



Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
Fachbereich Physik
Institut für Experimentalphysik

Bachelorarbeit

Charakterisierung des Gammastrahlungs-Flares des Blazars PG 1553+113 im April 2019 mit H.E.S.S.

1. Gutachter: Dr. Manuel Meyer
2. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Horns

Vorgelegt von:
Yosef Abed, 7147531
yosef.abed@studium.uni-hamburg.de

Abgabe:
Hamburg, 08.12.2022

Zusammenfassung

Im Jahr 2019 ereignete sich eine plötzliche und starke Veränderung der Helligkeit des Blazars PG 1553+113. Dieses Ereignis, auch Flare genannt, wurde von den H.E.S.S. Teleskopen im GeV und TeV Bereich beobachtet. PG 1553+113 gilt als vielversprechender Blazar zur Untersuchung des extragalaktischen Hintergrundlichts (EBL), da er trotz einer Entfernung von $z > 0.4$ (Rotverschiebung) im sehr hohen Energiebereich bis zu $E \approx 1 \text{ TeV}$ emittiert. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird der 2019er Flare von PG 1553+113 mit H.E.S.S. charakterisiert. Es werden verschiedene Modelle zur Beschreibung der spektralen Energieverteilung mit Hilfe von *Gammapy* analysiert und miteinander verglichen. Dabei hat sich das Logarithmische Parabel Modell mit Absorption am EBL als bester Fit herauskristallisiert. Aus den EBL Fits konnten die Parameter zur Beschreibung des intrinsischen Spektrums von PG 1553+113 bestimmt werden. Schließlich werden Lichtkurven erstellt und durch den *Bayesian* Blocks (BB) Algorithmus konnte eine Variabilität des Fluxes entdeckt werden. Zur Bestimmung des Grades der Variabilität wird die Fractional Variability F_{var} bestimmt. Für die Run-by-Run Lichtkurve wurde eine relativ geringe Variabilität von $F_{\text{var}} = 0.29 \pm 0.09$ errechnet.

Abstract

In 2019, the blazar PG 1553+113 underwent a sudden and strong change of luminosity. This event, also known as flare, was observed by the H.E.S.S. telescopes in the GeV and TeV regime. PG 1553+113 is considered a promising blazar for studying the extragalactic backgroundlight (EBL), because even for its distance of $z > 0.4$ (redshift) it still emits in the very high energy regime up to $E \approx 1 \text{ TeV}$. In this bachelor's thesis, the 2019 flare of PG 1553+113 is characterized with H.E.S.S. Different models for describing the spectral energy distribution are analysed with the help of *Gammapy* and are compared with each other. As a result the log parabola model with absorption at the EBL emerges as the best fit. From the EBL fits the parameters for describing the intrinsic spectrum of PG 1553+113 could be determined. At last, light curves were estimated and the *Bayesian* blocks (BB) algorithm discovered a variability of the flux. To examine the level of variability, the fractional variability is determined. A relatively weak variability of $F_{\text{var}} = 0.29 \pm 0.09$ was calculated for the run-by-run lightcurve.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	II
Tabellenverzeichnis	III
1 Einleitung	4
2 Theoretische Grundlagen	6
2.1 Quellen astrophysikalischer Gammastrahlung	6
2.2 Blazare	7
2.3 PG 1553+113	9
2.4 Extragalaktisches Hintergrundlicht (EBL)	10
3 Detektion von Gammastrahlen	11
3.1 <i>Tscherenkow</i> -Teleskop	11
3.2 High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.)	11
3.3 <i>Fermi</i> -LAT	13
4 Analyse	14
4.1 Datenvorbereitung	14
4.2 Energiespektrum	15
4.2.1 Potenzgesetz	17
4.2.2 Potenzgesetz mit EBL	18
4.2.3 Logarithmische Parabel	22
4.2.4 Logarithmische Parabel mit EBL	24
4.3 Lichtkurven	24
4.3.1 H.E.S.S. Lichtkurven	25
4.3.2 Vergleich mit Lichtkurven aus anderen Energiebereichen	28
5 Diskussion	30
6 Zusammenfassung und Ausblick	33
Literatur	34
A Anhang	37

Abbildungsverzeichnis

1	Gammastrahlen Sky Map erstellt vom <i>Fermi</i> -LAT	7
2	Blazar Jet	8
3	Entstehung und Detektion von <i>Tscherenkow</i> -Licht	12
4	<i>Reflected regions background</i>	16
5	Count Spektrum des PWL Fits für 2019 und 2012	17
6	2019er Flare SED mit PWL Fit	19
7	2012er Flare SED mit PWL Fit	19
8	Optische Tiefe $\tau(E, z)$ und Abschwächungsfaktor $\exp(-\tau(E, z))$	20
9	2019er Flare SED mit PWL*EBL Fit	21
10	2012er Flare SED mit PWL*EBL Fit	21
11	2019er Flare SED mit LP Fit	23
12	2012er Flare SED mit LP Fit	23
13	2019er Flare SED mit LP*EBL Fit	24
14	Run-by-Run Lichtkurve mit BB	25
15	Indizes vs. Amplitude	27
16	Nächtliche Lichtkurve mit BB	27
17	<i>Fermi</i> -LAT Lichtkurve und nächtliche Lichtkurve von H.E.S.S. mit BB	28
18	Optische Lichtkurve	29
19	SED von PG 1553+113 mit SSC Modell	32
20	Run-by-Run Lichtkurve des 2012er Flares mit BB	37

Tabellenverzeichnis

1	Statistikwerte für alle Fits des 2019er Flares	30
2	Counts und Energiebins der 2019er Daten	37
3	\sqrt{TS} Werte für alle Fits der 2019er Daten	37
4	Werte für Run-by-Run Lichtkurve Abb. 14	38
5	Bins und Flusswerte zum BB der Run-by-Run Lichtkurve Abb. 14	38
6	Werte für nächtliche Lichtkurve Abb. 16	39
7	Bins und Flusswerte zum BB der nächtlichen Lichtkurve Abb. 16	39
8	Bins und Flusswerte zum BB der <i>Fermi</i> -Lichtkurve Abb. 17	39
9	Statistikwerte für alle Fits des 2012er Flares	39

1 Einleitung

Hochenergetische Gammastrahlung ist die Form der elektromagnetischen Strahlung mit der höchsten Energie ($E \gtrsim 100$ MeV). Ein Ziel der Gammastrahlen-Astronomie ist es den Ursprung kosmischer Strahlung, welche aus hochenergetischen Teilchen besteht, zu erforschen [1]. Der Vorteil bei der Detektion von γ -Photonen ist, dass sie als ungeladene Teilchen nicht von den interstellaren Magnetfeldern abgelenkt werden. Sie erreichen die Erde also aus der Richtung ihrer Emissionsregion, wodurch eine detaillierte Untersuchung der emittierenden Quelle bei hohen Energien möglich ist [2]. Weiterhin ist ein Ziel der Gammaastronomie die Suche nach Dunkler Materie. So erwartet man, dass die schwach wechselwirkenden massiven Teilchen (WIMPs) annihilieren, wobei u.a. dabei Gammastrahlen freigesetzt werden könnten [2]. Hochenergetische, extragalaktische γ -Photonen können durch Paarerzeugung mit Photonen aus dem extragalaktischen Hintergrund absorbiert werden, wodurch insbesondere das TeV-Energiespektrum verändert wird. Durch Analysen dieser Spektren kann die Dichte des extragalaktischen Hintergrundlichts auf einen bestimmten Wellenlängenbereich eingeschränkt werden [1].

Für die direkte Detektion von Gammastrahlen wurden anfangs ausschließlich Weltraumteleskope verwendet, da die Erdatmosphäre γ -Strahlen abblockt [1]. Hauptsächlich kamen dabei Satelliten wie Explorer 11 oder der Small Astronomy Satellite 2 zum Einsatz, die eine Detektion von Gammastrahlen im Bereich $E \approx 100$ MeV ermöglichen [1]. Der Fluss der γ -Photonen, die die Erde erreichen, nimmt für höhere Energien allerdings exponentiell ab. Dies hat zur Folge, dass weniger Photonen im TeV Bereich detektiert werden. Um γ -Strahlen sehr hoher Energien ($E > 100$ GeV) - im Folgenden VHE Gammastrahlen; *VHE = very high energy* - zu beobachten, sind entsprechend Detektoren mit größerer Fläche notwendig, die im Weltall nicht realisierbar sind. Für VHE Gammaastronomie sind also ergebundene Teleskope erforderlich. Durch die Absorption der Gammastrahlen in der Erdatmosphäre ist zwar eine direkte Detektion nicht möglich, allerdings haben VHE γ -Photonen genügend hohe Energien, um mit den Atomkernen in der Erdatmosphäre zu interagieren und Luftschauder zu erzeugen [3]. Dies bildet die Grundlage für ergebundene Gammaastronomie.

VHE Gammaastronomie hatte seine Anfänge in den 1960er Jahren und hat sich über die letzten 60 Jahre weitreichend entwickelt [3]. 1989 konnte man mit Hilfe eines *Tscherenkow*-Teleskops (s. Abschnitt 3.1) das erste Mal eine γ -Strahlen Quelle durch ein ergebundenes Teleskop detektieren [4]. Damit gelang der Durchbruch für die ergebundene Gammaastronomie und bereits 19 Jahre später wurden ~ 80 VHE Gammastrahlen Quellen mit *Tscherenkow*-Teleskopen entdeckt [4].

Ein aus solchen *Tscherenkow*-Teleskopen aufgebautes System ist das High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) (s. Abschnitt 3.2), das September 2004 offiziell seine Beobachtungen begann [5]. Zu den Beobachtungsobjekten von H.E.S.S. zählen u.a. Supernovaüberreste, Pulsare, aber auch Aktive Galaxiekerne (AGN, eng: *active galactic nucleus*) wie Blazare. Blazare machen den Großteil der extragalaktischen Gammastrahlenquellen, die vom *Fermi* Large Area Telescope (LAT) (s. Abschnitt 3.3) im GeV-Bereich detektiert wurden, aus [6]. Sie werden durch ihre Fluss Variabilität im gesamten elektromagnetischen Spektrum charakterisiert [7].

In der Nacht vom 4. auf den 5. April 2019 hat das Automatic Telescope for Optical Monitoring (ATOM)¹ einen sehr starken Anstieg des optischen Fluxes vom Blazar PG 1553+113

¹ATOM ist ein optisches Teleskop, das Part des H.E.S.S. Projektes (Abschnitt 3.2) in Namibia ist und entsprechend variable Gammastrahlungsquellen beobachtet.

beobachtet [8]. In Folge dessen hat am 08.04.2019 (00:20 bis 03:50 UTC) H.E.S.S. Beobachtungen im VHE Bereich gestartet [9]. Erste Ergebnisse einer Echtzeit Analyse ergaben einen Flusswert von $2.7 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, was den seit 2012 höchsten gemessenen Flusswert von PG 1553+113 im VHE dargestellt hat. Im Allgemeinen treten solche Zunahmen des Fluxes plötzlich auf und können von teils sehr kurzer Dauer (wenige Minuten) sein oder bis hin zu mehreren Monaten andauern. Dieses Ereignis wird im Folgenden als Flare bezeichnet.

In dieser Bachelorarbeit wird es um PG 1553+113 und den o.g. Flare gehen. Ziel dieser Arbeit ist es diesen Flare zu charakterisieren. Das Energiespektrum wird mit Hilfe verschiedener Modelle analysiert. Daraus wird das intrinsische Spektrum von PG 1553+113 bestimmt. Eine Analyse des 2012er Flares sollen diese Berechnungen stützen. Weiterhin werden Lichtkurven aus den *Fermi*-LAT und den H.E.S.S. Daten erstellt, um die Flux Variabilität von PG 1553+113 im hohen und sehr hohen Energiebereich zu untersuchen.

Die Arbeit ist daher wie folgt aufgebaut. In Abschnitt 2 werden zunächst die theoretischen Grundlagen zu Gammastrahlung und ihre Erzeugung, sowie zu Blazaren erläutert. Daraufhin wird es in Abschnitt 3 einen Einblick in die Detektion von Gammastrahlen geben. Abschnitt 4 behandelt die Analyse der Energiespektren und Lichtkurven und die Ergebnisse werden in Abschnitt 5 diskutiert. Schließlich werden diese in Abschnitt 6 zusammengefasst und ein Ausblick über weitergehende Arbeiten gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

Zunächst werden in Abschnitt 2.1 die verschiedenen Quellen extragalaktischer Gammastrahlen eingeführt, insbesondere die AGNs. Abschnitt 2.2 behandelt Blazare, eine Unterkategorie der AGNs, und die Erzeugung von Gammastrahlen in Jets. Der Blazar PG 1553+113, welcher die Quelle des in dieser Arbeit zu analysierenden Flares ist, wird in Abschnitt 2.3 beschrieben. Schließlich wird es eine kurze Übersicht zu extragalaktischer Hintergrundstrahlung in Abschnitt 2.4 geben.

2.1 Quellen astrophysikalischer Gammastrahlung

γ -Photonen entstehen im Regelfall durch einen dieser folgenden drei Prozesse: Bremsstrahlung von Elektronen, inverse Comptonstreuung (ICS) und als Zerfallsprodukt von π^0 -Mesonen, welche durch Proton-Proton-Wechselwirkung produziert werden [2]. Auf die unterschiedlichen Prozesse wird im nächsten Unterabschnitt im Zusammenhang mit Jets genauer eingegangen.

Sowohl in unserer Galaxis als auch extragalaktisch kommen VHE Gammastrahlungsquellen vor. Die meisten bisher beobachteten Quellen befinden sich entlang der galaktischen Ebene. Zu den bekannteren galaktischen γ -Strahlungsquellen gehören Supernovaüberreste, Pulsare und Pulsarwind-Nebel. Dem folgenden Teil dieses Unterabschnitts, in dem extragalaktische Quellen behandelt werden, liegt [4] zugrunde. In dieser Referenz liegen ebenfalls weitere Informationen zu galaktischen Quellen vor.

Die hellsten Quellen extragalaktischer, kontinuierlicher γ -Strahlung sind aktive Galaxienkerne (AGN, eng: *active galactic nucleus*). AGNs besitzen supermassereiche (10^6 bis 10^9 -fache der Sonnenmasse) Schwarze Löcher, die Materie akkretieren. Aus bestimmten Typen von AGNs, wie z.B. Blazaren, strömen Jets (s. Abschnitt 2.2) aus. Ein typisches Merkmal von AGNs sind zwei Peaks in der spektralen Energieverteilung (SED, eng: *spectral energy distribution*) aufgetragen über das gesamte elektromagnetische Spektrum (ein Beispiel ist in der Diskussion in Abb. 19). Der erste Peak ist im optischen bis Röntgenstrahlen Bereich vorzufinden und entsteht durch Synchrotronstrahlung, die von hochrelativistischen Elektronen im Jet emittiert wird. Der zweite Peak liegt im GeV bis TeV Regime und entsteht typischerweise durch ICS [10]. Fast alle AGNs, die im γ -Strahlen Bereich beobachtet wurden, sind als Blazare kategorisiert. Eine Unterkategorie der Blazare sind BL-Lacertae-Objekte (BL), welche (basierend auf den Daten im TeVCat Katalog²) die Mehrheit der extragalaktischen γ -Strahlungsquellen bilden. Auf Blazare und ihre Unterklassen wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Eine weitere bestätigte Gammastrahlungsquelle sind Radiogalaxien, so wurden bei M 87 γ -Photon Emissionen detektiert. Radiogalaxien zeichnen sich u.a. durch Jets aus, die einen nicht vernachlässigbaren Winkel (größer 10°) zu unserer Sichtlinie aufweisen. Dies bedeutet, dass kein „Doppler Boosting“ stattfinden kann. Somit dürfen sich Radiogalaxien in nicht zu großer Entfernung zur Milchstraße befinden, um von ihnen emittierte Gammastrahlen detektieren zu können.

Ebenfalls wurden bei Gammablitzen VHE Gammastrahlen beobachtet. Weiterhin wird vermutet, dass neben den bereits erwähnten Himmelskörpern normale Galaxien, Starburstgalaxien und Galaxienhaufen als VHE Gammastrahlungsquellen fungieren könnten.

²<http://tevcat.uchicago.edu/>

2.2 Blazare

Blazare sind eine Unterkategorie der AGNs. Wie bereits erwähnt, ist eine ihrer Haupteigenschaften ihre Fluss Variabilität. Der Fluss ist definiert als die Energie, die pro Zeiteinheit auf eine Fläche trifft. Bei Blazaren wurde beobachtet, dass der Fluss zeitlich variiert. Es wird angenommen, dass die Variabilitäten in den Jets, in denen Teilchen auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden, entstehen. Aus der Erforschung dieser Fluss Variabilitäten erhofft man sich entsprechend die physikalischen Prozesse, die die Emissionen hochenergetischer Strahlung verursachen, erklären zu können [11]. Die relativistischen Jets, die von Blazaren ausströmen, liegen sehr nahe an unserer Sichtlinie [6]. Entsprechend treten relativistische Doppler-Effekte auf, die die Frequenzen der Gammastrahlen verstärken, was zu einer Erhöhung der Leuchtkraft des Blazars führt. Diese ermöglicht es, Blazare in kosmologischen Entfernung auf der Erde zu detektieren. Eine mit dem *Fermi*-LAT erstellte Sky Map mit Blazaren ist in Abb. 1 zu sehen. Eine Sky Map ist eine Karte des nächtlichen Himmels, die die Standorte von jeglichen Himmelskörpern zeigt; in diesem Fall werden Blazare als Gammastrahlungsquellen abgebildet.

Neben den BL sind sogenannte „flat spectrum radio quasars“ (FSRQ) die einzige Unterkategorie der Blazare. Sie zeichnen sich durch hohe Emissionslinien in ihrem Energiespektrum ab, während bei BL sehr flache bis gar keine Emissionslinien vorliegen [12]. BL sind gemäß ihrer Synchrotron Peak Frequenz (ν_{sync}) - also die Frequenz, der der erste Peak in der SED zugeordnet wird - weiter unterteilt in HBL (*high-frequency*, $\nu_{sync} > 10^{15}$ Hz), IBL (*intermediate-frequency*, 10^{14} Hz $< \nu_{sync} < 10^{15}$ Hz) und LBL (*low-frequency*, $\nu_{sync} < 10^{14}$ Hz) [1]. Die HBL machen die Mehrheit der Blazare aus, die im TeV-Bereich beobachtet worden sind; PG 1553+113 ist ebenfalls ein HBL.

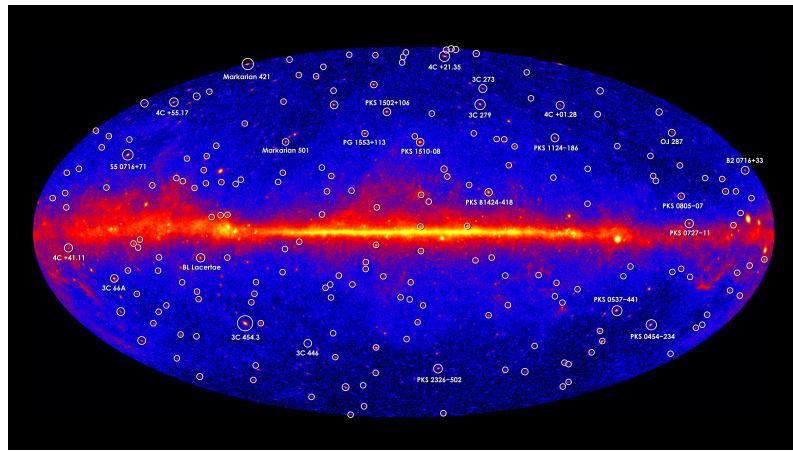


Abbildung 1: Gammastrahlen Sky Map erstellt vom *Fermi*-LAT

Diese Gammastrahlen Sky Map zeigt nur Blazare, die bei Energien $E > 1$ GeV detektiert wurden und basiert auf fünf Jahre Beobachtungen vom *Fermi*-LAT³. Der helle, mittlere Streifen stellt die galaktische Ebene dar. PG 1553+113 ist ebenfalls auf dieser Karte eingezeichnet.

Jets sind kollimierte Strahlenbündel, die aus dem Galaxiekern (Schwarzes Loch) heraustreten [13]. Der genaue Mechanismus hinter der Entstehung dieser Jets ist allerdings noch nicht klar [14]. Es wird spekuliert, dass diese durch die Akkretionsscheibe, welche um das Schwarze Loch

³<https://svs.gsfc.nasa.gov/11342>

⁴<https://www.mpifr-bonn.mpg.de/bonn04/>

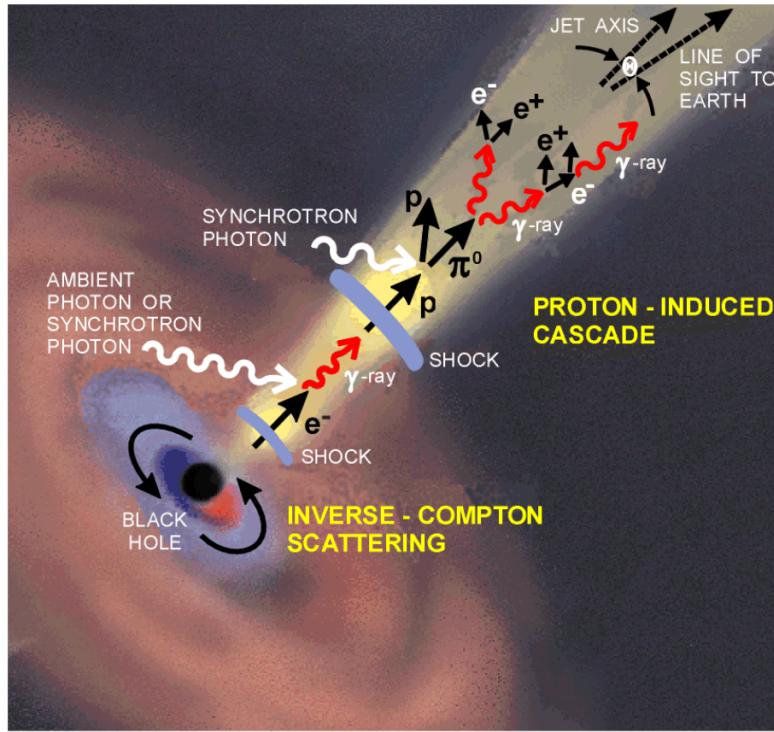


Abbildung 2: Blazar Jet

Entstehung von γ -Photonen im Blazar Jet gemäß leptonischen und hadronischen Modell; Bild vom Max-Planck-Institut für Radioastronomie⁴

rotiert, gebildet und beschleunigt werden. Die im Jet erzeugte elektromagnetische Strahlung kann häufig das gesamte Spektrum von Radio- bis zu VHE γ -Photonen beinhalten [15]. Die in Jets stattfindenden Prozesse für die Erzeugung von Gammastrahlen lassen sich grundsätzlich in zwei Modelle unterteilen: leptonisches und hadronisches Modell. Es ist allerdings noch nicht eindeutig klar, welches Modell das dominantere ist [14]. In Abb. 2 ist eine künstlich gestaltete Übersicht mit einigen genaueren Prozessen innerhalb eines Jets zu sehen.

Das leptonische Modell ist dominiert durch die ICS. Hierbei werden Photonen an den Elektronen gestreut, die die Synchrotronstrahlung (erster Peak in der SED) erzeugt haben. Es könnte sich bei diesen Photonen um die Synchrotron-Photonen selbst handeln, sodass man den dazugehörigen Prozess auch *synchrotron-self Compton* (SSC) Streuung nennt. Diese Photonen können aber auch von außerhalb des Jets kommen, in dem Fall spricht man von *External Compton* (EC) Strahlung. EC Strahlung kann aus verschiedenen Quellen emittiert werden: die Photonen können zum einen direkt in der Akkretionsscheibe erzeugt werden. Ein weiterer EC Photonem Emitter ist der mehrere Parsec große Staubtorus, der das Schwarze Loch umgibt. Aus diesem werden infrarot-Photonen ausgestrahlt, welche in den Jet gelangen können. Außerdem könnten Photonen durch Reflexion an der sogenannten Broad Line Region (BLR) in den Jet befördert werden [14]. BLR sind Materiewolken, die sich oberhalb der Akkretionsscheibe befinden und die stark verbreiteten Emissionslinien im Spektrum produzieren. Gemäß [16] dominieren EC und SSC die Entstehungsprozesse hochenergetischer Gammastrahlen in Blazaren. Błażejowski et al. [17] haben gezeigt, dass die ICS mit den infrarot Photonen, die aus dem Staubtorus kommen, den dominanten Beitrag dieser

Entstehungen leisten könnten. Insbesondere würde das auf FSRQs zutreffen, die im Bereich über 10 GeV detektiert wurden. Für BL Objekte würde dies allerdings weniger passen, da bei ihnen in Folge der abnehmenden Akkretionsrate der Staubtorus schrumpft. Entsprechend ist bei FSRQs EC das wahrscheinlich häufiger vorkommende Ereignis, während es SSC für HBL ist.

Beim hadronischen Modell könnte die Emission von Gammastrahlen durch Proton Sychrotronstrahlung oder durch Photoproduktion von Pionen zustande kommen [18]. Da die Teilchendichte in Blazar Jets relativ niedrig ist ($n \lesssim 10^3 \text{ cm}^{-3}$), wird der zweite Prozess hauptsächlich durch Proton-Photon-Interaktionen ausgelöst. Dies führt dazu, dass die bei dieser Interaktion erzeugten sekundären Teilchen (z.B. Pionen oder Elektronen-Positron-Paare) sehr hohe kinetische Energien haben. Photonen, die als Zerfallsprodukt von π^0 -Mesonen oder als Synchrotronstrahlung dieser hochenergetischen Elektronen entstehen, besitzen Energien $\gg 1 \text{ TeV}$. Aufgrund der sehr hohen Opazität in diesem Energieregime, werden sehr viele dieser Photonen absorbiert und weitere Elektron-Positron Paare entstehen, ähnlich wie in einem Teilchenschauer [14].

2.3 PG 1553+113

PG 1553+113 ist ein Blazar der Unterkategorie HBL und wurde zuerst von Green et al. [19] entdeckt. Die Koordinaten⁵ lauten $\alpha_{J2000} = 15^{\text{h}}55^{\text{m}}43^{\text{s}}.044$ (RA) und $\delta_{J2000} = 11^{\text{d}}11^{\text{m}}24^{\text{s}}.365$ (Dec) und damit liegt PG 1553+113 im Sternbild Schlange in der Region Schlangenkopf (Serpens Caput).

PG 1553+113 emittiert im optischen und Radiowellenbereich, sowie Röntgen- und Gammastrahlen. Im VHE Bereich wurde PG 1553+113 zunächst von H.E.S.S. detektiert, später ebenfalls von MAGIC⁶ bestätigt. Die H.E.S.S. Daten zeigen ein Spektrum, das einem Potenzgesetz mit einem Photon Index von $\Gamma = 4.46 \pm 0.34$ [20] folgt, die MAGIC Daten ergeben einen Index von $\Gamma = 4.21 \pm 0.25$ [21]. Es wurden keine Variabilitäten der spektralen Indizes nachgewiesen [22]. Im hohen Energiebereich, d.h. im Bereich $0.1 \text{ GeV} < E < 100 \text{ GeV}$ (HE; eng: *high energy*), wurde der Blazar vom *Fermi*-LAT mit einem Index von $\Gamma = 1.68 \pm 0.03$ beobachtet [11].

Die Bestimmung der Rotverschiebung z und damit einhergehend der Entfernung von PG 1553+113 ist ein aktuelles Objekt der Forschung. PG 1553+113 weist keine Emissionlinien in der SED auf, was typisch für BLs ist, wodurch sich die Berechnung von z als sehr schwierig erweist [23]. Dorigo Jones et al. [24] haben eine vielversprechende Methode zur indirekten Berechnung der Rotverschiebung von PG 1553+113 angewandt. Diese Methode verbessert die Einschränkung der Rotverschiebung von BL Objekten mit $z < 0.5$ basierend auf den Rand, d.h. die Ly α -Linie bei der höchsten Rotverschiebung, des HI Ly α -Waldes, der im UV Spektrum beobachtet wurde. Der Ly α -Wald ist eine Reihe scharfer Absorptionslinien im Spektrum von Quasaren. Diese Linien kommen durch den Lyman- α -Übergang von neutralem Wasserstoff, der sich in den intergalaktischen Wolken zwischen dem Quasar und dem Beobachter befinden, zustande. Angewandt auf PG 1553+113 kamen sie somit auf $z = 0.433$. Dieser (bisher aktuellste) Wert wird in dieser Arbeit im Zusammenhang mit dem EBL verwendet.

⁵<https://ned.ipac.caltech.edu/>

⁶MAGIC ist ein erdgebundenes Gammastrahlen Teleskop, das ähnlich wie H.E.S.S. auf IACTs basiert (s. Abschnitt 3.1)

2.4 Extragalaktisches Hintergrundlicht (EBL)

Im folgenden Unterabschnitt wird es eine kurze Übersicht über extragalaktische Hintergrundstrahlung geben. Die hierfür zugrunde liegenden Referenzen sind [23] und [25], auf die für eine genauere Diskussion, insbesondere in Hinblick auf die verschiedenen EBL Modelle, verweisen wird.

Im Allgemeinen setzt sich extragalaktisches Hintergrundlicht (EBL; eng: *extragalactic background light*) aus der Strahlung, die von früheren Sternen und Schwarzen Löchern emittiert wurde und aus Licht vom diffusen Hintergrund (außer der kosmischen Hintergrundstrahlung), zusammen. Das heutige EBL ist eine Konsequenz der Sternentwicklungen im Universum, sowie der Absorptions- und Emissionsprozesse durch Interaktionen mit Staub. Der Wellenlängenbereich vom EBL erstreckt sich von ca. $0.1 \mu\text{m}$ bis 1 mm .

Das EBL spielt eine sehr wichtige Rolle bei der Erforschung der Propagation von HE und VHE γ -Photonen, die insbesondere von Blazaren emittiert werden. Die γ -Photonen können mit den EBL-Photonen interagieren, was dazu führt, dass die VHE Photonen ausgelöscht werden und dabei Elektron-Positron-Paare erzeugen. Dies wird ausgenutzt, um die Intensität vom EBL, aber auch das intrinsische Spektrum von Blazaren zu bestimmen, was Bestandteil dieser Arbeit sein wird (s. Abschnitt 4.2.2 und Abschnitt 4.2.4). GeV-Photonen interagieren hauptsächlich mit UV- oder optischen EBL-Photonen, während sich Interaktionen von TeV-Photonen vor allem mit infraroten Photonen aus dem Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung ergeben haben. Da die Intensität des EBL im UV-Bereich relativ gering ist, ist die Opazität des Universums sehr gering gegenüber Gammaphotonen mit $E > 10 \text{ GeV}$.

Die Absorption durch das EBL wird mathematisch gemäß [23] wie folgt beschrieben

$$F_{\text{obs}}(E) = F_{\text{int}}(E)e^{-\tau(E,z)}. \quad (1)$$

$F_{\text{obs}}(E)$ ist der gemessene Fluss und $F_{\text{int}}(E)$ der intrinsische Fluss des Blazars jeweils in Abhängigkeit der gemessenen Energie E der Gammaphotonen. $\tau(E,z)$ ist hierbei die optische Tiefe, welches ein Maß der Absorption in einem Medium darstellt, in Abhängigkeit der gemessenen Energie E des γ -Photons und der Rotverschiebung z . Des Weiteren hängt die optische Tiefe von der EBL-Photonendichte ab, allerdings kann diese für Entferungen $z \lesssim 0.5$ als konstant angenommen werden, was für PG 1553+113 zutrifft.

3 Detektion von Gammastrahlen

In diesem Abschnitt wird es um die für diese Arbeit relevanten Instrumente zur Detektion von Gammastrahlen gehen. Es wird in Abschnitt 3.1 zunächst die Funktionsweise des sogenannten *Tscherenkow*-Teleskops erklärt, da H.E.S.S. aus diesen besteht. Dieses wird in Abschnitt 3.2 näher beschrieben. Schließlich wird das *Fermi*-LAT in Abschnitt 3.3 kurz eingeführt.

3.1 *Tscherenkow*-Teleskop

Bewegen sich geladene Teilchen durch ein lichtdurchlässiges Medium mit einer Geschwindigkeit höher als die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium, emittieren diese Teilchen elektromagnetische Strahlung [26]. Dieses Licht, welches im optischen blauen und im UV Spektrum zu finden ist, nennt sich *Tscherenkow*-Licht, benannt nach dem Entdecker und sowjetischen Physiker Pawel Alexejewitsch Tscherenkow. Für die erdgebundene Gammaastronomie ist das insofern von Interesse, als dass VHE γ -Photonen, die in die Erdatmosphäre eindringen und mit den dortigen Teilchen interagieren, Sekundärteilchen erzeugen, die *Tscherenkow*-Licht emittieren können [4].

Es gibt zwei Arten von *Tscherenkow*-Teleskopen: *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes* (IACTs) und *Water Cherenkov Detectors*. IACTs detektieren *Tscherenkow*-Strahlen, die von den Sekundärteilchen in der Atmosphäre ausgesendet werden. Die jeweiligen Teleskope können nur Photonen detektieren, die ihren Ursprung in γ -Teilchen oder kosmischen Strahlen mit einer gewissen Mindestenergie haben. Diese Energieuntergrenzen sind detektorspezifisch, da diese abhängig von der Fläche und der Brennweite der Spiegel sind. Außerdem sind sie vom Zenitwinkel abhängig. *Water Cherenkov Detectors* nehmen Sekundärteilchen auf, die genügend Energie haben, um den Erdboden zu erreichen und erst im Detektor (Wassertanks) Überlichtgeschwindigkeit erreichen [1]. Da das H.E.S.S. Teleskop auf IACTs basiert, wird im Weiteren die Detektion atmosphärischer *Tscherenkow*-Strahlung näher beschrieben.

Man betrachte hierfür Abb. 3. Das Maximum der Anzahl der Schauerteilchen wird auf ca. 10 km Höhe erreicht [27]. Das emittierte *Tscherenkow*-Licht wird wie ein Kegel vor dem ersten erzeugten Sekundärteilchen ausgestrahlt und beleuchtet den Boden in einem Radius von etwa 120 m [28]. Dementsprechend ist die theoretische Detektionsfläche für eine erdgebundene Messung wesentlich größer als die für eine weltraumgestützte Messung. In diesen *Tscherenkow*-Licht-Pool, wie die beleuchtete Fläche auch genannt wird, wird ein Teleskop aufgestellt. Dieses nimmt den Pfad des Luftschauers auf, mit Hilfe dessen man die Gammastrahlenquelle zurückverfolgen kann. Ein einzelnes Teleskop wird allerdings nur schwer den exakten Pfad des Schauers nachverfolgen können, weswegen mehrere Teleskope verwendet werden [5].

3.2 High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.)

Das High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) ist ein System von fünf - bis 2012 vier - IACTs, das GeV- und TeV-Gammaphotonen detektiert. H.E.S.S. ist in der Lage Gammastrahlungsquellen, deren Intensität wenige Tausendstel des Flusses des Krebsnebels⁷ beträgt, zu untersuchen [5]. Das System befindet sich im Khomashochland in Namibia ($23^{\circ}16'18''$ S, $16^{\circ}30'1''$ O) auf einer Höhe von 1800 m über den Meeresspiegel [11].

⁷Der Krebsnebel ist eine der hellsten kontinuierlich strahlenden Quellen im TeV-Bereich.

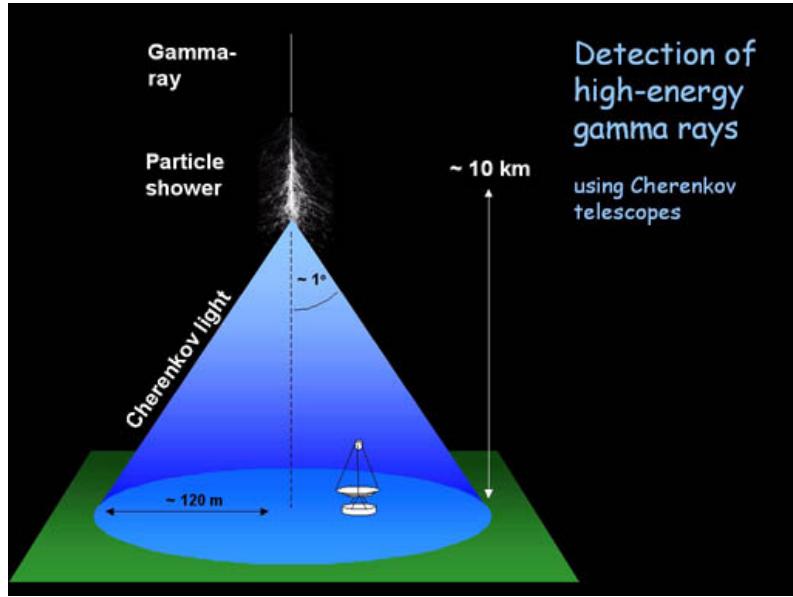


Abbildung 3: Entstehung und Detektion von *Tscherenkov*-Licht
Eine künstliche Darstellung der Entstehung von Tscherenkov Licht. Der blaue Kegel spiegelt das *Tscherenkov*-Licht wieder, das den *Tscherenkov*-Licht-Pool, in dem die Teleskope aufgestellt werden, mit einem Radius von $\sim 120\text{ m}$ erzeugt; Bild aus [5]

Die vier ursprünglichen Teleskope haben am 28. September 2004 offiziell ihren Betrieb aufgenommen. Diese vier Teleskope des H.E.S.S. Projektes werden zusammen genommen auch H.E.S.S. I genannt. Sie sind so aufgestellt, dass sie die Ecken eines Quadrates mit 120 m Kantenlänge darstellen. Auf dem Gerüst des Teleskops sind Spiegel montiert, die das *Tscherenkov*-Licht auf eine Kamera fokussieren. Diese Kamera nimmt das *Tscherenkov*-Bild des Luftschauers auf. Die Kamera wurde so konstruiert, dass sie eine möglichst kleine Pixelgröße zur besseren Auflösung des Bildes und ein großes Sichtfeld (5°) zur Beobachtung ausgedehnter Quellen aufweist. An der Vorderseite sind 60 sogenannte „Drawers“ eingebaut, die jeweils 16 Photomultiplier (PM), die mit einer Verstärkung von 2×10^5 operieren, beinhalten. Die Kamera wird durch ein zeitgleiches Signal in drei bis fünf PM innerhalb eines 8x8 Sektors getriggert. Ein Signal wird typischerweise erzeugt, wenn in einem PM etwa fünf Photoelektronen generiert werden. Sobald ein Teleskop einen Trigger ausgelöst hat, werden diese Informationen an die zentrale Trigger Station gesendet. Haben zwei oder mehr Teleskope simultan getriggert, werden diese Bilder gespeichert. Dieses Triggerschema ermöglicht es somit, die kurzen und kompakten *Tscherenkov*-Bilder zu erkennen und den Hintergrund zu extrahieren. Genaue Details sind in [5] zu finden.

Die H.E.S.S. I Teleskope haben eine Spiegelfläche von 108 m^2 und eine Brennweite von 15 m. Am Zenit beträgt die Energieuntergrenze für H.E.S.S. I etwa 100 GeV [1].

Genau acht Jahre später hat ein fünftes Teleskop (H.E.S.S. II) den Betrieb aufgenommen. Dieses wurde in die Mitte der quadratischen Anordnung von H.E.S.S. I platziert. H.E.S.S. II hat eine Spiegelfläche von 614 m^2 und eine Brennweite von 36 m. Die Energieuntergrenze am Zenit konnte somit auf etwa 30 GeV herabgesetzt werden, ebenso wurde die Empfindlichkeit erhöht [5]. H.E.S.S. II ist nicht weiter relevant für diese Arbeit, da die Daten, die verwendet und analysiert werden, nur von H.E.S.S. I stammen.

3.3 *Fermi*-LAT

Das *Fermi* Large Area Telescope (LAT) ist eines von zwei Instrumenten des Weltraumteleskops „*Fermi* Gamma-Ray Space Telescope“, das 2008 seinen Betrieb aufnahm. *Fermi*-LAT detektiert HE γ -Strahlen mit Energien von weniger als 30 MeV bis zu mehr als 300 GeV. Weltraumteleskope für Gammaphotonen funktionieren nach dem Prinzip der Paarerzeugung in den Detektoren [1]. *Fermi*-LAT besteht im Wesentlichen aus einem Tracker, der den Pfad der Elektron-Positron-Paare zurückverfolgt, einem Kalorimeter, der die Energie dieser Paare und damit der Gammateilchen bestimmt und einem Antikoinzidenz-Detektor zur Filterung der Hintergrundstrahlung [29].

4 Analyse

4.1 Datenvorbereitung

Am 4. April 2019 hat ATOM ein Flare mit dem bis dato größten Fluss im optischen Spektrum von PG 1553+113 detektiert. Im Anschluss daran hat H.E.S.S. am 8. April 2019 Beobachtungen im VHE Bereich gestartet. Die in dieser Arbeit verwendeten Daten beinhalten Beobachtungen bis zum 8. Juli 2019. Diese Daten zum 2019er sowie zum 2012er Flare von PG 1553+113 entstammen dem H.E.S.S. Cluster Repository Heidelberg. Für die Selektion der Beobachtungs-Runs - im Folgenden Runs - des Flares wurde der *run selector*, welcher von den HAP Tools⁸ zur Verfügung gestellt wird, verwendet. Dafür wurden alle Runs, die 2019 - für den 2012er Flare entsprechend alle Runs aus 2012 - getätigt wurden, im *run selector* unter bestimmten Bedingungen ausgewählt. Im *run selector* ist der maximale Zenitwinkel auf 90° voreingestellt und der maximale Offset auf 2° . So wurden die Runs weiter eingegrenzt, indem nur die ausgewählt wurden, die von mindestens drei der vier H.E.S.S. I Teleskope durchgeführt wurden. Weiterhin wurden die Runs basierend auf die Cut Konfiguration STD_ImPACT ausgewählt. Die in dieser Arbeit zu untersuchenden 2019er Daten beinhalten somit 33 Runs und die 2012er Daten zehn Runs. Ein Run hat eine Dauer von ca. 28 min. Die Analyse dieser Daten wurde mit Hilfe von *Gammapy* [30] durchgeführt. Die hier verwendete Version ist 18.2. *Gammapy* ist ein Python Open Source Package für Gammaastronomie und basiert auf den Packages *Numpy*, *Scipy* und *Astropy*.

Die oben beschriebenen H.E.S.S. Daten - im Folgenden sowohl auf die 2012 als auch die 2019 Daten bezogen - wurden vom Doktoranden Rahul Cecil vorbereitet, ebenso wurde die für diese Analyse zugeschnittene Datenreduktion von ihm durchgeführt. Dieser Datensatz beinhaltet neben der zu untersuchenden Strahlungsquelle ebenso Hintergrundstrahlung, welche aus den Daten extrahiert werden müssen. Im Folgenden wird das hierfür verwendete Prinzip, die sogenannte *Reflected regions background*-Methode [31], erläutert.

Zunächst wird die Region am Himmel definiert, in der sich die Quelle befindet (*ON* Region). Die Koordinaten betragen 238.929° RA und 11.19° Dec. Die *ON* Messung setzt sich aus der Quelle und der Hintergrundstrahlung zusammen. Um die Hintergrundstrahlung aus der *ON* Region zu filtern, wird eine *OFF* Messung durchgeführt. *OFF* Regions sind Regionen außerhalb der Strahlungsquelle, die primär den Hintergrund bilden. Man erhält die *OFF* Regions, indem die *ON* Region um das Kamerazentrum rotiert werden. Dieses Schema ist in Abb. 4 zu sehen. Dadurch ist eine *OFF* Region so definiert, dass sie die gleiche Größe und Form wie die *ON* Region hat. Daraufhin wird eine sogenannte *Exclusion Mask* erstellt. Diese wird um die *ON* Region gelegt und ist in der Abbildung durch den schwarzen Punkt in der Mitte dargestellt. Die *Exclusion Mask* stellt sicher, dass die Gammastrahlen der Quelle nicht in den *OFF* Regions beinhaltet sind. Mit dem ermittelten Hintergrund lassen sich nun die Daten auf die Strahlungsquelle reduzieren.

Die daraus resultierenden Counts werden Signal Counts N_{sig} genannt. Sie sind entsprechend die Photon Counts, die man nach dem Abzug der Hintergrundphotonen N_{bkg} von den *ON*-Counts N_{ON} erhält ($N_{sig} = N_{ON} - N_{bkg}$). N_{bkg} ergibt sich aus den *OFF* Counts N_{OFF} durch $N_{bkg} = \alpha N_{OFF}$ [32]. α gibt hierbei das Verhältnis der Dauern der *ON*- und *OFF*-Messungen an. Für diese Messungen beträgt $\alpha \approx 0.051$. Zusammen in allen 33 Runs wurden $N_{OFF} = 3266$ gemessen. Daraus ergibt sich

⁸HAP Tools ist ein H.E.S.S. internes Set aus verschiedenen Tools, die für Analysezwecke verwendet werden.

für die Hintergrundcounts etwa $N_{bkg} = \alpha N_{OFF} \approx 167$. Bei den *ON*-Messungen wurden insgesamt $N_{ON} = 646$ detektiert. Mit $N_{sig} = N_{ON} - N_{bkg}$ werden also etwa $N_{sig} \approx 479$ den Signal Counts zugeordnet.

Die Bestimmung der Anzahl von Signalereignissen erfolgt in *Gammapy* über die Likelihood-Funktion $L(N_{ON}, N_{OFF} | \mu_{sig}, \mu_{bkg})$, mit μ_{sig} und μ_{bkg} den Erwartungswerten der *Poisson*-verteilten Signal Counts und Hintergrund Counts. Die Likelihood-Funktion gibt demnach die Wahrscheinlichkeit an, die *ON*- und *OFF*-Counts N_{ON} und N_{OFF} bei gegebenen μ_{sig} und μ_{bkg} zu messen. Die übliche Herangehensweise für das Fitten und Modellieren ist der Hypothesentest. Man möchte hierbei überprüfen, ob eine Hypothese H_1 statistisch der Referenz (Nullhypothese) H_0 vorzuziehen ist. Dies erfolgt durch die Maximum-Likelihood-Methode. In diesem Fall lautet $H_0 \mu_{sig,0} = 0$ und $H_1 \mu_{sig,1} \neq 0$. Die Teststatistik TS lässt sich gemäß [32] über den Maximum-Likelihood-Quotienten definieren als

$$TS = -2 \ln \left[\frac{L(N_{ON}, N_{OFF} | \mu_{sig,0}, \mu_{bkg,0})}{L(N_{ON}, N_{OFF} | \mu_{sig,1}, \mu_{bkg})} \right], \quad (2)$$

wobei $\mu_{bkg,0}$ dem Erwartungswert der Hintergrund Counts bedingt durch $\mu_{sig} = \mu_{sig,0}$ entspricht. Konkret beschreibt TS den Unterschied der Fitstatistik⁹ Werte beider Hypothesen. Beträgt der Unterschied der Anzahl der Freiheitsgrade beider Hypothesen 1, wie es z.B. bei Fluss Amplituden der Fall ist, so entspricht \sqrt{TS} gemäß dem Wilks' Theorem der statistischen Signifikanz [33]. In dieser Analyse wird $TS < 4$ als Obergrenze gewählt, sodass Flusspunkte mit kleineren TS Werten nicht in den Fits berücksichtigt werden. Im Anhang sind in der Tabelle 3 die Fitstatistik Werte der jeweiligen Flussspektren aufgeführt.

4.2 Energiespektrum

Die H.E.S.S. Daten sind in Energieintervalle (Bins) aufgeteilt. Das heißt, die gemessenen Photon Counts sind pro Energie Bin angegeben. Für die Analyse des Spektrums werden alle Daten in einen Datensatz kombiniert. Alle Runs werden in Form der detektierten Photon Counts in den jeweiligen Energie Bins addiert und zu einem Datensatz „gestapelt“ (*stacked*). Dies hat zum einen den Vorteil, dass bestimmte Signale, die in allen Runs aufgenommen wurden, verstärkt werden. Zum anderen wird damit das statistische Rauschen innerhalb des *stacked* Datensatzes reduziert, da eine Menge davon durch die Addition der Counts aufgehoben wird. Die Gesamtanzahl der *stacked* Counts entspricht demnach der Summe der einzelnen Counts. Ein Nachteil dieser Methode ist allerdings, dass die systematische Unsicherheit ansteigt, da z.B. die einzelnen Hintergrundparameter nicht bestimmt werden können.

In dieser Analyse werden nur die Energie Bins beachtet, bei denen ein Count von $N > 3$ gemessen wurde. Dies hat den Zweck, dass zum einen eine bessere Statistik entsteht und zum anderen wird damit verhindert, dass aufgrund von zu geringen Counts mögliche Probleme beim Anpassen von Funktionen entstehen. Des Weiteren wurden in den 2019er Daten je zwei Bins zu einem zusammengefasst, da die Photon Counts in den einzelnen Bins relativ niedrig sind. Durch diese Anpassungen kommt man letztlich auf zehn Bins, dementsprechend zehn Flusspunkte. Die letzten vier Punkte weisen (in allen vier Modellen) einen Wert $TS < 4$ auf. Diese wurden zu einem breiten

⁹https://docs.gammapy.org/0.18.2/stats/fit_statistics.html

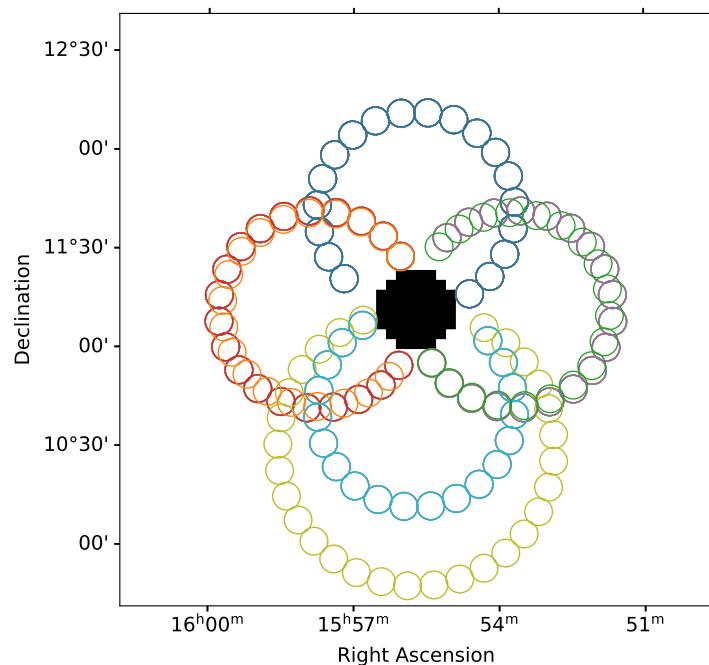


Abbildung 4: *Reflected regions background*

Hintergrundsextraktion mit Hilfe der *Reflected regions background*-Methode. Der schwarze große Punkt in der Mitte ist die *Exclusion Mask*, die kleinen Ringe entsprechen den *OFF* Regions, die mit dieser Methode erstellt wurden.

Bin zusammengefasst, damit noch ein weiterer Flusspunkt zustande kommt (s. Tabelle 2 im Anhang für die endgültigen Energiebins mit jeweiligen Counts).

Für die Fits werden jeweils die C-Statistik Werte berechnet. Für C gilt [34]

$$C = -2 \ln (L(\mu_{sig}, N_{ON}, N_{OFF})) \quad (3)$$

L ist die Likelihood-Funktion in Abhängigkeit der Mittelwerte μ_{sig} (in Abb. 5 *predicted counts* genannt) der Signal Counts N_{sig} und der *ON*- und *OFF*-Counts N_{ON} und N_{OFF} . Die gemessenen Signal Counts werden in Abb. 5 auch *Excess counts* genannt. Photon Counts folgen einer *Poisson*-Verteilung. So ergeben sich die Werte der *predicted counts* aus der Differenz der Erwartungswerte von N_{ON} und N_{bkg} , also $\mu_{sig} = \mu_{ON} - \mu_{bkg}$. Repräsentativ ist das Count Spektrum für den Potenzgesetz (PWL) Fit (s. Abschnitt 4.2.1) der 2019er und 2012er Daten in Abb. 5 zu sehen. Die orangen Histogramme stellen die *predicted* Signal Counts in allen Energie Bins dar.

Mit Hilfe der C-Statistik lässt sich bestimmen, mit welcher Signifikanz sich die jeweiligen Fits besser zum Beschreiben des Spektrums eignen. Die Werte dieser Fits sind zusammen mit den jeweiligen über die Freiheitsgrade normierten χ^2 - und p-Werte in Tabelle 1 aufgelistet und werden im Abschnitt 5 diskutiert. Die Werte für die 2012er Fits sind im Anhang unter Tabelle 9 zu finden.

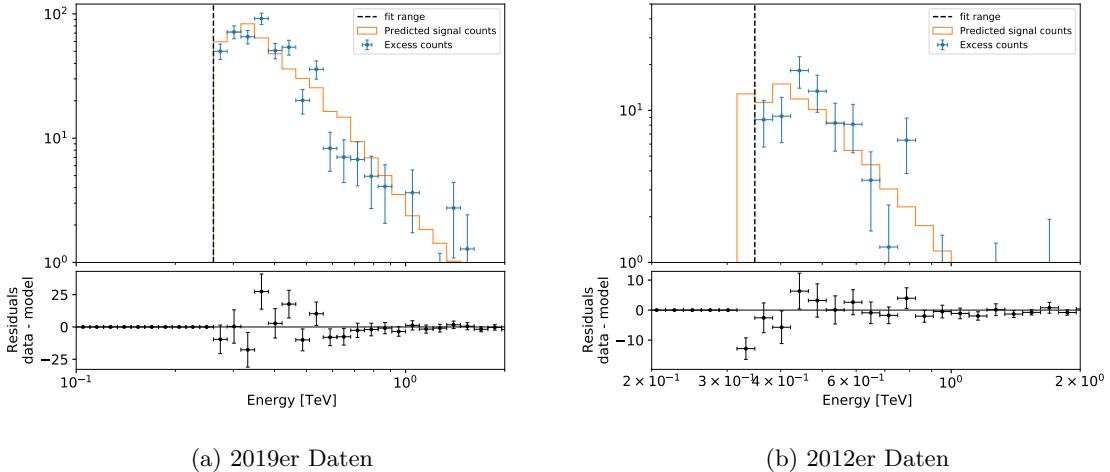


Abbildung 5: Count Spektrum des PWL Fits für 2019 und 2012
Counts des PWL Fits für a) 2019 und b) 2012, in orange das Histogramm der Mittelwerte der Signal Counts und in blau die tatsächlichen Signal Counts. Unter dem eigentlichen Spektrum sind die absoluten Abweichungen, $N_{\text{Messung}} - \mu$, geplottet.

4.2.1 Potenzgesetz

Als erstes Modell für die spektrale Energieverteilung (SED) wird ein Potenzgesetz (PWL; eng: *power law*) verwendet. Hierbei wird der Fluss $F(E)$ in Abhängigkeit der Energie E wie folgt modelliert

$$F(E) = F_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}. \quad (4)$$

F_0 ist die Flussamplitude, also der Fluss beim Energieriferenzwert E_0 und Γ der (Photon) Index. Bei diesem Fit wird E_0 fixiert und beträgt $E_0 = 1 \text{ TeV}$. Für den Index erhält man demnach $\Gamma = 5.12 \pm 0.21$ bei einer Amplitude von $F_0 = (2.66 \pm 0.58) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$.

Die SED ist in Abb. 6 zu sehen und ist in einer log-log Darstellung aufgetragen. Hierbei wird der Fluss mit einem Faktor E^2 skaliert. Die durchgezogene orange Linie stellt den Fit dar und die orange markierte Fläche um diese Linie spiegelt den 1σ Bereich wider. Die blauen Kreuze sind die Flusspunkte mit den Fehler in der y-Achse und den Energie Bins auf der x-Achse. Im Anhang in Tabelle 2 sind die Counts und Energie Bins aufgelistet.

Die ersten vier Flusspunkte weisen kleine Fehler auf, was auf mehr Photon Counts, also größere Photonstatistik, zurückzuführen ist. Aus der Tabelle ist zu erkennen, dass in den höheren Energie Bins weniger Photonen gemessen wurden. Dies ist ein Grund für die relativ großen Fehler, ein weiterer Grund liegt allerdings ebenso in der E^2 Skalierung des Flusses. Mit höheren Energiewerten nimmt der Fehler aufgrund des quadratischen Terms entsprechend zu. Wie bereits zu Beginn dieses Abschnitts erwähnt, wurden die ursprünglichen letzten vier Werte in einem Bin zusammengetragen, was in der Abb. 6 in Form des letzten Flusspunkts zu erkennen ist. Aufgrund der geringen Photonstatistik und den wenigen Messpunkten im höheren Energienbereich, nimmt der 1σ -Bereich des Fits dort zu. Alles in allem liegen fast alle Werte innerhalb des Fehlerbereichs, nur der mittlere befindet sich weit darunter.

Unter dem eigentlichen Spektrum sind weiterhin die sogenannten „Residuals“ geplottet. Residuals bezeichnen im Allgemeinen Abweichungen der Datenpunkte von den verwendeten Modellen. Für die Energiespektren wurde die relative Abweichung, also $\frac{\text{Daten} - \text{Modell}}{\text{Modell}}$, verwendet. Es fällt auf, dass diese stark um den Idealwert schwanken, auch hier wieder insbesondere die letzten drei Punkte. Dies alles wird untermauert durch die hohen TS Werte für die ersten vier Flusspunkte. Diese haben Signifikanzen $\sqrt{\text{TS}} > 8\sigma$, während die letzten Werte in etwa 2σ bis 3σ Signifikanzen (s. Tabelle 3) vorweisen. Aus den Residuen wird deutlich, dass eine Funktion mit Krümmung die Daten besser beschreiben wird.

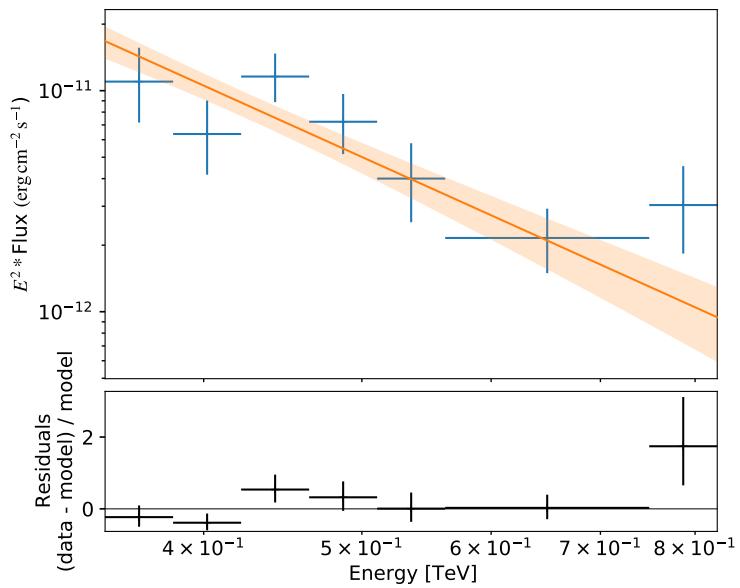
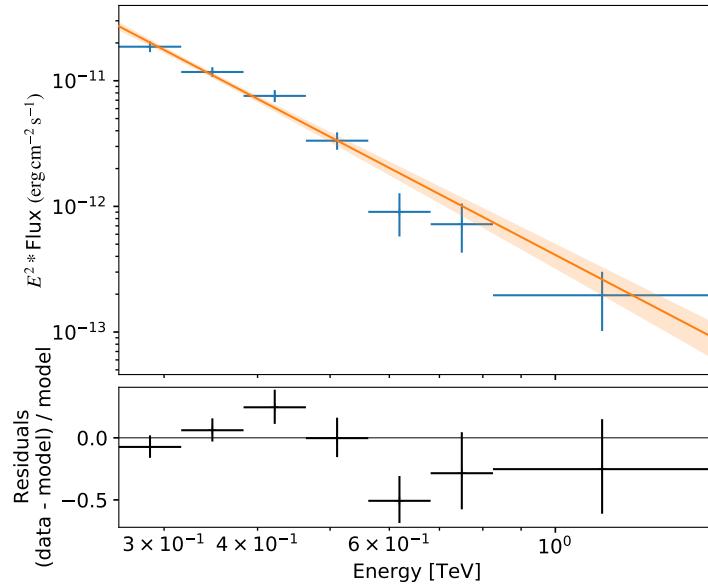
Zum Vergleich der spektralen Entwicklung wird der 2012er Flare herangezogen und ebenfalls mit einem PWL gefittet. E_0 wird wieder konstant auf 1 TeV gehalten und für den Photon Index bekommt man somit $\Gamma = 5.33 \pm 0.52$ zusammen mit der Amplitude $F_0 = (3.11 \pm 1.45) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Das Spektrum ist in Abb. 7 dargestellt. Der vorletzte Flusspunkt ist das Ergebnis von zwei zusammengeführten Bins, in denen jeweils $\sqrt{\text{TS}} < 2$ galt. Diese Herangehensweise wird in den anderen Modellen für die 2012er Daten ebenfalls durchgeführt.

In beiden Fällen sind Index und Amplitude in etwa gleicher Größenordnung. Hinzu kommt, dass die Indizes mit Werten > 5 sehr hoch sind.

4.2.2 Potenzgesetz mit EBL

Der EBL Einfluss auf die SED wird durch Gleichung (1) beschrieben. Die Absorption wird demnach in Form einer exponentiellen Abnahme $e^{-\tau(E,z)}$ in Abhängigkeit der optischen Tiefe $\tau(E, z)$ angegeben. Zusammen mit Gleichung (4) wird daraus

$$F(E) = F_{\text{int}} e^{-\tau(E,z)} = F_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} e^{-\tau(E,z)}. \quad (5)$$



In dieser Analyse wird die Arbeit von Dominguez et al. [35] (`ebl_dominguez11.fits`¹⁰) zur Modellierung der optischen Tiefe $\tau(E, z)$ des EBLs verwendet. Dasselbe Modell kommt ebenfalls in Abschnitt 4.2.4 vor. Die optische Tiefe gemäß dieses Modells ist zusammen mit dem Abschwächungsfaktor $e^{-\tau(E, z)}$ für die Rotverschiebung $z = 0.433$ von PG 1553+113 in Abb. 8 aufgetragen. Aus den oberen Teil der Abbildung erkennt man, dass mit zunehmender Energie τ stark von etwa 1 auf fast 7 ansteigt. Entsprechend ergibt sich eine enorme Schwächung von ca. 1/3 auf nahezu 1/1000 des Flusses, wie im unteren Teil der Abbildung zu sehen.

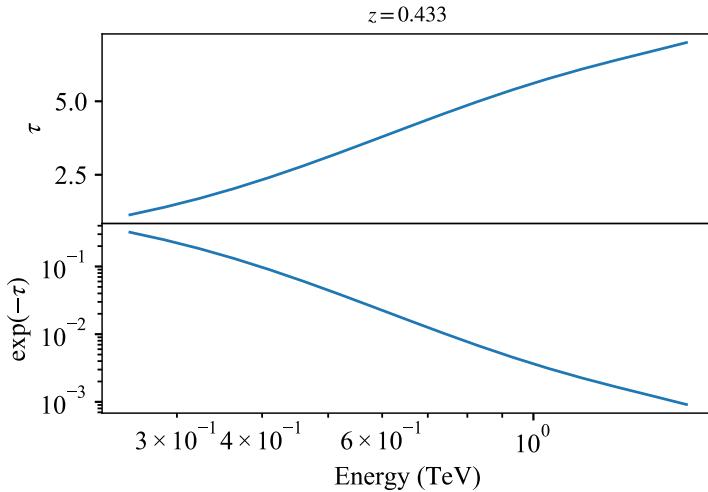


Abbildung 8: Optische Tiefe $\tau(E, z)$ und Abschwächungsfaktor $\exp(-\tau(E, z))$
Im oberen Plot ist die optische Tiefe gemäß dem Modell in [35] für $z = 0.433$ in Abhängigkeit der γ -Photonenenergie. Daraus wird die Abschwächung des Flusses $\exp(-\tau(E, z))$ bestimmt (unterer Plot).

Beim Fit wird $E_0 = 1$ TeV wieder konstant gehalten. Die anderen beiden Parameter ergaben $\Gamma = 1.99 \pm 0.23$ und $F_0 = (5.27 \pm 1.31) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Das Spektrum ist in Abb. 9 zu sehen. Die Abweichungen (Residuals) schwanken zwar in einem ähnlichen Muster wie beim PWL Fit, allerdings weniger ausgeprägt, ebenso befinden sich alle Messungen außer der mittleren im Rahmen des Fehlerbereichs. Dies könnte darauf hindeuten, dass dieses Modell die Daten besser beschreibt. Des Weiteren ist der Photon Index des EBL Fits weitaus kleiner als der des PWL Fits und die Amplitude um etwa 200 Mal größer. Das kommt daher, dass die Parameter beim PWL Fit das gemessene, abgeschwächte Spektrum beschreiben, während diese Parameter, wie in Gleichung (5) definiert, das intrinsische Spektrum von PG 1553+113 darstellen.

Beim 2012er Flare ergab der PWL*EBL Fit ein ähnliches Ergebnis. Zu sehen ist dieses in Abb. 10. Es wird $E_0 = 1$ TeV gewählt und man erhält $\Gamma = 1.97 \pm 0.55$ bei $F_0 = (7.59 \pm 3.63) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Auch hier befinden sich Index und Amplitude in der selben Größenordnung wie beim 2019 EBL Fit. $F_{0,\text{int}}$ ist etwa 250 mal größer als $F_{0,\text{obs}}$.

¹⁰https://github.com/gammapy/gammapy-extra/blob/master/datasets/ebl/ebl_dominguez11.fits.gz

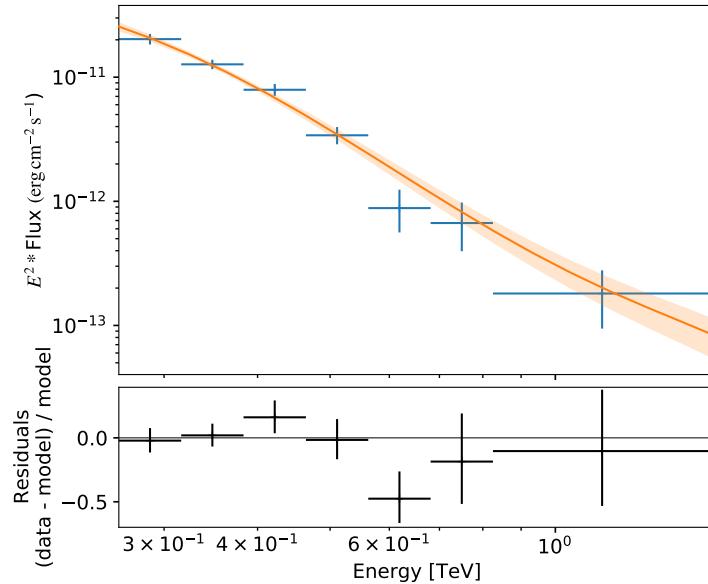


Abbildung 9: 2019er Flare SED mit PWL*EBL Fit

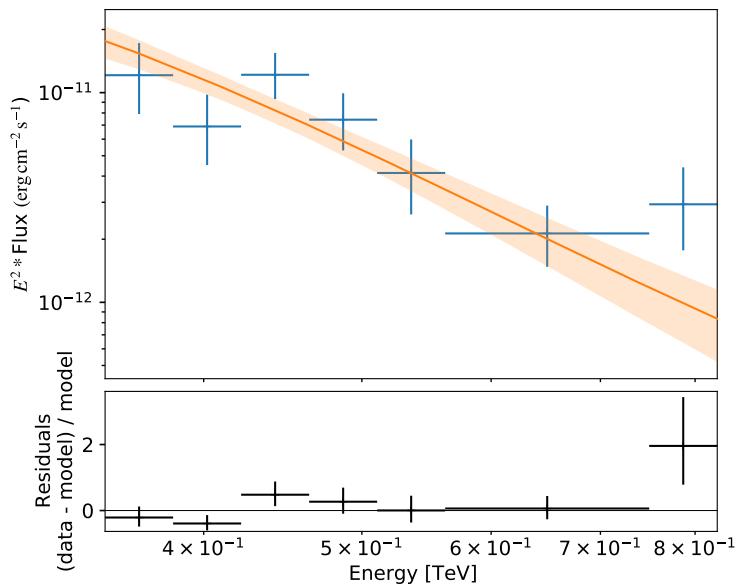


Abbildung 10: 2012er Flare SED mit PWL*EBL Fit

4.2.3 Logarithmische Parabel

Ein weiteres Modell zur Beschreibung der Spektren ist die logarithmische Parabel (LP). Dieses eignet sich für Spektren, die Krümmungen aufweisen. Der Fluss $F(E)$ wird demnach mathematisch beschrieben durch

$$F(E) = F_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \ln\left(\frac{E}{E_0}\right)}. \quad (6)$$

F_0 ist die Amplitude und E_0 der Referenzwert. α entspricht dem Photon Index Γ bei $E = E_0$ und β beschreibt die Krümmung des Spektrums. Diese freien Parameter charakterisieren den energieabhängigen Photon Index $\Gamma_{LP}(E) = \alpha + 2\beta \ln\left(\frac{E}{E_0}\right)$ [36].

Der Fit ergibt für $E_0 = 1$ TeV unrealistische Werte für die Parameter α und β , da diese zu groß für das LP Spektrum eines Blazars sind. Um dieses Problem zu beheben, wird die sogenannte Dekorrelationsenergie E_{dec} des PWL Fits berechnet. E_{dec} ist der Wert, bei dem die Nebendiagonalelemente der Kovarianzmatrix minimal sind. E_{dec} ist gemäß [22] definiert als

$$E_{dec} = E_0 \exp\left(\frac{\text{cov}(F_0, \Gamma)}{F_0 \Delta \Gamma^2}\right), \quad (7)$$

mit F_0 wieder der Flussamplitude, E_0 der Referenzenergie, $\Delta \Gamma^2$ der Varianz auf dem Index Γ und $\text{cov}(F_0, \Gamma)$ der Kovarianz zwischen F_0 und Γ . Somit kommt man auf $E_{dec} = 0.34$ TeV $\equiv E_{0,LP}$. Dieser Wert wird nun für die Referenzenergie im LP Fit verwendet. Für die Fit Parameter kommt man somit auf $\alpha = 4.27 \pm 0.39$, $\beta = 3.09 \pm 1.35$ und $F_0 = (7.98 \pm 0.73) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Leitet man Gleichung (6) nach der Energie E ab und bestimmt die Nullstelle der ersten Ableitung, so kann man die Energie E_{peak} bestimmen, für die das Flussspektrum maximal wird. Für E_{peak} ergibt sich entsprechend

$$E_{peak} = E_0 e^{-\frac{\alpha}{2\beta}}. \quad (8)$$

Der Peak liegt demnach bei $E_{peak} = (0.17 \pm 0.05)$ TeV.

Die SED ist in Abb. 11 dargestellt. Man erkennt sehr gut, dass alle Werte im Rahmen des Fehlerbereichs des Fits liegen. Eine Auffälligkeit ist der sehr breite 1σ Bereich unterhalb des Fits ab ca. 0.8 TeV. Genau wie beim PWL Fit, lässt sich dies zum einen durch die geringe Anzahl an Messungen erklären. Zum anderen könnte die Ursache darin stecken, dass das LP Modell nur für solche Spektren optimal ist, die symmetrisch um das Maximum der Funktion abfallen. Da die Messungen nämlich nur eine Seite der LP Funktion abdecken, steigt die Ungenauigkeit des Fits mit zunehmender Entfernung vom Maximum. Die Residuals zeigen, dass fast alle Flusspunkte sehr nahe am Modell sind. Die Ausnahme bildet der letzte Flusspunkt, der sogar eine höhere Abweichung aufweist als beim PWL.

Der 2012er Fit weist im Vergleich dazu eine sehr breite Krümmung, d.h. einen großen Wert für β , auf. Für die Parameter ergibt sich $\alpha = 3.48 \pm 0.89$, $\beta = 4.99 \pm 0.24$ und $F_0 = (4.12 \pm 0.61) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Auch hier wurde E_{dec} des PWL als Referenzenergie verwendet und man erhält $E_0 = 0.42$ TeV. In diesem Spektrum liegt der Peak gemäß Gleichung (8) bei $E_{peak} = (0.29 \pm 0.03)$ TeV. Das Spektrum ist in Abb. 12 aufgetragen.

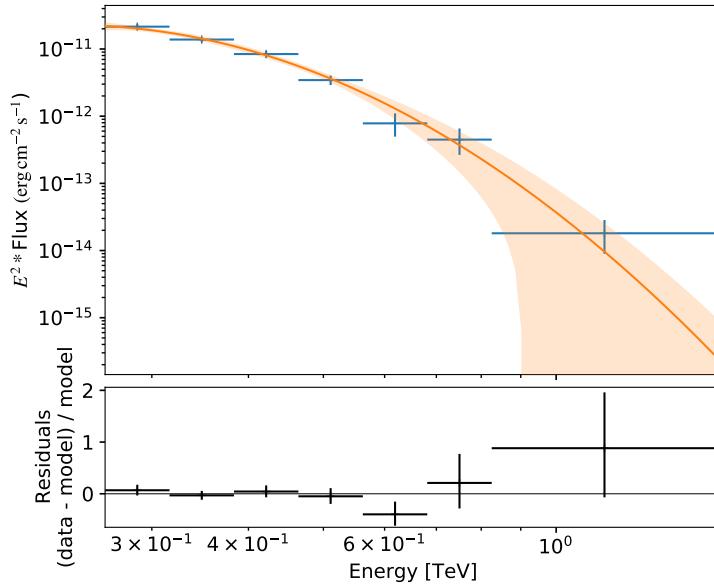


Abbildung 11: 2019er Flare SED mit LP Fit

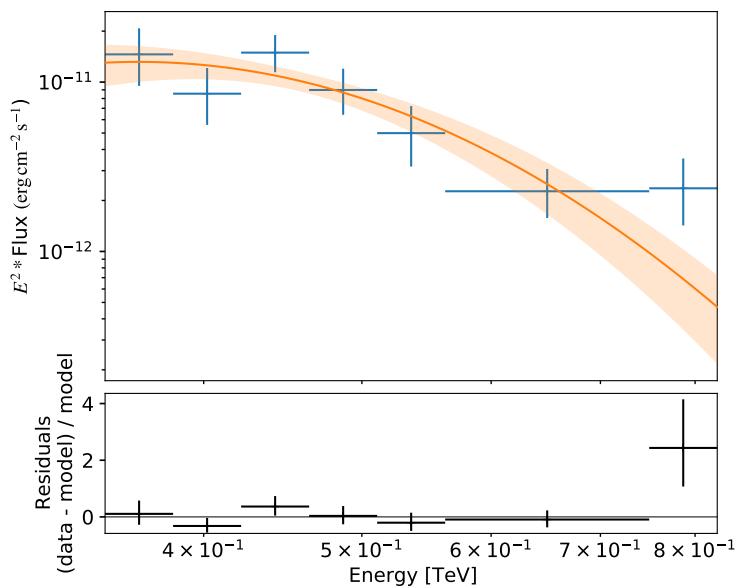


Abbildung 12: 2012er Flare SED mit LP Fit

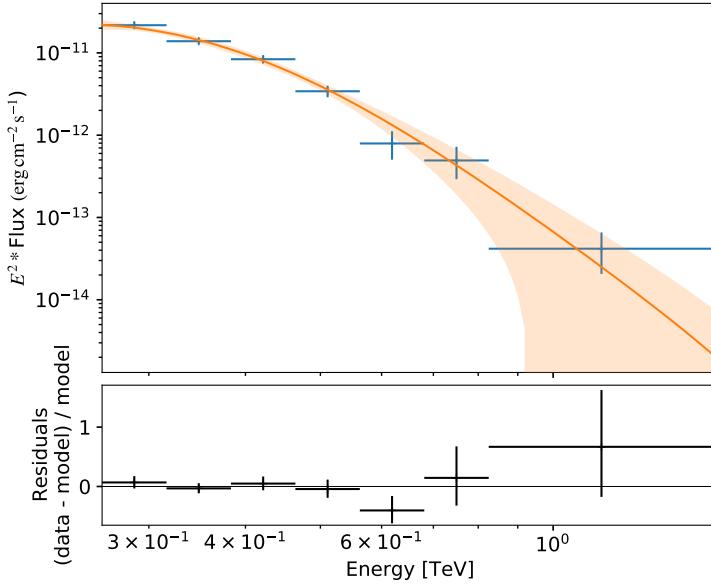


Abbildung 13: 2019er Flare SED mit LP*EBL Fit

4.2.4 Logarithmische Parabel mit EBL

Bei diesem Fit Modell wurde wie in Abschnitt 4.2.2 das Modell mit dem EBL multipliziert. Mit Gleichung (1) und Gleichung (6) kommt man somit auf

$$F(E) = F_{\text{int}} e^{-\tau(E,z)} = F_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha-\beta \ln(\frac{E}{E_0})} e^{-\tau(E,z)}. \quad (9)$$

Mit der Dekorrelationsenergie aus Gleichung (7) wird $E_0 = 0.34 \text{ TeV}$ gesetzt und die freien Parameter ergeben sich zu $\alpha = 1.46 \pm 0.41$, $\beta = 1.93 \pm 1.29$ und $F_0 = (5.09 \pm 0.45) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Die Amplitude des intrinsischen Spektrums ist nur geringfügig kleiner als die des im vorherigen Abschnitt gemessenen Spektrums. α und β sind ebenso kleiner. Insbesondere die schmalere Krümmung macht sich in Abb. 13 bemerkbar. Die Energie am Peak wurde nach Gleichung (8) bei $E_{\text{peak}} = (0.23 \pm 0.06) \text{ TeV}$ bestimmt. Der LP*EBL Fit unterscheidet sich ansonsten kaum vom LP Fit.

4.3 Lichtkurven

In Lichtkurven wird das Integral über das Flussspektrum gegen die Zeit aufgetragen. Man spricht hierbei auch vom Photon Fluss, welcher in Photon pro Zeit und Fläche angegeben wird. *Tscherenkow*-Teleskope führen in der Regel Beobachtungs-Runs (s. Abschnitt 4.1) durch und verteilen die Daten entsprechend diesen grundlegenden Zeitintervallen. Die Lichtkurven, die auf diese Art generiert werden, nennt man daher „Run-by-Run“ Lichtkurven. Es ist ebenso üblich, sich die Variationen der Flüsse in verschiedensten Zeitintervallen zu betrachten, z.B. nächtlich, wöchentlich oder jährlich. In dieser Arbeit wird neben der Run-by-Run Lichtkurve auch die nächtliche (*eng: nightly*) Lichtkurve behandelt. Die bei diesen Lichtkurven verwendete Zeitskala ist das Modifizierte *Julianische Datum*

(MJD), wobei gilt $1 \text{ MJD} \equiv 1 \text{ d.}$ 58 580.0 MJD entspricht dem 07.04.2019, 0:00:00 Uhr.

Durch Wahl der Obergrenze von $\text{TS} = 4$ wird das Konfidenzniveau auf 95% festgelegt. Die Flusspunkte mit $\text{TS} < 4$ werden in den Plots durch die Pfeile (nach unten) gekennzeichnet und in dem *Bayesian Blocks* Algorithmus (s. unten) nicht mitberücksichtigt.

4.3.1 H.E.S.S. Lichtkurven

Für die Erstellung der Lichtkurven wird das PWL Modell aus Abschnitt 4.2.1 verwendet. Dabei werden also die Parameter des PWL Fits eingesetzt, allerdings wird $\Gamma = 5.12$ fixiert. Entsprechend wurde das Energieintervall der Lichtkurven für jedes Zeitintervall auf etwa $(0.26\text{--}1.62)\text{ TeV}$ gesetzt. Die Run-by-Run Lichtkurve ist in Abb. 14 zu sehen. Zu erkennen ist, dass die meisten Flusspunkte (blau) in den ersten zehn Tagen gemessen wurden. Der letzte Messpunkt (mit $\text{TS} > 4$) ist 90 Tage nach der ersten Messung aufgenommen. Es fällt ebenso auf, dass fast alle Flusspunkte im Bereich von ca. $(1 \times 10^{-11}\text{--}3 \times 10^{-11}) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vorzufinden sind. Der Wert des maximalen Fluxes beträgt $(5.37 \pm 2.38) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei 58 590.15 MJD. Die Zeitintervalle mit den jeweiligen Flusspunkten, zugehörigen Fehlern und den TS Werten sind in Tabelle 4 zu finden.

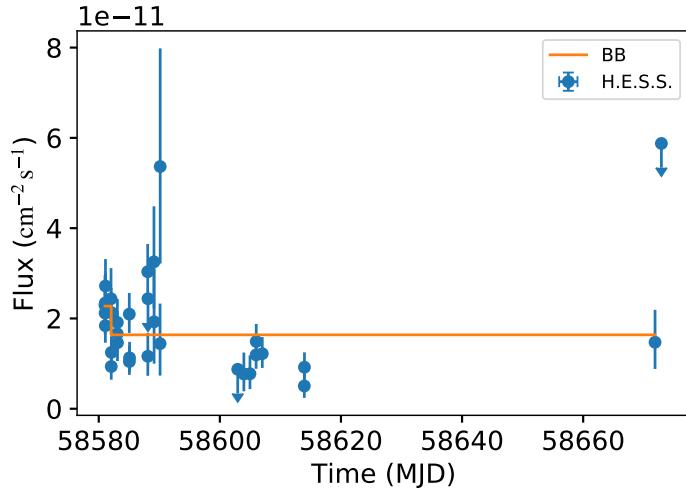


Abbildung 14: Run-by-Run Lichtkurve mit BB

Zur Untersuchung auf Fluss Variabilitäten wird der *Bayesian Blocks* (BB) Algorithmus, entwickelt von Jeffrey Scargle [37], zu Hilfe gezogen. Dieser Algorithmus charakterisiert u.a. die mit der Zeit veränderlichen Flüsse astronomischer Objekte. Hierbei werden die BBs auf die Flüsse angewendet und man erhält Bins. Diese stellen die wahrscheinlichste Segmentierung der Beobachtungen in Zeitintervallen, in denen die Ankunftsrate der Photonen konstant (ohne statistisch signifikante Abweichungen) ist, dar. In Abb. 14 sind diese in orange zu sehen. Es wurde demnach eine Variation in den Flüssen festgestellt, was daran zu erkennen ist, dass zwei Bins kalkuliert wurden.

Für die Bestimmung dieser Variabilität wird die Variationszeit t_{var} definiert. Für t_{var} gilt gemäß [38]

$$t_{\text{var}} = \frac{F_i + F_j}{2} \left| \frac{t_i - t_j}{F_i - F_j} \right|. \quad (10)$$

F_i und F_j sind die Flüsse zu den Zeiten t_i und t_j . Die Einführung der Indizes i und j in dieser Formel kommt daher, dass die Variationszeit zwischen allen Flusspunkten Paaren F_i und F_j (mit $i < j$) berechnet wird. Aus all diesen Kombinationen wird daraufhin die kleinste Zeit $\min(t_{\text{var}})$, in der eine Variation stattfindet, bestimmt. Man muss hierbei beachten, dass diese Größe stark von der Wahl der Zeit Bins und dem Signal-Rausch-Verhältnis der Beobachtungen abhängt [38].

Für die Run-by-Run Lichtkurve wird die Variation zwischen den beiden Flusspunkten, die durch den BB berechnet wurden, bestimmt. Für $t_{1,2}$ werden die Mittelwerte der Zeitbins eingesetzt. Die Zeitintervalle und die Flusswerte $F_{1,2}$ sind in Tabelle 5 im Anhang aufgelistet. Somit kommt man auf $t_{\text{var}} = (90 \pm 19)$ d.

Die Unsicherheiten der einzelnen Flussmessungen F_i in der Lichtkurve tragen zu einer zusätzlichen Varianz σ_{F_i} bei der Bestimmung der Variabilität des Blazars bei [39]. Um die intrinsische Variabilität der Quelle quantifizieren zu können, sollten daher diese mitberücksichtigt werden. Die Exzess Varianz σ_{EXS}^2 ist definiert als der Schätzwert der intrinsischen Varianz der Quelle. Diese entspricht der Varianz der Lichtkurve nach Subtraktion der Varianz auf alle Fehler $\langle \sigma_{\text{err}}^2 \rangle = 1/N \sum_{i=1}^N \sigma_{F_i}^2$ von der statistischen Varianz auf die Flusspunkte $S^2 = (N-1)^{-1} \sum_{i=1}^N (\langle F \rangle - F_i)^2$, mit N der Anzahl an Flusspunkten und $\langle F \rangle$ dem Mittelwert der Flüsse. Der sogenannte Fractional Variability Parameter F_{var} lässt sich hieraus bestimmen und gibt den Grad der intrinsischen Variabilität der Quelle an. Gemäß [39] ist F_{var} definiert als die Wurzel der normalisierten Exzess Varianz $\sigma_{\text{NXS}}^2 = \sigma_{\text{EXS}}^2 / \langle F \rangle^2$ und man erhält

$$F_{\text{var}} = \sqrt{\frac{S^2 - \langle \sigma_{\text{err}}^2 \rangle}{\langle F \rangle^2}}. \quad (11)$$

Ein großer Wert für F_{var} bedeutet, dass $S^2 \gg \langle \sigma_{\text{err}}^2 \rangle$. Das heißt, die Varianz auf den Flüssen ist signifikant größer als die Varianz auf den Fehlern. Für die Run-by-Run Lichtkurve kommt man entsprechend auf $F_{\text{var}} = 0.29 \pm 0.09$, was einen relativ niedrigen Wert darstellt.

Weiterhin wurde untersucht, ob sich das Energiespektrum (PWL) des gesamten Datensatzes von den Spektren, die nur jeweils Daten aus dem ersten und zweiten BB beinhalten, unterscheidet. Dafür wurden die Daten aus Abschnitt 4.2.1 in zwei kleinere Datensätze aufgeteilt und die jeweiligen Daten wurden durch ein PWL gefittet. Daraufhin werden die Fit Parameter Amplitude F_0 gegen Index Γ aufgetragen. Dies ist in Abb. 15 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Amplituden mit größeren Indizes zunehmen. Allerdings unterscheiden sich die jeweiligen Werte von F_0 und Γ nicht signifikant voneinander und liegen im Rahmen des Fehlerbereiches. Das Spektrum variiert also nicht signifikant. Aufgrund der geringen Menge an Daten, die der erste Bin hervorbringt, weisen die Parameter dieses Bins große Fehler auf.

Als weitere Variante wurde eine nightly Lichtkurve erstellt. Dafür werden Zeitintervalle definiert, die 0:00:00 Uhr als Mittelwert haben. Für jedes Zeitintervall werden die inkludierten Flusspunkte aus der Run-by-Run Lichtkurve zusammen gruppiert und zu einem Flusspunkt zusammengefasst. Die nächtliche Lichtkurve (blau) ist in Abb. 16 vorzufinden. Die Intervalle mit den jeweiligen Fluss- und TS Werten sind in Tabelle 6 aufgeführt. Dieses Spektrum macht den Eindruck, dass eine Variabilität des Flusses vorliegt. In den ersten sieben Nächten liegen die Flüsse im Bereich von

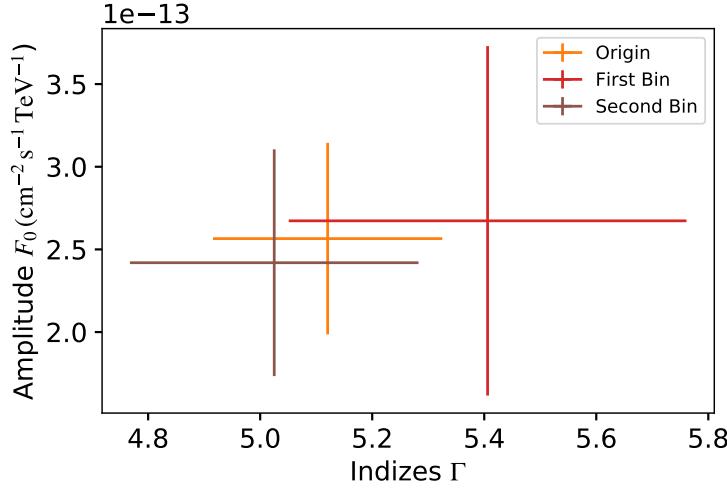


Abbildung 15: Indizes vs. Amplitude

Diese Parameter des PWL Fits beziehen sich auf die beiden BBs (*First Bin* und *Second Bin*) in Abb. 14, sowie dem Fit aller Daten (*All data*), s. Abschnitt 4.2.1.

rund $2 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, während in den Nächten danach ein Fluss von fast halber Amplitude vorliegt.

In der Tat ist dies der Fall, denn der BB Algorithmus bestätigt dies. Die BB sind in Abb. 16 in orange aufgezeichnet. Es ist sehr gut erkennbar, dass der erste Bin die ersten sieben Nächte umschließt und der zweite Bin mit einem niedrigeren Fluss absetzt. Die schnellste Variation erfolgte zwischen den Nächten 58 604.0 MJD und 58 605.0 MJD und die dazugehörige Variationszeit beträgt gemäß Gleichung (10) $t_{\text{var}} = (1.87 \pm 1.47) \text{ d}$. Der hohe Fehler resultiert aus den relativ großen Fehlern auf diesen beiden Flusspunkten (s. Tabelle 6). Der Grad der Variabilität dieser Lichtkurve (s. Gleichung (11)) entspricht erwartungsgemäß dem der Run-by-Run Lichtkurve mit einem Wert von $F_{\text{var}} = 0.27 \pm 0.11$.

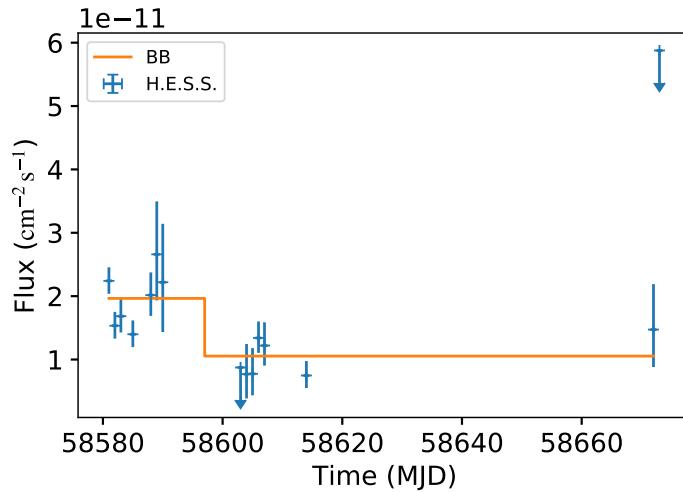


Abbildung 16: Nächtliche Lichtkurve mit BB

4.3.2 Vergleich mit Lichtkurven aus anderen Energiebereichen

In diesem Unterabschnitt werden die optischen und die HE Lichtkurve im Vergleich zur VHE Lichtkurve betrachtet. Zunächst wird die Variabilität des Flusses im HE Bereich untersucht und mit der simultanen nächtlichen VHE Lichtkurve aus dem obigen Unterabschnitt verglichen. Die HE Daten für die Lichtkurve sind dem *Fermi-LAT* Light Curve Repository¹¹ entnommen. Der Energiebereich der Lichtkurve beträgt (0.1–100) GeV und der Photon Index wird konstant $\Gamma = 1.54$ gehalten. Flusspunkte mit $TS < 4$ werden aus dem Datensatz entfernt und sind entsprechend nicht in dem Plot abgebildet, selbiges gilt für die H.E.S.S. Daten. Um die Variabilität im HE genauer zu untersuchen und vergleichbarer mit dem VHE zu machen, wird die Lichtkurve mit drei-Tage-Bins berechnet.

In Abb. 17 ist die HE Lichtkurve (blau) der VHE Lichtkurve (orange) gegenübergestellt. Die BB sind in beiden Subplots jeweils in rot aufgetragen. Die Intervalle und Werte der BBs für die *Fermi* Lichtkurve sind in Tabelle 8 zu finden. Man beachte die verschiedenen Größenordnungen der jeweiligen Lichtkurven. Aus der *Fermi* Lichtkurve resultiert ebenfalls eine Variabilität im Fluss in Form eines zweiten niedrigeren BBs. Allerdings findet diese bei der VHE Lichtkurve bereits bei 58597 MJD statt, während die HE Variabilität erst bei 58620.5 MJD ansetzt. Die niedrigste Variationszeit bei der *Fermi* Lichtkurve wurde zwischen den Flusspunkten zu den Zeiten 58633.5 und 58636.5 MJD errechnet mit $t_{\text{var}} = (2.6 \pm 0.9)$ d. Die Fractional Variability der HE Lichtkurve beträgt $F_{\text{var}} = 0.25 \pm 0.09$.

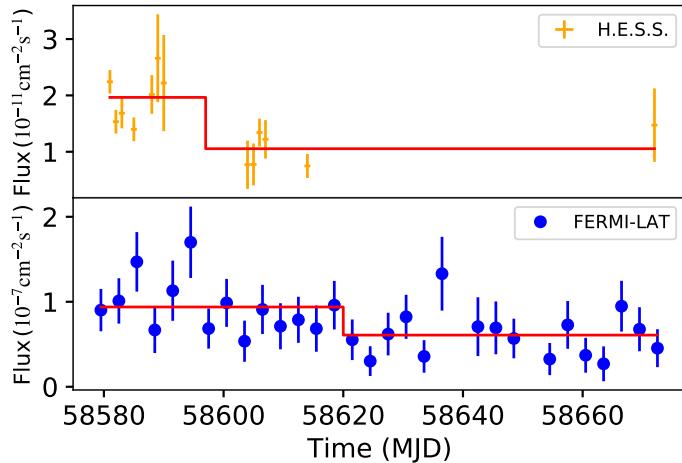


Abbildung 17: *Fermi-LAT* Lichtkurve und nächtliche Lichtkurve von H.E.S.S. mit BB

Der Flare im April 2019 wurde zuerst im optischen Spektrum detektiert. Daher wird an dieser Stelle die optische Lichtkurve betrachtet. Die hier verwendete wurde vom Tuorla Observatorium¹² erstellt. Die Daten wurden durch den R-Band Filter erfasst. Die Lichtkurve ist in Abb. 18 zu sehen. Hierbei ist die spektrale Flussdichte (Energie pro Zeit, Fläche und Frequenzintervall) über die letzten 16 Jahre aufgetragen. Man kann ganz klar erkennen, dass die Lichtkurve im April 2019 den höchsten

¹¹<https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/LightCurveRepository/>

¹²<https://users.utu.fi/kani/1m/index.html>

Peak von etwa 17 mJy erreicht. Eine weitere Auffälligkeit ist die hohe Variabilität. Die Flusspunkte liegen recht weit voneinander entfernt, wodurch keine eindeutigen Aussagen zum Verhalten während des Flares getätigt werden können. Allerdings zeigt die Lichtkurve, dass PG 1553+113 im optischen Bereich sehr aktiv ist. Eine gewisse Periodizität des Fluxes macht sich durchaus bemerkbar.

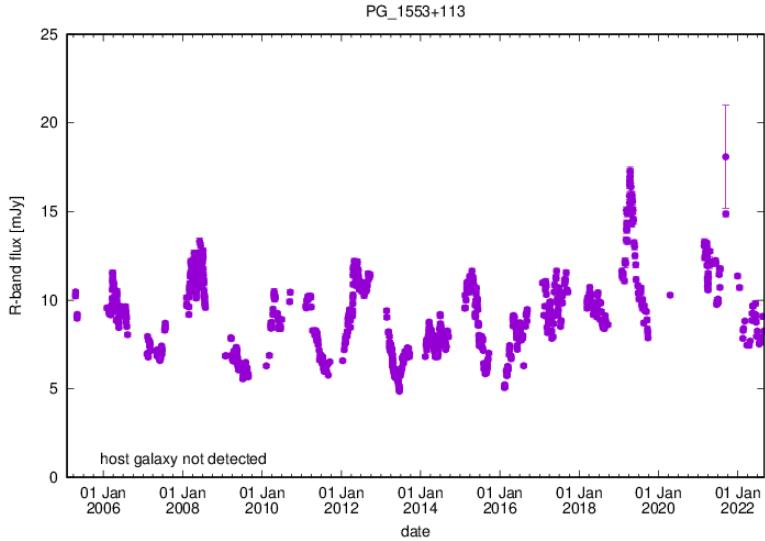


Abbildung 18: Optische Lichtkurve

Diese Lichtkurve wurde vom Tuorla Observatorium erzeugt. Die spektrale Flussdichte ist über die gesamten letzten 16 Jahre im R-Band aufgetragen.

5 Diskussion

Im ersten Teil der Analyse wurden verschiedene Modelle zur Charakterisierung der spektralen Energieverteilung gefittet. Die Abweichungen der Messpunkte von den jeweiligen Modellen zeigten bereits, dass sich die logarithmischen Parabel Fits (mit und ohne EBL) besser eignen als die PWL Fits (mit und ohne EBL). Statistisch wird dies belegt durch die C-Statistik, berechnet mit Gleichung (3), und normierten $\chi^2/\text{d.o.f.}$ Werte. Für die 2019er Daten sind diese in Tabelle 1 aufgelistet, die 2012er Werte sind im Anhang in Tabelle 9 zu finden.

	PWL	PWL*EBL	LP	LP*EBL
C-Statistik	53.02	46.26	42.74	42.59
d.o.f.	5	5	4	4
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	2.55	1.52	1.16	1.13
p	0.01	0.18	0.33	0.48

Tabelle 1: Statistikwerte für alle Fits des 2019er Flares

In den Spalten sind die jeweiligen Fit Modelle aufgetragen. Die erste Zeile gibt den C-Statistik Wert gemäß Gleichung (3) wieder. In der zweiten Zeile sind die Freiheitsgrade d.o.f. aufgezählt.

Darunter sind die über die d.o.f. normierten χ^2 zu sehen und schließlich die dazugehörigen p -Werte.

Aus der Wurzel der Differenz der C-Statistik Werte erhält man, dass der LP Fit dem PWL um etwa 3.2σ bevorzugt ist. Der LP*EBL Fit ist dem PWL*EBL immerhin um ca. 1.9σ präferiert. Für die beiden PWL Fits beträgt die Anzahl der Freiheitsgrade d.o.f. = 5 (*eng: degrees of freedom*). So fittet das PWL Modell die Daten mit einem Wert $\chi^2/\text{d.o.f.} = 2.55$ bei einem p -Wert von $p = 0.01$ und das PWL*EBL Modell mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.52$ bei $p = 0.18$. Da die LP Fits einen freien Parameter mehr als die PWL Fits haben bei gleicher Anzahl an Messpunkten, beträgt hier d.o.f. = 4. Die χ^2 Werte pro Freiheitsgrad betragen für LP $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.16$ mit $p = 0.33$ und für LP*EBL $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.13$ mit $p = 0.48$. Das LP*EBL Modell beschreibt das Spektrum demnach am besten, wenn auch nicht bedeutend besser als das LP Modell.

In dieser Arbeit wurden nur statistische Fehler aufgeführt, da *Gammapy* lediglich diese bei der Bestimmung der Flusspunkte berechnet. Photon Counts N folgen einer *Poisson*-Verteilung, sodass ein statistischer Fehler von \sqrt{N} auf diesen auftritt. Dieser verursacht den Fehler auf die Flusspunkte. Im Folgenden wird eine kleine Diskussion der möglichen systematischen Fehler getätigt. Da das H.E.S.S. Teleskop *Tscherenkow*-Strahlung in der Erdatmosphäre misst, könnten Ungenauigkeiten durch Interaktion der *Tscherenkow*-Photonen mit Teilchen in der Atmosphäre entstehen. Diese könnten dafür sorgen, dass die Photonen z.B. absorbiert werden und eine reduzierte Trigger Rate im Detektor verursachen könnte. Außerdem könnten Schwankungen im Luftdruck und der Temperatur in der Atmosphäre Fluktuationen in der Photonendichte hervorbringen, die sich unmittelbar auf die Höhe des Schauermaximums in der Atmosphäre auswirken. Das hätte zur Folge, dass sich die am Teleskop beobachteten Intensitäten entsprechend ändern. Eine weitere Fehlerquelle könnte die mit der Zeit abnehmende Reflektivität der Spiegel des Teleskops sein.

Der PWL Fit ergibt einen Photon Index $\Gamma = 5.12 \pm 0.21$. Dies ist ein noch höherer Wert als bei der Entdeckung von PG 1553+113 (s. Abschnitt 2.3) gemessen wurde, allerdings ist dies für diesen

Blazar, aufgrund der hohen Absorption durch das EBL im VHE Bereich, nicht unüblich. Der Index des Fits vom 2012er Flare ordnet sich ebenfalls im selben Wertebereich ein mit $\Gamma = 5.33 \pm 0.52$. Wie sich in Abschnitt 4.3.1 gezeigt hat, haben sich keine Variationen in den Indizes herauskristallisiert. An der Stelle wäre es ebenfalls interessant zu erfahren, ob sich der Index im Vergleich zum Pre-Flare - ein bestimmtes Zeitintervall unmittelbar vor dem Flare - verändert hat.

Das Modell von Domínguez et al. [35] für die Beschreibung der optischen Tiefe zeigt, dass diese für höhere Energien enorm ansteigt (s. Abb. 8). Das bedeutet, dass die Absorption von VHE Gammastrahlen mit ansteigender Energien zunimmt. Bei einer Rotverschiebung von $z = 0.433$ nimmt zudem der Fluss stark ab. Wie bereits erwähnt, spiegelt sich dies in dem hohen Photon Index des PWL Fits wieder. Zudem stimmt dies damit überein, dass die Opazität des Universums im VHE Bereich relativ hoch ist.

Durch den PWL*EBL Fit konnte das intrinsische Spektrum von PG 1553+113 bestimmt werden. Aus diesem erhält man einen Index von $\Gamma = 1.99 \pm 0.23$ mit einer Amplitude $F_0 = (5.27 \pm 1.31) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Die Analyse des 2012er Flares bestätigt diese Werte. Die Parameter des intrinsischen Spektrums lauten $\Gamma = 1.97 \pm 0.55$ und $F_0 = (7.59 \pm 3.63) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Der LP*EBL Fit bekräftigt weiterhin, dass die Amplitude des intrinsischen Spektrums in der Größenordnung von $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ liegt (mit $F_0 = (5.09 \pm 0.45) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$). Der Index des intrinsischen Spektrums beträgt also ≈ 2 . Betrachtet man nun die intrinsische SED, so stellt man fest, dass dieses in etwa den ICS Peak entspricht. Denn bei der Multiplikation von E^2 mit dem Fluss $F(E) \sim E^{-2}$, kommt man darauf, dass $E^2 F(E) \approx \text{const}$, d.h. dieser Bereich des Spektrums bildet das Maximum. Zudem wurde kein intrinsischer Cutoff im Spektrum (Abb. 9 und Abb. 10) beobachtet. In Anbetracht des LP*EBL Fits wird dieses Spektrum vermutlich den abfallenden Bereich kurz nach dem ICS Peak einschließen. Aus den LP Fits lässt sich ebenso bestimmen, bei welcher Energie sich dieser Peak befindet (s. Gleichung (8)). Aus dem 2019er Fit erhält man $E_{\text{peak}} = (0.17 \pm 0.05) \text{ TeV}$ und der LP Fit für 2012 ergibt $E_{\text{peak}} = (0.29 \pm 0.03) \text{ TeV}$. Im Vergleich dazu beträgt $E_{\text{peak}} = (0.23 \pm 0.06) \text{ TeV}$ beim LP*EBL Modell. Man erkennt, dass der Bereich dieses Spektrums sich mit dem in Abb. 19 recht gut deckt. Die Fits in der SED sind mit dem SSC Modell erstellt wurden. Dies könnte darauf hindeuten, dass das SSC Modell zur Beschreibung des ICS Peaks korrekt ist. Für eine bessere Beschreibung dieses Peaks könnten simultane HE Messungen vom *Fermi*-LAT hilfreich sein. Außerdem könnten simultane Messungen im optischen und Röntgenbereich den Synchrotronpeak besser beschreiben.

Die Anwendung des *Bayesian Blocks* Algorithmus auf die Run-by-Run Lichtkurve hat eine Aufteilung in zwei Bins ergeben, ebenso wie die nächtliche Lichtkurve. Für die Fluss Variation in der nightly Lichtkurve wurde eine Variationszeit von $t_{\text{var}} = (1.87 \pm 1.47) \text{ d}$ bestimmt. Daraus lässt sich schließen, dass es keine rapide Variation während des Flares im VHE gegeben hat. Man beachte weiterhin, dass es sich hierbei um die gemessene Variationszeit handelt. Aufgrund von relativistischen Doppler-Effekten ist die intrinsische, tatsächliche Variationszeit länger [40]. Der maximale Flusswert während des 2019er Flares ist um den Faktor ~ 4.4 größer als der Maximalwert während des 2012er Flares (s. Abb. 20). Für ein besseres Verständnis der physikalischen Prozesse, die den Flare verursacht haben, könnten diese mit Pre-Flare Daten verglichen werden.

Der Grad der Variabilität, die durch die Run-by-Run Lichtkurve ermittelt wurde, beträgt $F_{\text{var}} = 0.29 \pm 0.09$. Erwartungsgemäß, deckt sich der Wert der nightly Lichtkurve, die eine Variation

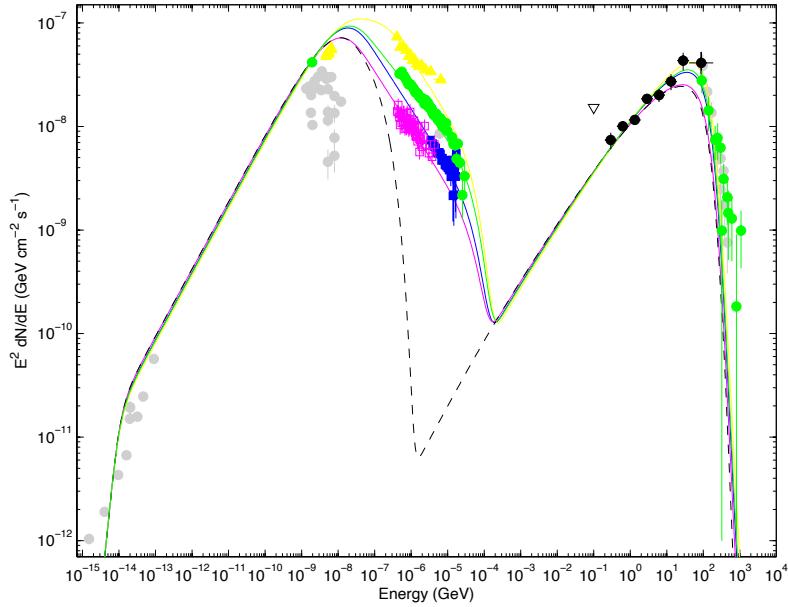


Abbildung 19: SED von PG 1553+113 mit SSC Modell

In diesem Plot sind Daten aus 2005 und 2006 von verschiedenen Röntgen-, HE und VHE Teleskopen mit dem SSC Modell aufgetragen; Abbildung aus [22]

von $F_{\text{var}} = 0.27 \pm 0.11$ aufweist, gut mit dem obigen Wert. PG 1553+113 weist also geringe intrinsische Variabilitäten auf. Die Ursache dieser Variabilität könnte intrinsischer und extrinsischer Natur sein. Intrinsisch könnten relativistische Elektronen, die an den nicht-thermischen Photonenmissionen (Synchrotronstrahlung und IRC/SSC, s. Abschnitt 2.2) beteiligt sind, verantwortlich sein. Ein extrinsischer Faktor wäre z.B. ein großer Bulk Lorentz Faktor, was bedeutet, dass sich einzelne Emissionsregionen im Jet hochrelativistisch in Richtung der Sichtlinie bewegen. Die dabei entstehenden Emissionen können zur Variabilität beitragen. Diese Eigenschaft ist typisch für BL Objekte wie PG 1553+113 [14]. Allerdings wurde dies nicht in dieser Arbeit untersucht und könnte für spätere Arbeiten von Interesse sein.

Es ist nicht verwunderlich, dass die nightly Lichtkurve mit Hilfe der BB in diese Bins aufgeteilt wird. Es ist bereits ohne Anwendung des BBs in Abb. 16 gut erkennbar, dass der Fluss nach den ersten sieben Nächten bemerkbar abfällt. Die HE Lichtkurve weist keine signifikante Änderung in der Variabilität auf mit einer Fractional Variability $F_{\text{var}} = 0.25 \pm 0.09$ im Vergleich zu den VHE Lichtkurven. Wie bereits in Abschnitt 4.3.2 erwähnt, weist die *Fermi* Lichtkurve dieselbe Anzahl an Bins auf. Der erste Bin ist allerdings um etwa 23 Tage breiter. Zwar ist die die minimale Variationszeit $t_{\text{var}} = (2.6 \pm 0.9)$ d etwas vergleichbarer mit der der nightly VHE Lichtkurve, der etwas höhere Wert lässt sich mit dem höheren Binning erklären, allerdings wurde diese zwischen Zeiten bestimmt, in der keine VHE Daten vorliegen. Die Ursache hierfür könnte darin liegen, dass eine andere Elektron Population für die Erzeugung von HE γ -Photonen verantwortlich sind als für die VHE Photonen [41]. In einem nächsten Schritt könnte die Korrelation zwischen VHE und HE Lichtkurve bestimmt werden, um diese Vermutung zu überprüfen. Zusätzlich dazu wäre eine Überprüfung der Korrelation zwischen der VHE und Röntgen-Lichtkurve [10] von Interesse, um zu untersuchen, ob das SSC Modell tatsächlich dieses Spektrum beschreiben kann.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Schritte und Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick gegeben, wie auf Grundlage dessen weiter vorgegangen werden kann. Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die SED des 2019er Flares von PG 1553+113, das vom H.E.S.S. Teleskop detektiert wurde, zu beschreiben. Dafür wurden die Daten mit vier Modellen gefittet: PWL, PWL*EBL, LP und LP*EBL. Mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.13$ bei $p = 0.48$ hat sich der LP*EBL als bester Fit ergeben. Für die Konstruktion dieses Fits wurde die Dekorrelationsenergie E_{dec} des PWL Fits bestimmt und als Referenzenergie E_0 festgelegt. Man erhält $E_0 = 0.34 \text{ TeV}$ und die freien Parameter hierfür lauten $\alpha = 1.46 \pm 0.41$, $\beta = 1.93 \pm 1.29$ und $F_0 = (5.09 \pm 0.45) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Außerdem ist dieses Modell um etwa 1.9σ dem PWL*EBL Modell zur Beschreibung des Spektrums bevorzugt. Der LP Fit ist allerdings nicht signifikant schlechter als der LP*EBL. Daraus lässt sich schließen, dass dieses Spektrum eine Krümmung aufweist.

Durch die EBL Fits konnten Rückschlüsse auf das intrinsische Spektrum dieses Blazars geschlossen werden. So konnte durch die PWL*EBL Fits des 2012er und 2019er Flares der Photon Index mit einem Wert von etwa $\Gamma \approx 2$ bestimmt werden ($\Gamma_{2019} = 1.99 \pm 0.23$ und $\Gamma_{2012} = 1.97 \pm 0.55$). Im $E^2 F(E)$ Spektrum bedeutet dies, dass der Flare in etwa das Maximum im VHE Bereich darstellt. Zusammen mit dem LP*EBL Fit heißt dies, dass das Spektrum eher die abfallende Kurve des IRC Peaks beschreibt. Der Peak dieses intrinsischen Spektrums wurde bei $E_{\text{peak}} = (0.23 \pm 0.06) \text{ TeV}$ berechnet. Das SSC Modell könnte zur Beschreibung des Peaks korrekt sein.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurden Lichtkurven analysiert, um den Flare auf Fluss Variabilitäten zu untersuchen. Mit Hilfe des *Bayesian Blocks* Algorithmus wurden sowohl in der Run-by-Run als auch bei der nächtlichen Lichtkurve Variationen nachgewiesen. Die Variabilität der Run-by-Run Lichtkurve beträgt $F_{\text{var}} = 0.29 \pm 0.09$. Bei der nächtlichen Lichtkurve wurde allerdings eine lange Variationszeit mit $t_{\text{var}} = (1.87 \pm 1.47) \text{ d}$ ermittelt. Für diese wurde $F_{\text{var}} = 0.27 \pm 0.11$ ausgerechnet. Diese Variabilität könnte durch relativistische Elektronen, die Synchrotronstrahlung erzeugen und maßgeblich an der SSC beteiligt sind, verursacht wurden sein. Ein Vergleich mit der HE Lichtkurve, gemessen mit dem *Fermi*-LAT, lässt vermuten, dass HE Photonen durch einen anderen Elektronenhaufen als die VHE Photonen erzeugt wurden.

Im Weiteren könnte es hilfreich werden, wenn man die H.E.S.S. Daten des Pre-Flares hinzuziehen würde. Aus einer spektralen Analyse würde man Aufschlüsse über eine Variation des Photon Index erhalten. Außerdem ließe sich besser einordnen, wie stark der Fluss von PG 1553+113 durch den Flare zugenommen hat.

Von hohem Interesse sind ebenso simultane Messungen anderer Teleskope in den verschiedenen höheren Energien. Lichtkurven im Röntgenbereich könnten helfen festzustellen, ob das SSC Modell geeignet ist, diesen Flare zu beschreiben. Durch simultane *Fermi*-LAT Messungen könnte man weiterhin den Peak des SED besser bestimmen. Des Weiteren könnte die Bestimmung der Korrelation zwischen der VHE und HE Lichtkurve klären, ob dieselben Elektronen für die Emission der jeweiligen Gammastrahlen verantwortlich sind. Das *Cherenkov Telescope Array* (CTA)¹³ kann Gammastrahlen mit einer um eine Größenordnung höheren Empfindlichkeit detektieren als H.E.S.S. oder andere aktuelle IACTs. Mit Hilfe des CTA könnten entsprechend bessere Messungen dieses Flare zustande gekommen sein und eine Auswertung dieser Daten würden genauere Ergebnisse liefern.

¹³<https://www.cta-observatory.org/>

Literatur

- [1] Stefan Funk. Ground- and Space-Based Gamma-Ray Astronomy. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 65:245–277, October 2015.
- [2] Felix Aharonian. *Gamma Rays at Very High Energies*, pages 1–120. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2013.
- [3] D. Bose et al. Ground-based gamma-ray astronomy: history and development of techniques. *European Physical Journal Special Topics*, 231(1):3–26, January 2022.
- [4] J. A. Hinton and W. Hofmann. Teraelectronvolt Astronomy. *ARA&A*, 47(1):523–565, September 2009.
- [5] H.E.S.S. - the High Energy Stereoscopic System. <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>. Stand: 09.2022.
- [6] A. Brill. Variability signatures of a burst process in flaring gamma-ray blazars. *The Astrophysical Journal*, 936(2):147, sep 2022.
- [7] Aditi Agarwal et al. Optical flux and spectral characterization of the blazar PG 1553 + 113 based on the past 15 years of data. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 43(1):9, June 2022.
- [8] Felix Jankowsky and Stefan Wagner. PG 1553+113 detected in bright optical state with ATOM. *The Astronomer’s Telegram*, 12631:1, April 2019.
- [9] Mathieu de Naurois and H. E. S. S. Collaboration. H.E.S.S. detects high VHE gamma-ray flux in PG 1553+113. *The Astronomer’s Telegram*, 12641:1, April 2019.
- [10] O. Gueta. Variability Study of Extreme Blazars with VERITAS. In *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*, volume 36 of *International Cosmic Ray Conference*, page 689, July 2019.
- [11] A. Abramowski et al. The 2012 Flare of PG 1553+113 Seen with H.E.S.S. and Fermi-LAT. *ApJ*, 802(1):65, March 2015.
- [12] Ulf Martin Menzler. *The cascade emission of blazars*. doctoralthesis, Ruhr-Universität Bochum, Universitätsbibliothek, 2016.
- [13] James H. Matthews, Anthony R. Bell, and Katherine M. Blundell. Particle acceleration in astrophysical jets. *New Astronomy Reviews*, 89:101543, sep 2020.
- [14] Gustavo E. Romero et al. Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei and Microquasars. *Space Sci. Rev.*, 207(1-4):5–61, July 2017.
- [15] J. H. Beall. A Review of Astrophysical Jets. In *XI Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources Workshop (MULTIF15)*, page 58, January 2015.
- [16] G. Ghisellini et al. A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 301(2):451–468, dec 1998.

- [17] M. Błażejowski et al. Comptonization of infrared radiation from hot dust by relativistic jets in quasars. *The Astrophysical Journal*, 545(1):107–116, dec 2000.
- [18] Talvikki Hovatta and Elina Lindfors. Relativistic jets of blazars, 2020.
- [19] R. F. Green, M. Schmidt, and J. Liebert. The Palomar-Green Catalog of Ultraviolet-Excess Stellar Objects. *ApJS*, 61:305, June 1986.
- [20] Aharonian, F. et al. HESS observations and VLT spectroscopy of PG 1553+113. *A&A*, 477(2):481–489, 2008.
- [21] J. Albert et al. Detection of Very High Energy Radiation from the BL Lacertae Object PG 1553+113 with the MAGIC Telescope. *The Astrophysical Journal*, 654(2):L119, dec 2006.
- [22] A. A. Abdo et al. Fermi Observations of the Very Hard Gamma-ray Blazar PG 1553+113. *ApJ*, 708(2):1310–1320, January 2010.
- [23] Eli Dwek and Frank Krennrich. The extragalactic background light and the gamma-ray opacity of the universe. *Astroparticle Physics*, 43:112–133, March 2013.
- [24] J. Dorigo Jones et al. Improving blazar redshift constraints with the edge of the Ly α forest: 1ES 1553+113 and implications for observations of the WHIM. *MNRAS*, 509(3):4330–4343, January 2022.
- [25] Michael G. Hauser and Eli Dwek. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications. *ARA&A*, 39:249–307, January 2001.
- [26] Alexander J. Macleod, Adam Noble, and Dino A. Jaroszynski. Cherenkov radiation from the quantum vacuum. *Physical Review Letters*, 122(16), apr 2019.
- [27] K. K. Singh. Gamma-ray astronomy with the imaging atmospheric Cherenkov telescopes in India. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 43(1):3, June 2022.
- [28] Frank Krennrich. Gamma ray astronomy with atmospheric cherenkov telescopes: the future. *New Journal of Physics*, 11(11):115008, nov 2009.
- [29] W. B. Atwood et al. THE LARGE AREA TELESCOPE ON THE *FERMI GAMMA-RAY SPACE TELESCOPE* MISSION. *The Astrophysical Journal*, 697(2):1071–1102, may 2009.
- [30] C. Deil et al. Gammapy - A prototype for the CTA science tools. In *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017)*, volume 301 of *International Cosmic Ray Conference*, page 766, January 2017.
- [31] Berge, D., Funk, S., and Hinton, J. Background modelling in very-high-energy ronomy. *A&A*, 466(3):1219–1229, 2007.
- [32] T. P. Li and Y. Q. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *ApJ*, 272:317–324, September 1983.
- [33] S. S. Wilks. The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses. *The Annals of Mathematical Statistics*, 9(1):60 – 62, 1938.

- [34] G. Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford science publications. Clarendon Press, 1998.
- [35] A. Domínguez et al. Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions. *MNRAS*, 410(4):2556–2578, February 2011.
- [36] Massaro, E. et al. Log-parabolic spectra and particle acceleration in blazars - iii. ssc emission in the tev band from mkn 501. *A&A*, 448(3):861–871, 2006.
- [37] Jeffrey D. Scargle. Studies in Astronomical Time Series Analysis. V. Bayesian Blocks, a New Method to Analyze Structure in Photon Counting Data. *ApJ*, 504(1):405–418, September 1998.
- [38] Y. H. Zhang et al. Rapid x-ray variability of the bl lacertae object pks 2155–304. *The Astrophysical Journal*, 527(2):719, dec 1999.
- [39] S. Vaughan, R. Edelson, R. S. Warwick, and P. Uttley. On characterizing the variability properties of X-ray light curves from active galaxies. *MNRAS*, 345(4):1271–1284, November 2003.
- [40] Krishna K. Singh and Peter J. Meintjes. Characterization of variability in blazar light curves. *Astronomische Nachrichten*, 341(713):713–725, July 2020.
- [41] J. L. Racusin et al. A correlation between the intrinsic brightness and average decay rate of gamma-ray burst x-ray afterglow light curves. *The Astrophysical Journal*, 826(1):45, jul 2016.

A Anhang

Counts	E_{ref} [TeV]	E_{min} [TeV]	E_{max} [TeV]
139	0.287	0.261	0.316
187	0.348	0.316	0.383
132	0.422	0.383	0.464
77	0.511	0.464	0.562
34	0.619	0.562	0.681
25	0.75	0.681	0.825
38	1.155	0.825	1.616

Tabelle 2: Counts und Energiebins der 2019er Daten

In der ersten Spalte sind die Photon Counts pro Energie Bin aufgezählt. Die Energiebins sind durch die Spalten drei und vier charakterisiert. E_{ref} gibt den Wert an, an dem der Flusspunkt in der Abbildung zugeordnet ist, er ist gegeben durch $E_{\text{ref}} = \sqrt{E_{\text{min}} E_{\text{max}}}$.

E_{min} [TeV]	E_{max} [TeV]	$\sqrt{\text{TS}}_{\text{PWL}}$	$\sqrt{\text{TS}}_{\text{PWL*EBL}}$	$\sqrt{\text{TS}}_{\text{LP}}$	$\sqrt{\text{TS}}_{\text{LP*EBL}}$
0.261	0.316	17.294	17.285	17.294	17.294
0.316	0.383	18.216	18.156	18.217	18.216
0.383	0.464	13.666	13.669	13.668	13.666
0.464	0.562	8.790	8.849	8.786	8.790
0.562	0.681	3.099	3.103	3.099	3.099
0.681	0.825	2.760	2.764	2.758	2.760
0.825	1.616	2.144	2.250	2.138	2.144

Tabelle 3: $\sqrt{\text{TS}}$ Werte für alle Fits der 2019er Daten

Die ersten beiden Spalten sind die Energiebins aus Tabelle 2. In den darauf folgenden Spalten sind die Signifikanzen $\sqrt{\text{TS}}$ für die Fits PWL, PWL*EBL, LP und LP*EBL aufgelistet, wobei die letzte Zeile die vier Flusspunkte mit $\sqrt{\text{TS}} < 2$ bildet.

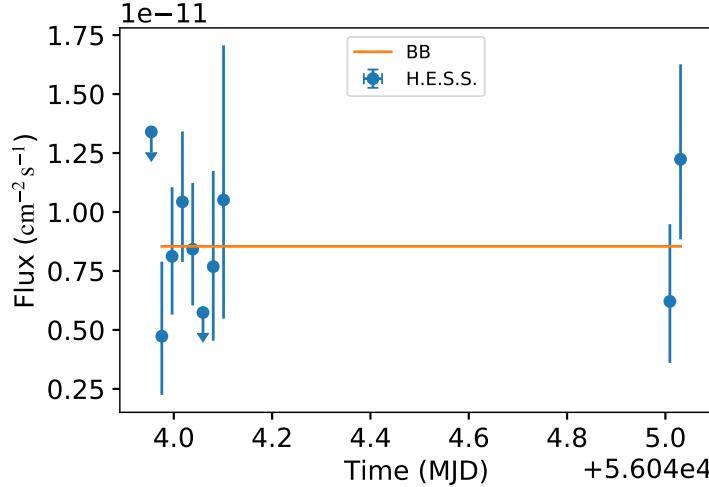


Abbildung 20: Run-by-Run Lichtkurve des 2012er Flares mit BB

t_{\min} [MJD]	t_{\max} [MJD]	F [$10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	σ_F [$10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	$\sqrt{\text{TS}}$
58581.02	58581.04	2.29	0.62	5.768
58581.04	58581.06	2.12	0.51	6.639
58581.06	58581.08	2.34	0.45	8.865
58581.08	58581.10	1.84	0.40	7.250
58581.10	58581.12	2.72	0.56	7.849
58581.12	58581.14	2.30	0.66	5.125
58582.02	58582.04	2.44	0.63	6.015
58582.04	58582.06	2.13	0.51	6.532
58582.06	58582.08	0.94	0.32	4.470
58582.08	58582.10	1.25	0.33	5.890
58583.04	58583.06	1.66	0.47	5.693
58583.06	58583.08	1.91	0.48	6.711
58583.08	58583.10	1.46	0.44	5.108
58585.03	58585.05	2.10	0.44	7.560
58585.05	58585.07	1.05	0.32	4.923
58585.07	58585.09	1.13	0.33	5.065
58588.08	58588.10	3.04	0.58	8.669
58588.10	58588.12	1.16	0.47	3.383
58588.12	58588.14	0.77	0.64	1.486
58589.11	58589.13	3.25	1.13	4.355
58589.13	58589.15	1.93	1.04	2.525
58590.12	58590.14	1.44	0.79	2.422
58590.14	58590.16	5.37	2.38	3.170
58602.94	58602.96	-0.16	0.37	-0.393
58603.96	58603.98	0.77	0.43	2.398
58604.97	58604.98	0.77	0.37	2.668
58605.98	58606.00	1.19	0.33	6.069
58606.00	58606.02	1.49	0.36	6.488
58607.00	58607.02	1.22	0.34	5.602
58613.94	58613.96	0.50	0.29	2.195
58613.96	58613.98	0.92	0.30	4.649
58671.86	58671.88	1.47	0.65	3.069
58672.91	58672.93	0.85	1.73	0.554

Tabelle 4: Werte für Run-by-Run Lichtkurve Abb. 14

Die ersten beiden Spalten definieren die intrinsischen Zeitbins. Die dritte Spalte gibt den Fluss F an und die vierte Spalte den dazugehörigen Fehler σ_F . In der letzten Spalte sind Signifikanzen $\sqrt{\text{TS}}$ zu sehen.

t_{\min} [MJD]	t_{\max} [MJD]	F [$10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
58581.03	58582.06	2.27
58582.06	58671.87	1.64

Tabelle 5: Bins und Flusswerte zum BB der Run-by-Run Lichtkurve Abb. 14

t_{\min} [MJD]	t_{\max} [MJD]	F [$10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	σ_F [$10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	$\sqrt{\text{TS}}$
58580.5	58581.5	2.24	0.21	17.163
58581.5	58582.5	1.53	0.21	11.222
58582.5	58583.5	1.68	0.27	10.151
58584.5	58585.5	1.40	0.21	10.115
58587.5	58588.5	2.02	0.34	8.946
58588.5	58589.5	2.66	0.78	4.961
58589.5	58590.5	2.22	0.85	3.567
58602.5	58603.5	-0.16	0.37	-0.393
58603.5	58604.5	0.77	0.43	2.398
58604.5	58605.5	0.77	0.37	2.668
58605.5	58606.5	1.34	0.25	8.864
58606.5	58607.5	1.22	0.34	5.602
58613.5	58614.5	0.75	0.21	5.049
58671.5	58672.5	1.47	0.65	3.069
58672.5	58673.5	0.85	1.73	0.554

Tabelle 6: Werte für nächtliche Lichtkurve Abb. 16

Die ersten beiden Spalten definieren die Zeitbins. Die dritte Spalte gibt den Fluss F an und die vierte Spalte den dazugehörigen Fehler σ_F . In der letzten Spalte sind Signifikanzen $\sqrt{\text{TS}}$ zu sehen.

t_{\min} [MJD]	t_{\max} [MJD]	F [$10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
58581.0	58597.0	1.96
58597.0	58672.0	1.05

Tabelle 7: Bins und Flusswerte zum BB der nächtlichen Lichtkurve Abb. 16

t_{\min} [MJD]	t_{\max} [MJD]	F [$10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
58579.5	58620.0	0.94
58620.0	58672.5	0.61

Tabelle 8: Bins und Flusswerte zum BB der *Fermi*-Lichtkurve Abb. 17

	PWL	PWL*EBL	LP
C-Statistik	33.81	33.17	28.66
d.o.f.	5	5	4
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	1.58	1.54	1.44
p	0.16	0.17	0.22

Tabelle 9: Statistikwerte für alle Fits des 2012er Flares

In den Spalten sind die jeweiligen Fit Modelle aufgetragen. Die erste Zeile gibt den C-Statistik Wert gemäß Gleichung (3) wieder. In der zweiten Zeile sind die Freiheitsgrade d.o.f. aufgezählt.

Darunter sind die über die d.o.f. normierten χ^2 zu sehen und schließlich die dazugehörigen p -Werte.

Danksagung

Zuallererst möchte ich mich bei Dr. Manuel Meyer bedanken, dass er mir dieses hochinteressante Thema als Bachelorarbeit in seiner Forschungsgruppe zur Verfügung gestellt hat. Weiterhin möchte ich mich bei ihm dafür bedanken, dass er trotz seines sehr vollen Kalenders immer wieder Zeit gefunden hat, mir bei Schwierigkeiten zu helfen und all meine Fragen, so kleinlich sie auch waren, geduldig zu beantworten. Ebenso möchte ich Prof. Dr. Dieter Horns danken, dass er sich bereit erklärt, als Zweitgutachter dieser Arbeit zu fungieren. Ein besonderer Dank gilt außerdem Rahul Cecil, der mir zum einen die H.E.S.S. Daten vorbereitet hat und zum anderen mir bei jeglichen Gammapy Angelegenheiten mit Rat und Tat zur Seite stand. Bei Sara Porras möchte ich mich für die Tipps bei der Verfassung dieser Arbeit bedanken. Des Weiteren bedanke ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe für das nette und freundliche Arbeitsklima. Zu guter Letzt möchte ich meiner Familie und meinen Freunden danken, die mich in dieser Zeit sowie vorher stets unterstützt haben.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere an Eides statt, dass ich die vorstehende Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe angefertigt und mich anderer als der im beigefügten Verzeichnis angegebenen Hilfsmittel nicht bedient habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen übernommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Alle Internetquellen sind der Arbeit beigefügt. Des Weiteren versichere ich, dass ich die Arbeit vorher nicht in einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht habe und dass die eingereichte schriftliche Fassung der auf dem elektronischen Speichermedium entspricht. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, 08.12.2022



Unterschrift