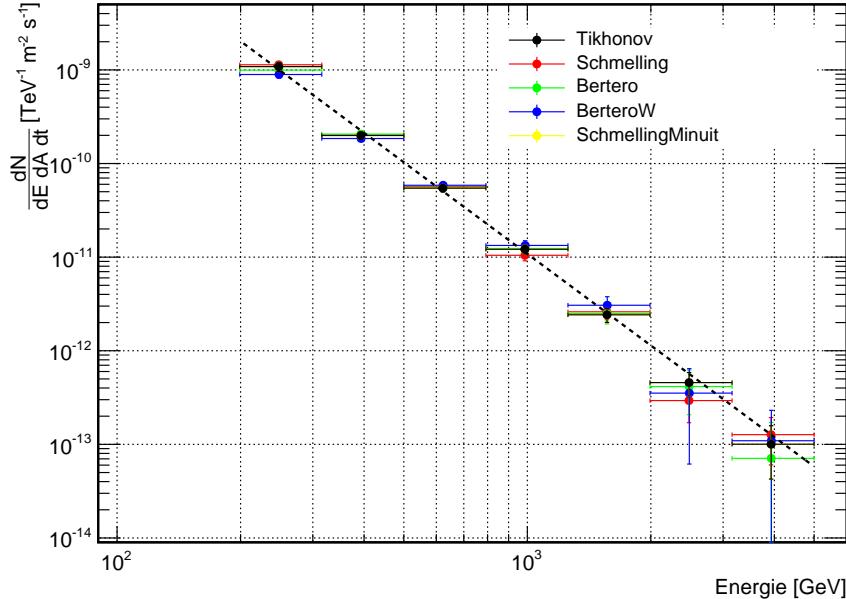


Abbildung 4.19: Spektrum Mrk 421.

## 4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse und Vergleich der Datensets

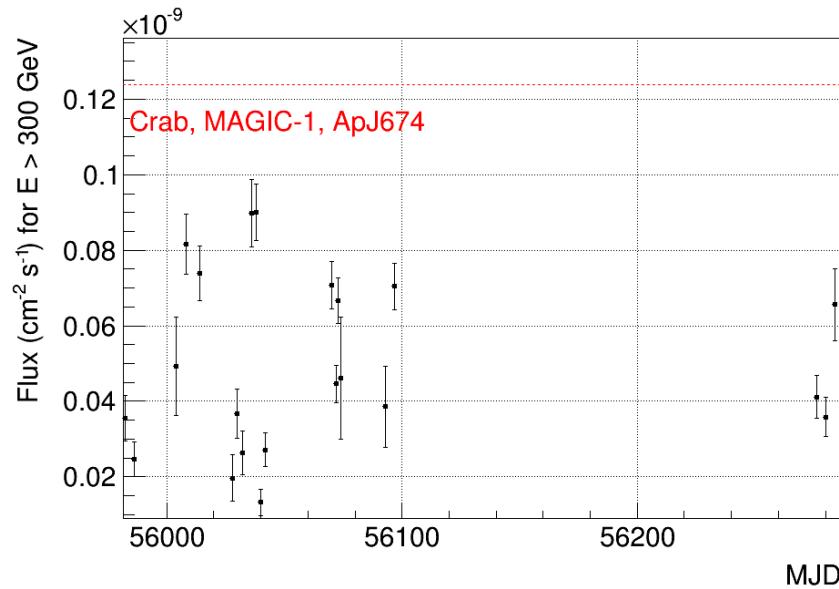
Nachdem für jedes Datenset einzelne Lichtkurven erstellt worden sind, sieht man in Abb.4.20 nun alle Daten in einer Lichtkurve dargestellt. Da zwischen dem 20.06.2012 und dem 10.12.2012 keine Daten von Mrk 421 genommen wurden, weil die MAGIC-I-Kamera außer Betrieb war und das Upgrade durchgeführt wurde, befindet sich eine große Lücke in der Lichtkurve.

Es ist zu sehen, dass alle Datenpunkte etwa auf dem gleichen niedrigen Niveau liegen. Der Fluss von Crab wird zu keinem Zeitpunkt erreicht. Physikalisch interessante Phänomene wie Flares wurden im gesamten Jahr 2012 von MAGIC nicht beobachtet. Verglichen mit dem gesamten Fluss von MAGIC zwischen Dezember 2004 und Dezember 2009 in [11] ist der Fluss 2012 auf einem niedrigen Niveau. Im Dezember 2006 war er an vielen Tagen genauso niedrig.

Im Gegensatz zu den Flares 2007 und 2008, bei denen der Fluss bis zu 20 mal so hoch war wie zu ruhigen Zeiten [11], ist der Fluss 2012 konstant niedrig.

Ein Vergleich mit dem Fluss zwischen Januar und Mai 2009 [54] liefert ebenfalls das Ergebnis, dass sich Mrk 421 in einem ruhigen Zustand befindet.

In Tabelle 4.9 befinden sich die spektralen Indizes der Entfaltung der einzelnen Datensets. Die spektralen Indizes der Datensets 1,3 und 4 beschreiben ein steiles Spektrum mit relativ niedrigem hochenergetischem Fluss. Datenset 2 hat einen



**Abbildung 4.20:** LC Mrk 421.

kleineren spektralen Index, d.h. das Spektrum ist härter, wobei der Fluss wie oben erwähnt, den Crab-Fluss nicht erreicht.

**Tabelle 4.9:** Vergleich der spektralen Indizes und Flusskonstanten der einzelnen Datensets.

Datenset	Normierung [ $\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	spektraler Index
Datenset 1	$(1,42 \pm 0,11) \cdot 10^{-10}$	$-3,01 \pm 0,14$
Datenset 2	$(2,74 \pm 0,06) \cdot 10^{-10}$	$-2,64 \pm 0,03$
Datenset 3	$(5,42 \pm 0,23) \cdot 10^{-10}$	$-3,25 \pm 0,09$
Datenset 4	$(3,14 \pm 0,15) \cdot 10^{-10}$	$-3,16 \pm 0,07$

## 5 MWL

In diesem Kapitel werden neben der MAGIC Lichtkurve noch Lichtkurven anderer Experimente in anderen Wellenlängen dargestellt, die im Rahmen einer Multiwellenlängen -Kampagne (MWL-Kampagne) genommen wurden und mit den MAGIC Daten verglichen. Es stehen dazu Daten im Energiebereich zwischen Radiowellen und Very High Energy Gamma Rays zur Verfügung. Die MWL-Kampagne fand zwischen dem 23.12.2011 und dem 01.06.2012 statt und war die Fortsetzung einer früheren MWL-Kampagne von 2009. Genauso wie während der Vorgängerkampagne befindet sich innerhalb der Beobachtungszeit kein Flare. Das Ziel dieser Kampagne ist, den Fluss und die spektrale Entwicklung der Breitband-Emission über eine lange Zeitspanne zu untersuchen, wobei jeweils tageweise Daten genommen wurden. Während es viele Untersuchungen zu den Emissionszonen bei Flares gibt [siehe z.B. [55]], wurde der ruhige Zustand von Mrk 421 abgesehen von [41] nicht sehr ausführlich untersucht. Mit Hilfe von diesen Daten, können grundlegende Emissionsprozesse untersucht werden.

Blazare wie Mrk 421 sind in allen Wellenlängen sehr variabel. Die Spektrale Energieverteilung (SED) wird von der Jet-Emission dominiert und besitzt eine zweihöckrige Struktur. Der erste Höcker findet sich bei niedrigen Energien [Radio, optisch, Röntgenstrahlen] und der andere bei höheren Energien [Röntgen, Gamma, VHE]. Während der Ursprung des niederenergetischen Höckers Synchrotron-Emission von relativistischen Elektronen ist, ist der Ursprung des hochenergetischen Höckers noch nicht genau bekannt. Sowohl leptonische als auch hadronische Modelle versuchen die Struktur zu erklären. Um Modelle für den hochenergetischen Höcker zu machen, sind weiterhin Beobachtungen in verschiedenen Wellenlängen nötig.

### 5.1 Teilnehmer an der MWL-Kampagne

Von den folgenden Experimenten, die sich an dieser Kampagne beteiligt haben, stehen mir Daten zur Verfügung:

- MAGIC: eigene Analyse
- *Swift/XRT*: *Swift* ist ein Satellitenexperiment mit dem Ziel GRBs zu detektieren und zu untersuchen. Dabei liegt die Priorität darauf, den Ursprung von GRBs zu finden, die Entwicklung der GRBs und die Wechselwirkung mit der Umgebung zu untersuchen und die GRBs zu klassifizieren. Dazu sind

drei Instrumente an Bord, die in verschiedenen Wellenlängen sensitiv sind. Mit *Swift* können Gammastrahlen, Röntgenstrahlen, UV-Strahlung und optisches Licht detektiert werden. Mit Hilfe des Burst Alert Telescope (BAT) werden Teilchen mit Energien zwischen 15 keV und 150 keV untersucht. Das UV/Optical Telescope (UVOT) detektiert im sichtbaren und im UV-Bereich (170-600 nm). Die für diese Analyse vorliegenden Daten sind Daten des X-ray Telescop (XRT), womit Röntgenstrahlung mit einer Energie zwischen 0,3 keV und 10 keV detektiert wird.[25]

- OVRO: Das Owens Valley Radio Observatory (OVRO) befindet sich in der Nähe von Bishop in Kalifornien im Osten der Sierra Nevada. Es ist ein Radioteleskop mit einem Durchmesser von 40 m, welches bei 15 GHz operiert. Ziel dieses Experimentes ist das Monitoring von ca. 1200 Blazaren. Dabei wird jede Quelle in einem Abstand von 2 Tagen regelmäßig beobachtet. Diese Daten werden dann mit den Daten, die mit *Fermi* von den gleichen Quellen aufgenommen wurden, verglichen und Korrelationen in der Variabilität gesucht. Letztendlich ist ein genaueres Verständnis von Emissionsprozessen in AGNs das Ziel.[50]
- Metsahovi: Metsahovi ist ein Radioteleskop mit einem Spiegeldurchmesser von 14 m. Es befindet sich in Finnland, in Kirkkonummi, und beobachtet Frequenzen zwischen 2 GHz und 150 GHz. Mit dem Teleskop werden hauptsächlich extragalaktische Quellen beobachtet, aber auch die Sonne und es nimmt an VLBI (Very Large Baseline Interferometry)-Beobachtungen teil.[27]
- Optische Teleskope: Für diese Analyse stehen die Daten einiger optischer Teleskope zur Verfügung, deren Datennahme unter Einsatz des R-Filters geschah. Im Folgenden werden diese Teleskope aufgelistet:
  - Crimean: Das Crimean Astrophysical Observatory befindet sich in Nauchny auf der Krim, Ukraine, und beherbergt verschiedene optische Teleskope.[19]
  - KVA: Das Kungliga Vetenskapliga Academy (KVA)-Teleskop befindet sich genauso wie die MAGIC Teleskope auf dem Roque de los Muchachos auf La Palma. Es handelt sich um ein Teleskop mit einem Spiegeldurchmesser von 35 cm. Die Daten sind alle im Johnson R-Band genommen und weiterverarbeitet.[44]
  - Perkins: Das Perkins Telescope ist ein 72 inch (1,83 m)-Teleskop, das zum Lowell Observatory in Arizona, USA, gehört. Mit diesem Teleskop werden vor allem Wide-Field-Bilder aufgenommen und es dient der Multi-Objekt-Spektroskopie. Unter anderem soll mit diesem Teleskop auch die variable Natur von Blazaren untersucht werden.[45]

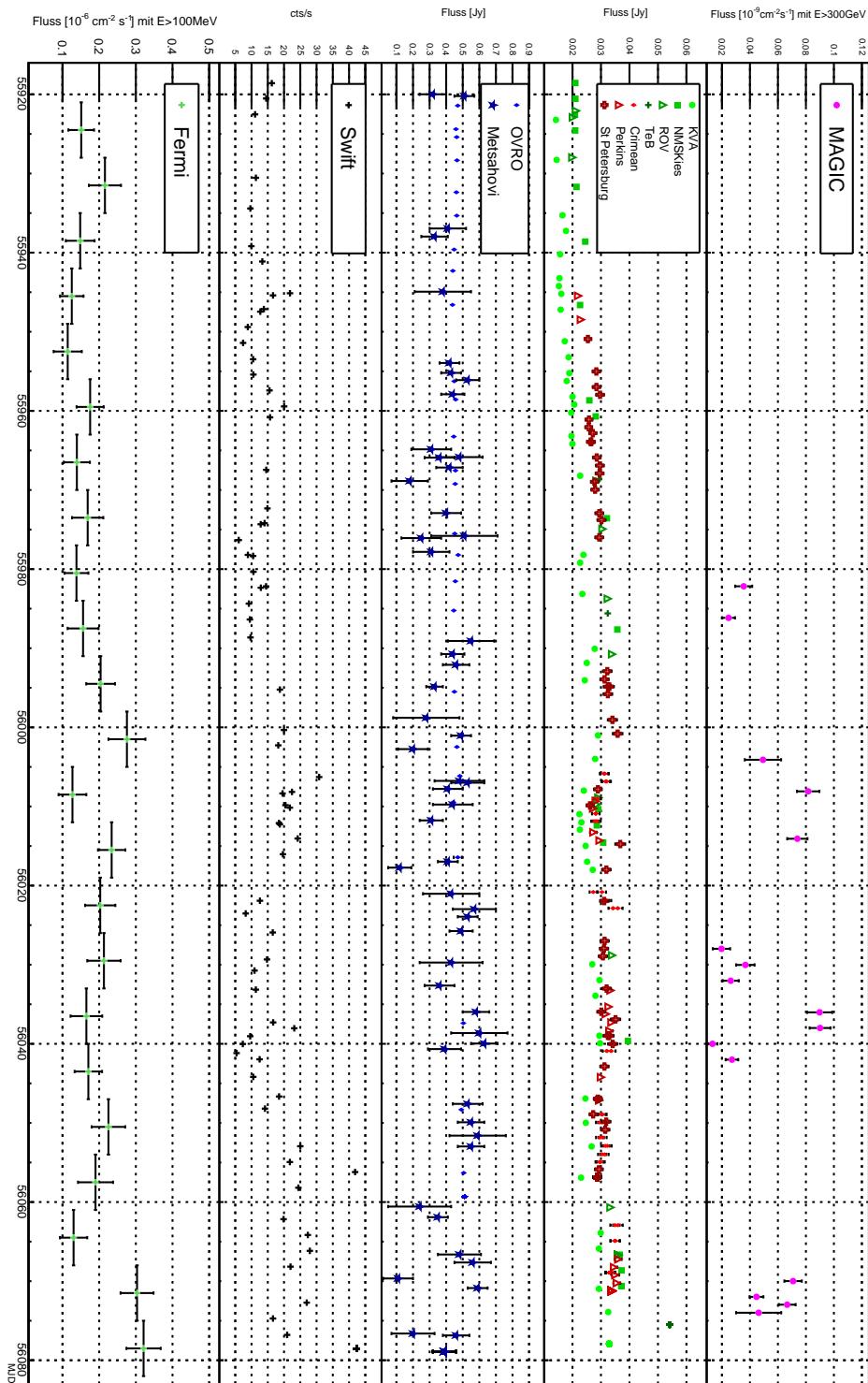
- ROVOR: Das Remote Observatory for Variable Object Research (ROVOR) gehört zur Brigham Young University. Es handelt sich um ein optisches Teleskop mit einem Spiegeldurchmesser von 16 inch (0,41 m) und es befindet sich 12 km nordwestlich von Delta (Utah). Es wurde gebaut um variable Objekte wie AGNs dauerhaft zu monitoren, um die existierenden Modelle für AGNs zu verbessern. ROVOR nimmt am Gamma Ray Burst Coordinate Network (GCN) teil und beobachtet die Afterglows im optischen Wellenlängenbereich.[58]
  - St. Petersburg: Das Pulkovo Astronomical Observatory befindet sich südlich von St. Petersburg auf einer Höhe von 75 m über NN.[48]
  - TeB: Das Bradford Robotic Telescope ist Teil des Observatorio del Teide auf Teneriffa, Kanarische Inseln. Es befindet sich auf einer Höhe von 2400 m und wird robotisch betrieben.[18]
  - NMSkies: New Mexico Skies bietet einen Standort und Support für dort aufgestellte Remote Teleskope. Das Teleskop NMSkies GRAS-001 befindet sich in Mayhill, New Mexico, USA.[52]
- *Fermi*: Das Large Area Telescope (LAT) befindet sich an Bord des *Fermi* Gamma-Ray Space Telescope und detektiert sowohl Gamma-Strahlen als auch geladene kosmische Strahlen. Das Teleskop beinhaltet einen Antikoinzidenzdetektor, durch den das Photon im Gegensatz zur geladenen kosmischen Strahlung wechselwirkungsfrei fliegt. Danach wechselwirkt es mit Atomen in einer der Schichten aus Wolfram-Folie und produziert ein Elektron-Positron-Paar, welches getrackt wird. Die finale Energie dieses Elektron-Positron-Paares wird dann in einem Kalorimeter gemessen. Das Entdecken und Überwachen von variablen Quellen und GRBs sowie die Erstellung von aktuellen Katalogen von hochenergetischen Quellen gehören zu den Hauptzielen von *Fermi*.[10]

## 5.2 Lichtkurven

In Abb.5.1 befinden sich die Lichtkurven der verschiedenen Experimente, die im Zeitraum zwischen dem 23.12.11 (MJD: 55918) und dem 01.06.12 (MJD: 56079) gemessen wurden.

Leider hat MAGIC an nur 16 Tagen davon Daten genommen, weswegen die Lichtkurve im Vergleich zu den anderen Experimenten recht kurz ist, bzw. große Lücken aufweist. Auf den ersten Blick weist die Lichtkurve eine variable Struktur auf, was in Abschnitt 5.3 noch getestet wird.

Die optischen Lichtkurven der verschiedenen Teleskope liegen insgesamt auf einem ähnlichen Niveau, wobei KVA immer etwas niedriger ist. Die meisten Daten stammen von KVA (Beobachtung an 48 Tagen), dem St. Petersburger Teleskop (Beob-



**Abbildung 5.1:** Alle Lichtkurven, die während der MWL-Kampagne aufgenommen wurden: von oben nach unten: VHE, Optische Teleskope, Radio, Röntgen, Gamma

achtung an 46 Tagen) und dem Crimean Astrophysical Observatory (Beobachtung an 35 Tagen). Die Variabilität im Fluss zwischen den verschiedenen Teleskopen ist ähnlich. Einige Schwankungen sind zu erkennen und zum Ende der Lichtkurve nimmt das Niveau etwas zu.

Im Radiobereich sind bei den OVRO-Daten kaum Variabilitäten zu erkennen. Die Daten von Metsahovi unterliegen größeren Schwankungen, sind aber auch mit einem größeren Fehler behaftet. Quantitativ wird dieses Verhalten in Abschnitt 5.3 gezeigt. Die Daten des Röntgenteleskops *Swift*, welches eine sehr konstante Datennahme aufweist, zeigen einen eher variablen Fluss, was im Folgenden noch überprüft wird. Die Daten von *Fermi*-LAT sind gemittelte Resultate von einer Woche, zeigen also keine täglichen Schwankungen. Aufgrund des Mittelns und der dadurch Nicht-Vergleichbarkeit mit den anderen Experimenten wird im Folgenden keine Variabilität berechnet.

Insgesamt kann man erkennen, dass die Variabilität in der VHE-Lichtkurve auf Zeitskalen von ca. einem Tage auftritt, während der Fluss im optischen oder Röntgenbereich eher innerhalb einer Woche ansteigt und wieder abnimmt. Die Radio-lichtkurven weisen keine sichtbaren Variabilitäten auf.

### 5.3 Variabilitätsuntersuchung

Obwohl es in der Zeit der MWL-Kampagne zu keinem Flare kam, sind die Daten von Mrk421 variabel. Um quantifizieren zu können, wie variabel die Daten sind, wird für jeden Energiebereich die Fractional Variability nach [60] ausgerechnet. Der Wert für die Fractional Variability  $F_{var}$  wird mit  $S$ : der Standardabweichung der  $N$  Flussmessungen,  $\langle \sigma_{err} \rangle$ : dem mittleren quadrierten Fehler und  $\langle x \rangle^2$ : dem Quadrat des mittleren Photonflusses berechnet:

$$F_{var} = \sqrt{\frac{S^2 - \langle \sigma_{err} \rangle^2}{\langle x \rangle^2}}. \quad (5.1)$$

Der Fehler davon ist [47] entnommen:

$$\Delta F_{var} = \sqrt{F_{var}^2 + err(\sigma_{N XS}^2)} - F_{var} \quad (5.2)$$

mit  $err(\sigma_{N XS}^2)$  aus [60]:

$$err(\sigma_{N XS}^2) = \sqrt{\left( \sqrt{\frac{2}{N} \frac{\langle \sigma_{err}^2 \rangle}{\langle x \rangle^2}} \right)^2 + \left( \sqrt{\frac{\langle \sigma_{err}^2 \rangle}{N} \frac{2F_{var}}{\langle x \rangle}} \right)^2}. \quad (5.3)$$

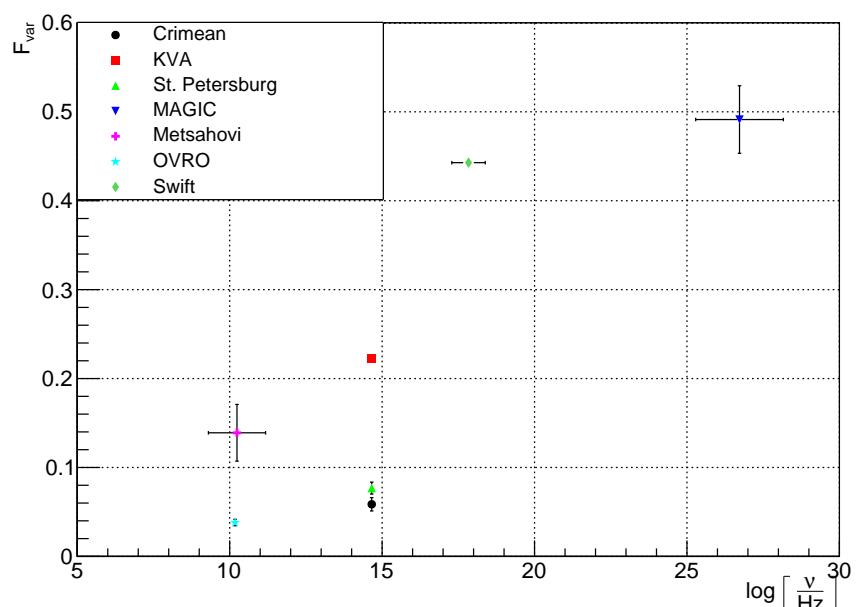
Damit die Berechnung von  $F_{var}$  stabil ist, wird eine Mindestanzahl von 20 gemessenen Datenpunkten empfohlen. Obwohl die MAGIC-Daten nur aus 16 gemessenen

Punkten besteht, wird trotzdem zum Vergleich einmal die Variabilität ausgerechnet. Die berechneten Werte für die Variabilität  $F_{var}$  mit Fehler  $\Delta F_{var}$  sowie die Anzahl der Messpunkte  $N$  befindet sich in Tabelle 5.1, bzw. in Abbildung 5.2.

**Tabelle 5.1:** Anzahl der Messpunkte, sowie die berechneten Variabilitäten für die verschiedenen Lichtkurven.

Wellenlänge	Experiment	N	$F_{var}$	$\Delta F_{var}$
Radio	Metsahovi	55	0,1390	0,0319
	OVRO	27	0,0381	0,0036
	KVA	48	0,2227	0,0031
	St. Petersburg	46	0,0768	0,0067
optisch	Crimean	35	0,0586	0,0075
	Swift	70	0,4428	0,0015
Röntgen	MAGIC	16	0,4913	0,0380

Abbildung 5.2 zeigt die Variabilitäten in den einzelnen Wellenlängen, wobei die Breite des x-Balkens den Energiebereich angibt, in dem die jeweiligen Instrumente messen. Abbildung 5.2 zeigt, dass die Variabilität von Mrk421 im Radio- und im optischen Bereich sehr niedrig ist, während die AGN im Röntgen- und im Gamma-Bereich Variabilität aufweist, wobei beachtet werden muss, dass der Wert für MAGIC mit Vorsicht betrachtet werden muss, da die Anzahl der Datenpunkte niedrig ist. Insgesamt lässt sich sagen, dass die Variabilitäten mit steigender Frequenz ebenfalls ansteigen. Die hier berechneten Variabilitäten sind ähnlich zu den berechneten Werten für Mrk421 von 2009 [41].



**Abbildung 5.2:** Variabilitäten für verschiedene Wellenlängen.

## Literatur

- [1] M. G. Aartsen et al. “Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data”. In: *Physical Review Letters* 113.10, 101101 (Sep. 2014), S. 101101. doi: 10.1103/PhysRevLett.113.101101. arXiv: 1405.5303 [astro-ph.HE].
- [2] A. A. Abdo et al. “Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421. The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution”. In: *The Astrophysical Journal* 736, 131 (Aug. 2011), S. 131. doi: 10.1088/0004-637X/736/2/131. arXiv: 1106.1348 [astro-ph.HE].
- [3] A. A. Abdo et al. “TeV Gamma-Ray Sources from a Survey of the Galactic Plane with Milagro”. In: *The Astrophysical Journal, Letters* 664 (Aug. 2007), S. L91–L94. doi: 10.1086/520717. arXiv: 0705.0707.
- [4] M. Ageron et al. „ANTARES: The first undersea neutrino telescope“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 656 (Nov. 2011), S. 11–38. doi: 10.1016/j.nima.2011.06.103. arXiv: 1104.1607 [astro-ph.IM].
- [5] J. Albert et al. „Implementation of the Random Forest method for the Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope MAGIC“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 588 (Apr. 2008), S. 424–432. doi: 10.1016/j.nima.2007.11.068. arXiv: 0709.3719.
- [6] J. Albert et al. “Observation of Gamma Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope”. In: *The Astrophysical Journal, Letters* 638 (Feb. 2006), S. L101–L104. doi: 10.1086/501164. eprint: astro-ph/0512469.
- [7] J. Aleksic et al. „The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part I: The hardware improvements and the commissioning of the system“. In: *ArXiv e-prints* (Sep. 2014). arXiv: 1409.6073 [astro-ph.IM].
- [8] J. Aleksić et al. „Performance of the MAGIC stereo system obtained with Crab Nebula data“. In: *Astroparticle Physics* 35 (Feb. 2012), S. 435–448. doi: 10.1016/j.astropartphys.2011.11.007. arXiv: 1108.1477 [astro-ph.IM].
- [9] A. Moralejo. „The Reflector Simulation Program v.0.6“. In: *MAGIC-TDAS 02-11 (internal notes)* (Jan. 2003).

- 
- [10] W. B. Atwood et al. „The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission“. In: *The Astrophysical Journal* 697 (Juni 2009), S. 1071–1102. DOI: 10.1088/0004-637X/697/2/1071. arXiv: 0902.1089 [astro-ph.IM].
  - [11] Michael Backes. „Long-term observations of the TeV blazar 1ES 1959+650. Temporal and spectral behavior in the multi-wavelength context“. Dissertation. TU Dortmund, 2011.
  - [12] Julia Becker. „Neutrinos On The Rocks - On the phenomenology of potential astrophysical neutrino sources“. Dissertation. TU Dortmund, 2007.
  - [13] V. Beckmann und C. R. Shrader. „The AGN phenomenon: open issues“. In: *ArXiv e-prints* (Feb. 2013). arXiv: 1302.1397 [astro-ph.HE].
  - [14] G. F. Bignami et al. „The COS-B experiment for gamma-ray astronomy“. In: *Space Science Instrumentation* 1 (Aug. 1975), S. 245–268.
  - [15] O. Blanch und A. Moralejo. „How to use the Camera simulation program 0.7“. In: *MAGIC-TDAS 04-07 (internal notes)* (Sep. 2004).
  - [16] M. Boettcher, D. E. Harris und H. Krawczynski. *Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei*. Wiley-VCH, 2012.
  - [17] W. Bothe und W. Kolhörster. „Das Wesen der Höhenstrahlung“. In: *Zeitschrift für Physik* 56.11-12 (1929), S. 751–777. ISSN: 0044-3328. DOI: 10.1007/BF01340137. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01340137>.
  - [18] University of Bradford. *Tenerife Observatory*. 2015. URL: [http://www.telescope.org/infopage.php?title=Tenerife\\_Observatory](http://www.telescope.org/infopage.php?title=Tenerife_Observatory).
  - [19] Official Site of the Crimean Astrophysical Observatory. *Crimean Astrophysical Observatory*. 2015. URL: <http://www.crao.crimea.ua/ru/>.
  - [20] T. DeYoung und HAWC Collaboration. „The HAWC observatory“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 692 (Nov. 2012), S. 72–76. DOI: 10.1016/j.nima.2012.01.026.
  - [21] Marlene Doert. „The talkative AGN next door Broad-band spectral variability of the TeV blazar Markarian 501“. Dissertation. TU Dortmund, 2013.
  - [22] S. I. Dutta, M. H. Reno und I. Sarcevic. „Tau neutrinos underground: Signals of  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillations with extragalactic neutrinos“. In: *Physical Review D* 62.12, 123001 (Dez. 2000), S. 123001. DOI: 10.1103/PhysRevD.62.123001. eprint: [hep-ph/0005310](#).
  - [23] S. Funk et al. „The trigger system of the H.E.S.S. telescope array“. In: *Astroparticle Physics* 22 (Nov. 2004), S. 285–296. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2004.08.001. eprint: [astro-ph/0408375](#).

## Literatur

---

- [24] J. A. Gaidos et al. „Extremely rapid bursts of TeV photons from the active galaxy Markarian 421“. In: *Nature* 383 (Sep. 1996), S. 319–320. DOI: 10.1038/383319a0.
- [25] N. Gehrels et al. “The Swift Gamma-Ray Burst Mission”. In: *The Astrophysical Journal* 611 (Aug. 2004), S. 1005–1020. DOI: 10.1086/422091.
- [26] Kenneth Greisen. „End to the Cosmic-Ray Spectrum?“ In: *Phys. Rev. Lett.* 16 (17 Apr. 1966), S. 748–750. DOI: 10.1103/PhysRevLett.16.748. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.16.748>.
- [27] A. Greve et al. „147 GHz VLBI observations: Detection of 3C 273 and 3C 279 on the 3100 km baseline Metsähovi - Pico Veleta“. In: *Astronomy and Astrophysics* 390 (Juli 2002), S. L19–L22. DOI: 10.1051/0004-6361:20020893.
- [28] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. Springer Verlag, 2005.
- [29] Marijke Haffke. „Atmosphere is MAGIC. Berechnung und Implementierung neuer Atmosphärenmodelle in die MAGIC-Monte-Carlo-Kette“. Diplomarbeit. TU Dortmund, 2007.
- [30] D. Heck und D. Pierog. „Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User’s Guide“. Handbook. 2013.
- [31] D. Heck et al. *CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. Feb. 1998.
- [32] V. F. Hess. „Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten“. In: *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912), S. 1084–1091.
- [33] A. M. Hillas. „Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma“. In: *International Cosmic Ray Conference* 3 (Aug. 1985), S. 445–448.
- [34] J. R. Hörandel. „Cosmic Rays from the Knee to the Second Knee:  $10^{14}$  to  $10^{18}$  eV“. In: *Modern Physics Letters A* 22 (2007), S. 1533–1551. DOI: 10.1142/S0217732307024139. eprint: astro-ph/0611387.
- [35] G. Kanbach et al. „The project EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) on NASA’s Gamma-Ray Observatory (GRO)“. In: *Space Science Reviews* 49 (1988), S. 69–84.
- [36] W. L. Kraushaar et al. “High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite”. In: *The Astrophysical Journal* 177 (Nov. 1972), S. 341. DOI: 10.1086/151713.
- [37] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics. Stars, the Galaxy and the interstellar medium*. 2. Aufl. Bd. 2. Cambridge University Press, 2002.
- [38] MAGIC. *Image cleaning (Theory)*. 2015. URL: [http://wiki.magic.pic.es/index.php/Image\\_cleaning\\_\(Theory\)](http://wiki.magic.pic.es/index.php/Image_cleaning_(Theory)).

- 
- [39] MAGIC. *Position reconstruction (Theory)*. 2015. URL: [http://wiki.magic.pic.es/index.php/Position\\_reconstruction\\_\(Theory\)](http://wiki.magic.pic.es/index.php/Position_reconstruction_(Theory)).
  - [40] MAGIC. *Stereo reconstruction (Theory)*. 2015. URL: [http://wiki.magic.pic.es/index.php/Stereo\\_reconstruction\\_\(Theory\)](http://wiki.magic.pic.es/index.php/Stereo_reconstruction_(Theory)).
  - [41] MAGIC Collaboration et al. „The 2009 multiwavelength campaign on Mrk 421: Variability and correlation studies“. In: *ArXiv e-prints* (Feb. 2015). arXiv: 1502.02650 [astro-ph.HE].
  - [42] Daniel Mazin. „A study of very high energy gamma ray emission from AGNs and constraints on the extragalactic background light“. Dissertation. TU München - MPI für Physik, 2007.
  - [43] R. A. Moralejo et al. *MARS: The MAGIC Analysis and Reconstruction Software*. Astrophysics Source Code Library. Nov. 2010. ascl: 1011.004.
  - [44] K. Nilsson et al. „Host galaxy subtraction of TeV candidate BL Lacertae objects“. In: *Astronomy and Astrophysics* 475 (Nov. 2007), S. 199–207. DOI: 10.1051/0004-6361:20077624. arXiv: 0709.2533.
  - [45] Lowell Observatory. *Lowell Observatory*. 2015. URL: [http://www.lowell.edu/research\\_telescopes\\_perkins.php#](http://www.lowell.edu/research_telescopes_perkins.php#).
  - [46] K. A. Olive und Particle Data Group. „Review of Particle Physics“. In: *Chinese Physics C* 38.9, 090001 (Aug. 2014), S. 090001. DOI: 10.1088/1674-1137/38/9/090001. arXiv: 1412.1408.
  - [47] J. Poutanen, A. A. Zdziarski und A. Ibragimov. „Superorbital variability of X-ray and radio emission of Cyg X-1 - II. Dependence of the orbital modulation and spectral hardness on the superorbital phase“. In: *Monthly Notices of the RAS* 389 (Sep. 2008), S. 1427–1438. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2008.13666.x. arXiv: 0802.1391.
  - [48] Official Site of the Pulkovo Astronomical Observatory. *Pulkovo Astronomical Observatory*. 2015. URL: <http://www.gao.spb.ru/russian/index.html>.
  - [49] M. Punch et al. „Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421“. In: *Nature* 358 (Aug. 1992), S. 477. DOI: 10.1038/358477a0.
  - [50] Joseph L. Richards et al. “Blazars in the Fermi Era: The OVRO 40 m Telescope Monitoring Program”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 194.2 (2011), S. 29. URL: <http://stacks.iop.org/0067-0049/194/i=2/a=29>.
  - [51] F. Schmidt. *CORSIKA Shower Images*. 2015. URL: <http://www.ast.leeds.ac.uk/~fs/showerimages.html>.
  - [52] NEW MEXICO SKIES. *New Mexico Skies*. 2015. URL: <http://www.nmskies.com/>.

- [53] LiDo Team. *System overview*. 2015. URL: [http://lidong.itmc.tu-dortmund.de/ldw/index.php/System\\_overview](http://lidong.itmc.tu-dortmund.de/ldw/index.php/System_overview).
- [54] Diego Tescaro. „TeV-ray observations of nearby Active Galactic Nuclei with the MAGIC telescope: exploring the high energy region of the multiwave-length picture“. Dissertation. IFAE/Universitat Autonoma de Barcelona, 2010.
- [55] The MAGIC Collaboration et al. „Unprecedented study of the broadband emission of Mrk 421 during flaring activity in March 2010“. In: *ArXiv e-prints* (Dez. 2014). arXiv: 1412.3576 [astro-ph.HE].
- [56] The Pierre Auger Collaboration et al. „The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013)“. In: *ArXiv e-prints* (Juli 2013). arXiv: 1307.5059 [astro-ph.HE].
- [57] M. Thuczykont et al. „Long-term lightcurves from combined unified very high energy  $\gamma$ -ray data“. In: *Astronomy and Astrophysics* 524, A48 (Dez. 2010), A48. DOI: 10.1051/0004-6361/201015193. arXiv: 1010.5659 [astro-ph.HE].
- [58] Brigham Young University. *ROVOR*. 2015. URL: <http://rovor.byu.edu/index.php>.
- [59] C. M. Urry und P. Padovani. „Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei“. In: *Publications of the ASP* 107 (Sep. 1995), S. 803. DOI: 10.1086/133630. eprint: astro-ph/9506063.
- [60] S. Vaughan et al. „On characterizing the variability properties of X-ray light curves from active galaxies“. In: *Monthly Notices of the RAS* 345 (Nov. 2003), S. 1271–1284. DOI: 10.1046/j.1365-2966.2003.07042.x. eprint: astro-ph/0307420.
- [61] Robert Wagner. *MAGIC Picture Gallery*. 2015. URL: <https://magiccold.mpp.mpg.de/gallery/pictures/>.
- [62] T. C Weekes. *Very High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Institute of Physics Publishing, 2003.
- [63] T. C. Weekes et al. „VERITAS: the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System“. In: *Astroparticle Physics* 17 (Mai 2002), S. 221–243. DOI: 10.1016/S0927-6505(01)00152-9. eprint: astro-ph/0108478.
- [64] G. T. Zatsepin und V. A. Kuz'min. „Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays“. In: *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (Aug. 1966), S. 78.

## Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit mit dem Titel „**LAT<sub>E</sub>X**-Vorlage für die Bachelorarbeit in TU-Farben“ selbstständig und ohne unzulässige fremde Hilfe erbracht habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie wörtliche und sinngemäße Zitate kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

---

Ort, Datum

Unterschrift

## Belehrung

Wer vorsätzlich gegen eine die Täuschung über Prüfungsleistungen betreffende Regelung einer Hochschulprüfungsordnung verstößt, handelt ordnungswidrig. Die Ordnungswidrigkeit kann mit einer Geldbuße von bis zu 50 000 € geahndet werden. Zuständige Verwaltungsbehörde für die Verfolgung und Ahndung von Ordnungswidrigkeiten ist der Kanzler/die Kanzlerin der Technischen Universität Dortmund. Im Falle eines mehrfachen oder sonstigen schwerwiegenden Täuschungsversuches kann der Prüfling zudem exmatrikuliert werden (§63 Abs. 5 Hochschulgesetz -HG-). Die Abgabe einer falschen Versicherung an Eides statt wird mit Freiheitsstrafe bis zu 3 Jahren oder mit Geldstrafe bestraft.

Die Technische Universität Dortmund wird ggf. elektronische Vergleichswerkzeuge (wie z.B. die Software „turnitin“) zur Überprüfung von Ordnungswidrigkeiten in Prüfungsverfahren nutzen.

Die oben stehende Belehrung habe ich zur Kenntnis genommen.

---

Ort, Datum

Unterschrift