

Untersuchung von Dunkler-Materie-Annihilation im Galaktischen Zentrum

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von
Tobias Wilferth
am 26.02.2015

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



1. Gutachter: Prof. Dr. Christopher van Eldik
2. Gutachter: Prof. Dr. Uli Katz

Kurzfassung

Es ergibt sich aus verschiedenen astronomischen und kosmologischen Beobachtungen, dass Dunkle Materie den Großteil der Materie des Universums bildet und entscheidend für dessen Struktur und Dynamik ist. Vielversprechende teilchenphysikalische Kandidaten für Dunkle Materie stellen schwach wechselwirkende, massive Teilchen dar, sogenannte WIMPs (weakly interacting massive particles).

In dieser Arbeit wurden Beobachtungen des Galaktischen Zentrums mit Hilfe des Cherenkov-Teleskops H.E.S.S. verwendet, um nach γ -Strahlungssignalen aus Annihilationsprozessen der Dunklen Materie zu suchen.

Da diese kein signifikantes Signal lieferten, wurden die Ergebnisse zur Bestimmung oberer Grenzen (UL, upper limits) auf den Annihilationswirkungsquerschnitt genutzt. Hierfür wurden verschiedene Modelle für die Annihilationsprodukte sowie verschiedene Profile für die Dichteverteilung der Dunklen Materie verwendet.

Die erhaltenen Werte liegen im Bereich von $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-23} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$ bis $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-25} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$, gültig für Massen der WIMPs von 0.4 TeV bis 10.0 TeV.

Weiterhin wurden die Resultate dieser Arbeit anschließend mit denen von [Abramowski et al. \(2011\)](#) verglichen.

Abstract

Many astronomical and cosmological observations show that dark matter forms the bulk of the matter in our universe and dominates the formation of its structures and dynamics. The most popular class of dark matter are weakly interacting massive particles (WIMPs), which arise from various models of particle physics.

In this thesis, observations of the Galactic Center made by the H.E.S.S. cherenkov telescope are used to search for γ -ray signals resulting from dark matter annihilation processes.

As none of the searches yielded a significant signal, the results were used to determine upper limits on the dark matter annihilation cross-section. Therefore different models for the annihilation products as well as different dark matter density profiles were appropriated. For the considered dark matter masses within the range 0.4 TeV – 10.0 TeV, the received upper limits range from $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-23} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$ to $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-25} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$.

Furthermore the results of this thesis were compared to those of [Abramowski et al. \(2011\)](#).

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	7
2 Überblick über Dunkle Materie	9
2.1 Hinweise auf die Existenz Dunkler Materie	9
2.1.1 Geschwindigkeitsdispersion von Galaxien	9
2.1.2 Rotationskurven von Galaxien	10
2.1.3 Beobachtungen von Gravitationslinsen	11
2.1.4 Kollidierende Galaxienhaufen	13
2.1.5 Standardmodell der Kosmologie	13
2.2 Kandidaten für Dunkle Materie	17
2.2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	17
2.2.2 Supersymmetrie	19
2.2.3 Universelle Extra Dimensionen	20
3 Indirekte Suche nach Dunkler Materie mit Hilfe von γ-Strahlung	23
3.1 Bodengebundene Detektion von γ -Strahlung	23
3.2 γ -Strahlungsfluss aus der Annihilation Dunkler Materie	27
3.2.1 Abhängigkeit vom teilchenphysikalischen Modell	27
3.2.2 Abhängigkeit vom astrophysikalischen Modell	28
3.3 Dichteveilchen der Dunklen Materie im Galaktischen Zentrum	30
4 Analyse von Beobachtungen des Galaktischen Zentrums mit H.E.S.S.	33
4.1 Zur Analyse der Daten verwendeten Annihilationsspektren	33
4.2 Methode zur Bestimmung des Untergrunds	36
4.3 Die Maximum-Likelihood-Methode	38
5 Suche nach Signal aus Dunkler-Materie-Annihilation im Galaktischen Zentrum	43
5.1 Beobachtungen des H.E.S.S.-Experiments	43
5.2 Ergebnisse	46
5.2.1 Resultate aus dem Maximum-Likelihood-Fit	46
5.2.2 Bestimmung von 95% C.L. oberen Grenzen auf $\langle\sigma v\rangle$	46
5.2.3 Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit Ergebnissen der H.E.S.S.-Kollaboration	50
5.2.4 Bestimmung von mittleren oberen Grenzen	51
6 Zusammenfassung und Ausblick	53

A Parameter für die verwendeten Annihilationsspektren	55
B Plots zu den erhaltenen Resultaten	57
B.1 Ergebnisse für den Annihilationswirkungsquerschnitt aus den Fits	57
B.2 Ergebnisse für die oberen Grenzen (95% C.L.)	60
B.3 Ergebnisse für die mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus simulierten Daten	63
C Abbildungsverzeichnis	67
D Tabellenverzeichnis	69
E Literaturverzeichnis	71
F Danksagung	75
G Selbstständigkeitserklärung	77

1 Einleitung

Eine der erstaunlichsten Entdeckungen des 20. Jahrhunderts für das Verständnis unseres Universums war, dass die uns bekannte baryonische Materie aus Protonen und Neutronen nur einen Bruchteil der Materie des Universums bildet. Der Großteil hingegen wird durch sogenannte Dunkle Materie (DM) gebildet, welche nur sehr schwach wechselwirkt. Hinweise zur Existenz dieser ergeben sich einerseits aus kosmologischen Beobachtungen, wie beispielsweise der Kosmischen Hintergrundstrahlung, andererseits aber auch aus Beobachtungen wesentlich kleinerer Größenordnung, wie zum Beispiel den Rotationskurven von Galaxien. Trotz dieser Hinweise ist die genaue Natur Dunkler Materie noch immer unbekannt und eines der wichtigsten Forschungsgebiete der Astroteilchenphysik und Kosmologie, da Informationen über Dunkle Materie entscheidend für das Verständnis des Universums sind.

Aus diesem Grund existieren zahlreiche Experimente für die Suche nach Dunkler Materie. Diese beinhalten sowohl die direkte Suche nach Signalen aus Kollisionen Dunkler und gewöhnlicher Materie, als auch die indirekte Suche mittels Sekundärteilchen aus der Annihilation oder dem Zerfall Dunkler Materie. Diese Annihilationsprodukte beinhalten insbesondere γ -Strahlung, womit sich die vorliegende Arbeit beschäftigt.

Eines der erfolgreichsten Experimente zur Detektion hochenergetischer γ -Strahlung ist das H.E.S.S. („High-Energy-Stereoscopic-System“)-Experiment. Dieses beobachtete unter anderem bereits mehrere Regionen, in welchen große Mengen Dunkler Materie vorhergesagt werden und welche sich daher sehr gut für die Suche eignen. Insbesondere wurde das Galaktische Zentrum betrachtet, welches vermutlich die Region mit der höchsten Dichte Dunkler Materie in der Milchstraße darstellt.

Diese durch H.E.S.S. gewonnenen Daten des Galaktischen Zentrums wurden bereits in mehreren Arbeiten zur Suche nach Signalen aus Dunkler-Materie-Annihilation und zur Bestimmung von oberen Grenzen auf den Annihilationswirkungsquerschnitts verwendet ([Abramowski et al., 2011, 2013](#)). Die Ergebnisse von [Abramowski et al. \(2011\)](#) sind in Abb. 1.1 dargestellt. Diese stellen die zurzeit besten Werte für diesen hohen Energiebereich dar. Zusätzlich sind noch weitere Ergebnisse für Obergrenzen, welche mit Hilfe von H.E.S.S. aus der Beobachtung anderer Quellen erzielt wurden, sowie sich aus der Theorie ergebende, mögliche DM-Eigenschaften dargestellt. Man erkennt, dass die momentanen Limits diese noch nicht erreichen.

Ziel dieser Arbeit ist es, die eben vorgestellten Ergebnisse zu bestätigen, sowie durch weitere Modelle für die Annihilationsspektren und genauere Analysen weiterführende Aussagen treffen zu können.

In Kapitel 2 werden die dafür wichtigsten theoretischen Grundlagen erläutert. Abschnitt 2.1 liefert einen Überblick über verschiedene Beobachtungen und Modelle, welche auf die Existenz Dunkler Materie hinweisen, beziehungsweise aus welchen sich diese ergibt. In Abschnitt 2.2 werden anschließend kurz Kandidaten für Dunkle Materie und die zugrunde

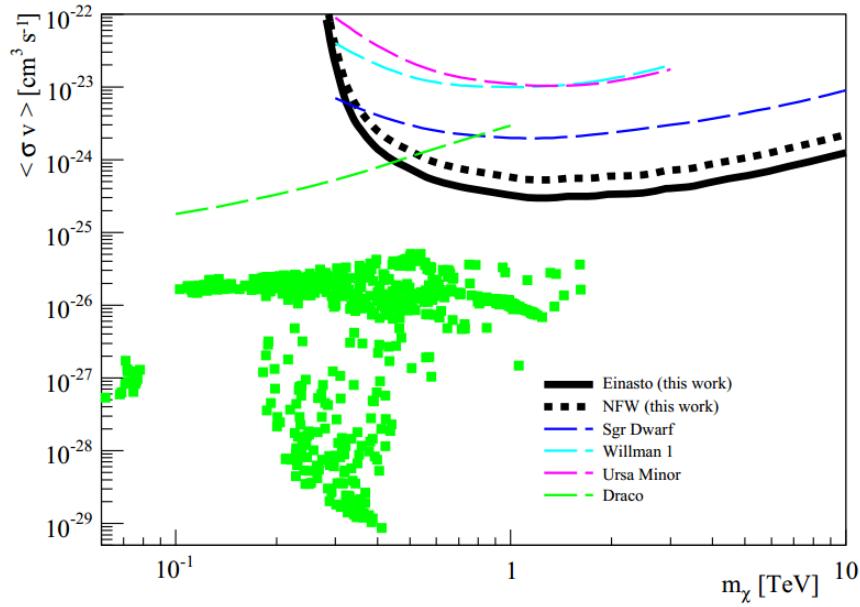


Abb. 1.1: Ergebnisse der H.E.S.S.-Kollaboration für obere Grenzen (95% C.L.) auf den Annihilationswirkungsquerschnitt unter der Annahme verschiedener Dunkler Materie-Dichteveilchen (Einasto, NFW) (Abramowski et al., 2011).

liegenden Modelle vorgestellt.

In Kapitel 3 wird auf die indirekte Suche nach Dunkler Materie mit Hilfe von γ -Strahlung eingegangen. Dabei wird in Abschnitt 3.1 allgemein die Detektion von γ -Strahlung mittels sogenannter Cherenkov Teleskope, und insbesondere H.E.S.S., erläutert, bevor in den Abschnitten 3.2 und 3.3 explizit auf γ -Strahlung aus Dunkler-Materie-Annihilation und deren Eigenschaften sowie die dafür verantwortlichen physikalischen Zusammenhänge eingegangen wird.

Daraufhin wird in Kapitel 4 die Methodik der vorliegenden Arbeit dargelegt. Dabei werden in Abschnitt 4.1 die zur Analyse verwendeten Annihilationsspektren vorgestellt und kurz erläutert, wie diese erhalten wurden. Abschnitt 4.2 beschäftigt sich mit der Bestimmung und Berücksichtigung des durch kosmische Strahlung verursachten Untergrunds. Schließlich wird in Abschnitt 4.3 die zur Bestimmung der oberen Grenzen verwendete Maximum-Likelihood-Methode vorgestellt.

In Kapitel 5 werden die erzielten Ergebnisse aus den Analysen ausführlich dargestellt. Dafür wird zu Beginn in Abschnitt 5.1 auf die aus Beobachtungen mit H.E.S.S. gewonnenen Daten eingegangen, auf welchen die vorliegende Arbeit basiert. Anschließend werden in Abschnitt 5.2 die erzielten Resultate vorgestellt und diskutiert.

Letztlich gibt Kapitel 6 eine Zusammenfassung der Ergebnisse sowie einen kurzen Ausblick mit der erwarteten Entwicklung der indirekten Suche nach Dunkler Materie in näherer Zukunft.

2 Überblick über Dunkle Materie

Zu Beginn soll in diesem Kapitel ein Überblick über Dunkle Materie gegeben werden. Dunkle Materie bezeichnet eine Art von Materie, welche nicht leuchtet und damit nicht direkt beobachtet werden kann. Hinweise auf ihre Existenz ergeben sich aus zahlreichen astrophysikalischen Beobachtungen, welche sich nicht mit den bisher im Standardmodell der Teilchenphysik bekannten Formen von Materie erklären lassen. Diese Beobachtungen werden zu Beginn des Kapitels aufgezeigt und erläutert. Anschließend wird näher auf das Λ CDM-Modell eingegangen, welches das kosmologische Standardmodell für die Entwicklung unseres Universums darstellt. Auch aus diesem ergibt sich automatisch die Notwendigkeit der Existenz Dunkler Materie, um Beobachtungen, beispielsweise der Kosmischen Hintergrundstrahlung, zufriedenstellend erklären zu können. Am Ende des Kapitels werden schließlich noch Kandidaten für Dunkle Materie vorgestellt, welche sich aus verschiedenen Erweiterungen des Standardmodells der Teilchenphysik ergeben.

Die Darstellung orientiert sich dabei vor allem an [Garrett & Dūda \(2011\)](#), [Bergström \(2000\)](#), [Bertone et al. \(2005\)](#), [Jahn \(2013\)](#), [Opitz \(2014\)](#) sowie den in den jeweiligen Kapiteln angegebenen Werken.

2.1 Hinweise auf die Existenz Dunkler Materie

2.1.1 Geschwindigkeitsdispersion von Galaxien

Einen Hinweis auf die Existenz Dunkler Materie liefert die Beobachtung von Geschwindigkeitsdispersionen in Galaxienhaufen. Setzt man gravitative Wechselwirkungen gemäß dem Newtonschen Gravitationsgesetz ($F \propto 1/r^2$) voraus, sowie unter der Annahme, dass sich das Cluster im thermodynamischen Gleichgewicht befindet und näherungsweise keine äußeren Kräfte wirken, so liefert das Virialtheorem die folgende Beziehung zwischen mittlerer potentieller Energie $\langle T \rangle$ und mittlerer kinetischer Energie $\langle U \rangle$:

$$\langle T \rangle = -\frac{1}{2}\langle U \rangle. \quad (2.1)$$

Hieraus kann ein Zusammenhang für die Masse M des Galaxienhaufens abgeleitet werden:

$$M = \frac{3\pi R\sigma_v^2}{2G}. \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet R den gravitativen Radius des Clusters, σ_v die eindimensionale Geschwindigkeitsdispersion und G die Gravitationskonstante. Die zur Bestimmung der Masse benötigte Geschwindigkeitsdispersion lässt sich aus Dopplerverschiebungen in den Spektren der Galaxien bestimmen. Die so erhaltenen Werte können nun mit denen, welche man mit Hilfe von Standard- M/L -Verhältnissen erwarten würde, verglichen werden. Unter

M/L -Verhältnissen versteht man dabei aus Beobachtungsdaten empirisch bestimmte Beziehungen zwischen der Leuchtkraft L und der Masse M eines Sterns. Man stellt fest, dass die durch M/L -Verhältnisse erhaltenen Werte wesentlich kleiner sind und damit die gravitative Masse im Galaxienhaufen größer ist, als die Masse der sichtbaren Materie.

Bereits in den 1930er Jahren machte der schweizer Astronom F. Zwicky (1933) solche Beobachtungen, indem er die Geschwindigkeitsdispersion im Komacluster bestimmte. Er stellte fest, dass die so ermittelte Masse einige hundert Mal größer als die Masse der sichtbaren Galaxien ist. Heutzutage ist zwar bekannt, dass ein Teil der fehlenden Masse durch nicht-leuchtendes, diffuses Gas gegeben ist, allerdings wird dadurch nur ein Bruchteil abgedeckt. Um die Beobachtungen wirklich zufriedenstellend zu beschreiben ist die Existenz von Dunkler Materie notwendig, welche den Großteil der Masse solcher Galaxien bildet (Gonzalez et al., 2013).

2.1.2 Rotationskurven von Galaxien

Einen anderen Hinweis auf die Existenz Dunkler Materie liefert die Beobachtung von Rotationskurven von Galaxien. Unter einer Rotationskurve versteht man den Zusammenhang zwischen der Rotationsgeschwindigkeit und dem Abstand vom Zentrum der Galaxie. Dieser kann wiederum mit Hilfe der Analyse von Spektrallinien und der Dopplerverschiebung ausgewählter Galaxien bestimmt werden.

Gemäß der Newtonschen Dynamik erhält man durch Gleichsetzen der Zentripetalkraft und der Gravitationskraft

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad (2.3)$$

wobei $v(r)$ die Rotationsgeschwindigkeit im Abstand r , G die Gravitationskonstante und $M(r)$ die gesamte Masse innerhalb des Radius r bezeichnet. Letztere erhält man wie gewöhnlich aus $M(r) = 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$ mit der Massendichte $\rho(r)$.

Gemäß Gleichung (2.3) erwartet man damit jenseits der sichtbaren Materie, deren Dichte einen exponentiellen Abfall aufweist, für die Rotationsgeschwindigkeit $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$, wie es beispielsweise auch bei den Planetenbahnen in unserem Sonnensystem der Fall ist, da praktisch die gesamte Masse in der Sonne liegt. Entgegen dieser Erwartungen beobachtet man allerdings bei vielen Galaxien, dass $v(r)$ mit steigendem r weit über die sichtbare Materie hinaus etwa konstant bleibt. Dies setzt aber voraus, dass die Masse linear mit dem Radius anwächst, $M(r) \propto r$, und die Massendichte entsprechend quadratisch mit dem Radius abfällt, $\rho(r) \propto \frac{1}{r^2}$. Die sich daraus zusätzlich ergebende Masse muss also durch nichtleuchtende Materie erklärt werden. In Abb. 2.1 ist ein typisches Beispiel für die Rotationskurve einer Galaxie zu sehen.

Erste Ergebnisse in diese Richtung wurden durch Vera Rubin (Rubin, 1983; Rubin & Ford, 1970) in den 1970er Jahren beobachtet, indem sie die Rotationskurven von 60 verschiedenen Galaxien analysierte und ebenfalls die oben beschriebenen Resultate erhielt. Auch heute ist die Analyse von Rotationskurven noch von Bedeutung, da mit deren Hilfe Rückschlüsse auf die Dichteverteilungen der Dunklen Materie (siehe Kapitel 3.3) möglich sind. Dabei

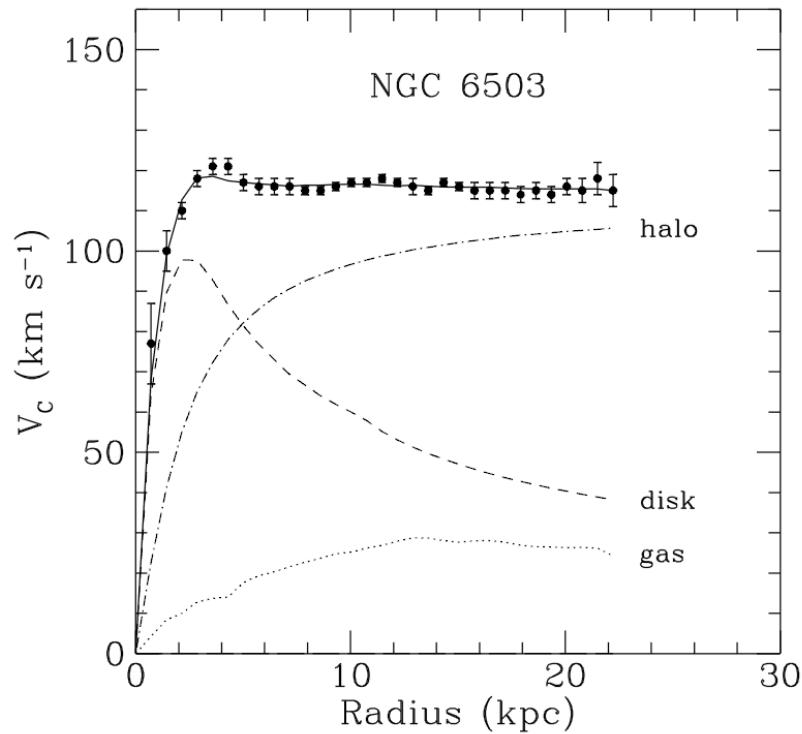


Abb. 2.1: Rotationskurve der Galaxie NGC6503 (Begeman et al., 1991): Aufgetragen sind die Messdaten, die daran gefittete Rotationskurve sowie der Beitrag der einzelnen Bestandteile, wobei „halo“ den Beitrag der Dunklen Materie, „disk“ den Beitrag der sichtbaren Materie und „gas“ den Beitrag von nicht leuchtendem Gas bezeichnet.

sind vor allem innere Regionen nahe dem Zentrum der Galaxien entscheidend, da in diesem Bereich Simulationen keine wirklich zufriedenstellenden Aussagen erlauben.

2.1.3 Beobachtungen von Gravitationslinsen

Auch mit Hilfe des sogenannten Gravitationslinseneffekts findet man Hinweise auf die Existenz Dunkler Materie. Dieser ergibt sich aus Einsteins Relativitätstheorie, welche postuliert, dass das Universum aus einer flexiblen Struktur aus Raumzeit besteht und besagt, dass auch Licht als Folge der Gravitation schwerer Massen abgelenkt wird. Schwere Objekte stellen daher eine Art Linse dar. Meist werden hierfür nahe, sehr massive Objekte, wie beispielsweise Galaxienhaufen, betrachtet, hinter denen sich ein helles Objekt befindet.

Unter der Annahme einer dünnen Linse, was in diesem Fall relativen Geschwindigkeiten von Linse, Quelle und Beobachter viel kleiner als der Lichtgeschwindigkeit $v \ll c$ und einem kleinen Newtonschen Potential $|\Phi| \ll c^2$ entspricht und in allen interessierenden astronomi-

schen Fällen angenommen werden kann, sowie eines radialsymmetrischen Problems ergibt sich für den Ablenkungswinkel (vgl. Abb. 2.2)

$$\tilde{\alpha}(\xi) = \frac{4GM(\xi)}{c^2\xi}, \quad (2.4)$$

wobei $M(\xi)$ die Masse innerhalb des Radius ξ bezeichnet.

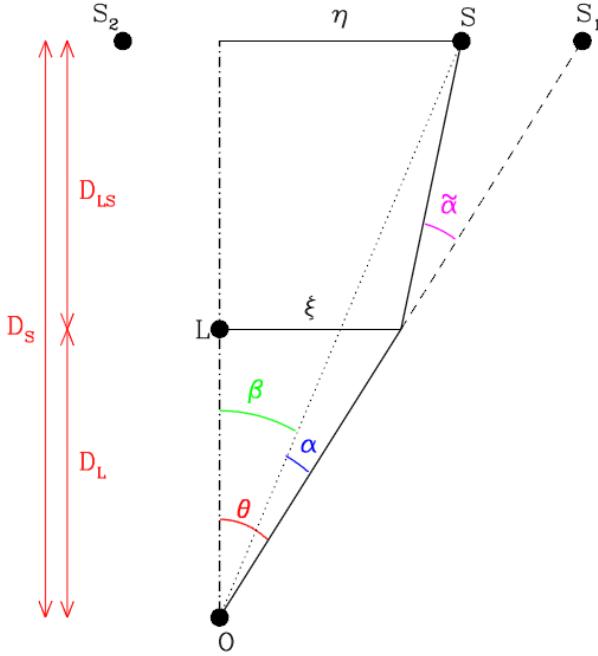


Abb. 2.2: Skizze zur Definition verschiedener Größen beim Gravitationslinseneffekt (Wambsganss, 1998).

Dabei bezeichnet O den Beobachter, L das Objekt, welches als Linse fungiert, und S die Quelle.

Die Abbildung durch Gravitationslinsen ist gekennzeichnet durch starken Astigmatismus und sich daraus ergebenden Verzerrungen und Mehrfachbildern. Im speziellen Fall, dass die Quelle exakt hinter der Linse liegt ($\beta = 0$) und die Linse bezüglich des Beobachters eine achsensymmetrische Massenverteilung aufweist, entsteht entsprechend der Symmetrie ein ringförmiges Bild der Quelle, welches als sogenannter Einsteinring bezeichnet wird. Für den Radius (in Radian) dieses Rings, dem Einsteinradius, ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\Theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_L D_S}}. \quad (2.5)$$

Dabei ist zu beachten, dass für kosmologische Distanzen im Allgemeinen der Zusammenhang $D_{LS} = D_S - D_L$ nicht gilt.

Solche Einsteinringe sind auch tatsächlich beobachtbar, allerdings ist die Wahrscheinlichkeit zwei genau passend angeordnete Objekte zu finden sehr gering und meist sind nur Teile eines Einsteinrings oder verzerrte Bilder einer Galaxie, welche als ringförmiger Bogen erscheint, zu sehen. Aber auch dabei kann mit Hilfe obiger Beziehung auf die Masse geschlossen werden, indem der Krümmungsradius als Einsteinradius interpretiert wird ([Wambsganss, 1998](#)).

Wiederum konnte man feststellen, dass die sich hieraus ergebenden Massen wesentlich größer sind, als aufgrund der Leuchtkraft und den Standard- M/L -Verhältnissen erwartet worden wäre. Dies zeigt, dass Galaxienhaufen von Dunkler Materie dominiert werden müssen. Weiterhin stimmen die so erhaltenen Ergebnisse teilweise gut mit denen aus anderen Methoden überein ([Allen, 1998](#)).

Auch der Gravitationslinseneffekt spielt heutzutage eine wichtige Rolle bei der Bestimmung der Dichteveverteilungen der Dunklen Materie und bei der Erstellung von DM-Karten.

2.1.4 Kollidierende Galaxienhaufen

Einen der überzeugendsten Hinweise auf Dunkle Materie, welcher nicht aus kosmologischen Modellen stammt, liefert die Kollision von einzelnen Galaxienhaufen, da sich dabei eine eindeutige räumliche Trennung zwischen beobachtbarer und Dunkler Materie zeigt. Während der Kollision und dem damit verbundenen Vermischen der Galaxienhaufen verhalten sich einzelne Galaxien wie nicht kollidierende Teilchen, da die typischen Distanzen zwischen den Galaxien sehr groß sind. Der Großteil der baryonischen Masse eines Galaxienhaufens wird allerdings durch intergalaktische Plasmawolken gebildet. Diese lösen sich durch die Kollisionen vom jeweiligen Galaxienhaufen und beginnen aufgrund des durch die Kollisionen entstandenen Schocks und der sich daraus ergebenden Erwärmung Röntgenstrahlung zu emittieren. Eines der ersten Systeme, bei welcher die Trennung der beiden Bestandteile festgestellt werden konnte, war das Bullet-Cluster 1E 0657-558, welches von [Clowe et al. \(2006\)](#) untersucht wurde. Mit Hilfe des oben beschriebenen Gravitationslinseneffektes wurde für beide Galaxienhaufen die Massenverteilung bestimmt und mit der Verteilung der sichtbaren Masse, welche sich aus Messungen der Röntgenstrahlung ergab, verglichen. Es zeigte sich, dass die Position der Röntgenstrahlungsemision, und damit des Großteils der baryonischen Masse im Haufen, nicht mit der durch den Gravitationslinseneffekt bestimmten Position der größten Massenkonzentration übereinstimmt (vgl. Abb. 2.2). Dies kann durch Dunkle Materie, welche nur sehr schwach wechselwirkt und somit fast keine Kollisionen erfahren hat, erklärt werden. Ein weiteres Beispiel für kollidierende Galaxienhaufen ist das System MACS J0025.41222 ([Bradač et al., 2008](#)), welches ähnliches Verhalten zeigt.

2.1.5 Standardmodell der Kosmologie

Neben den vorgestellten astrophysikalischen Hinweisen auf Dunkle Materie ergibt sich die Notwendigkeit deren Existenz auch aus kosmologischen Modellen. Gemäß der Urknalltheorie, welche das am weitesten akzeptierte Modell für die Entwicklung des Universums darstellt, begann das Universum sich vor etwa 13.8 Milliarden Jahren ([Hinshaw et al., 2013](#)) ausgehend von einem sehr heißen, dichten Zustand im thermodynamischen Gleichgewicht auszudehnen, wodurch es sich abkühlte und die Bildung von Strukturen möglich wurde. Gefestigt durch

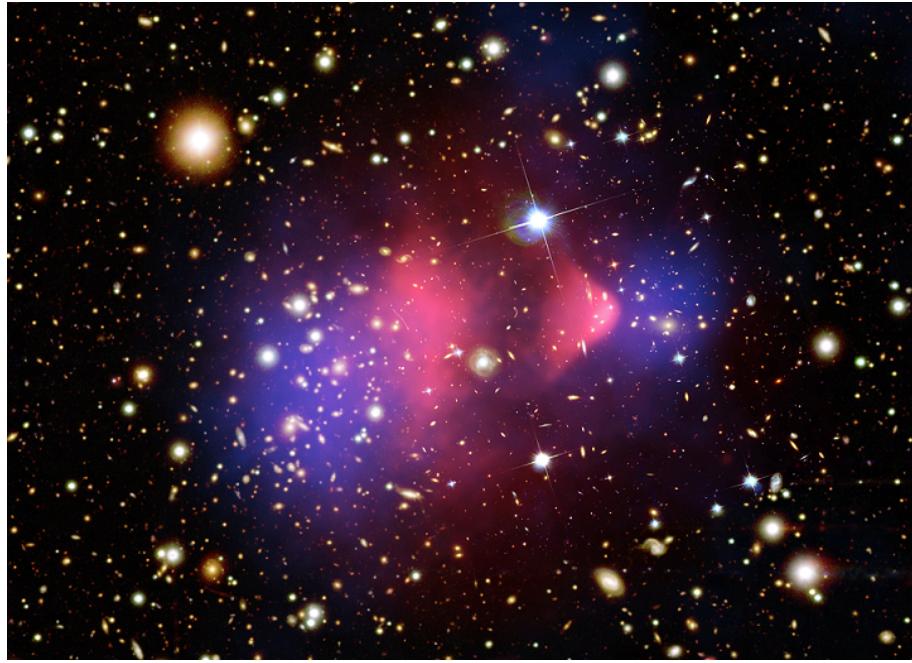


Abb. 2.3: Aufnahme des Bullet-Clusters: Man erkennt deutlich die Trennung zwischen intergalaktischen Plasmawolken (pink gefärbt) und der durch den Gravitationslinseneffekt bestimmten Massenverteilung (blau gefärbt).

Quelle: chandra.harvard.org – NASA Release 06-297

präzisere Beobachtungen, wie die Homogenität und Isotropie des Universums auf großen Skalen, die Rotverschiebung entfernter Galaxien und die Kosmische Hintergrundstrahlung entwickelte sich das Λ CDM-Modell, welches auf der Urknalltheorie basiert.

Das Λ CDM-Modell besagt, dass das Universum aus drei Bestandteilen aufgebaut ist:

- baryonischer Materie, welche hauptsächlich aus Protonen, Neutronen und Elektronen besteht
- Dunkler Materie, welche hauptsächlich als „Cold Dark Matter“ (CDM) vorliegt
- und Dunkler Energie, welche die Eigenschaften einer kosmologischen Konstante Λ mit einer Zustandsgleichung, die der einer Vakuumenergiedichte entspricht, aufweist.

Die Λ CDM-Theorie basiert auf der Allgemeinen Relativitätstheorie und der Annahme einer im Mittel homogenen und isotropen Raumzeit, was durch Beobachtungen bestätigt wurde. Die für diese Bedingungen allgemeinste Metrik der Raumzeit ist durch die sogenannte Friedmann-Robertson-Walker Metrik gegeben:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right], \quad (2.6)$$

wobei (r, θ, ϕ) die mitbewegten sphärischen Koordinaten, $a(t)$ der Skalenfaktor, welcher die Größe des Universums in Abhängigkeit der Zeit beschreibt, und k eine Konstante, welche

die räumlich Krümmung angibt, sind. k kann dabei die Werte $k = \{-1, 0, 1\}$ annehmen, je nachdem ob ein offenes, flaches (euklidisches) oder geschlossenes Universum vorliegt. Die zeitliche Entwicklung des Skalenfaktors wird durch die sogenannte Friedmann-Gleichung beschrieben:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2}\rho - \frac{kc^2}{R_0^2 a^2}. \quad (2.7)$$

Dabei ist ρ die gesamte Energiedichte, R_0 der aktuelle Krümmungsradius und H der sogenannte Hubbleparameter, welcher die Änderungsrate des Skalenfaktors beschreibt. Der aktuelle Wert des Hubbleparameters wird Hubblekonstante H_0 genannt und beträgt $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ mit $h = 0.738 \pm 0.024$ (bestimmt mit Hilfe des Hubble Space Telescopes, (Olive & Particle Data Group, 2014)).

Gemäß der angegebenen Friedmann-Gleichung (2.7) werden die räumliche Struktur und Dynamik des Universums also direkt durch dessen Energie- bzw. Materieinhalt beeinflusst. Entspricht die gesamte Energiedichte des Universums der kritischen Dichte

$$\rho_c \equiv \frac{3c^2 H_0^2}{8\pi G}, \quad (2.8)$$

so besitzt dieses eine räumlich flache Metrik. Gewöhnlicherweise wird die Energiedichte des Universums sowie dessen Bestandteile in Einheiten der kritischen Dichte angegeben:

$$\Omega_i(t) = \frac{\rho_i(t)}{\rho_c}. \quad (2.9)$$

Damit ist $\Omega = 1$ äquivalent zur Existenz eines flachen Universums, was mit sehr hoher Genauigkeit zutrifft und meist als exakt angenommen wird (Olive & Particle Data Group, 2014). Die Expansion des Universums ist gleichbedeutend mit der Zunahme des Skalenfaktors $a(t)$ seit dem Urknall, was durch die Beobachtung von kosmologischen Rotverschiebungen, beispielsweise aus Supernovaexplosionen, bestätigt werden konnte.

Kosmische Hintergrundstrahlung

Einen sehr starken Hinweis auf die Existenz Dunkler Materie liefern Beobachtungen der Kosmischen Hintergrundstrahlung (CBM, Cosmic Wave Background), insbesondere deren Fluktuationen. Während der Rekombination, also dem Zeitraum, in welchem die geladenen Kerne aus Protonen zusammen mit Elektronen neutrale Wasserstoff- und Heliumatome bildeten, wurde das Universum plötzlich durchlässig für Photonen und diese entkoppelten vom thermodynamischen Gleichgewicht mit Protonen und Elektronen. Die resultierende Strahlung nennt man Kosmische Hintergrundstrahlung. Sie weist ein nahezu perfektes Schwarzkörperspektrum mit einer Temperatur von $T = 2.725 \text{ K}$ und Temperaturfluktuationen in der Größenordnung 10^{-5} K auf. Diese Anisotropien entstanden vor allem durch akustische Oszillationen während der Rekombination und daraus resultierenden Dichteschwankungen der Materie. Gebiete mit leicht erhöhter Dichte zogen sich aufgrund der Gravitation an und komprimierten so das Gemisch aus Photonen und Plasma, bestehend aus Protonen, leichten Kernen und Elektronen. Ab einem bestimmten Druck kehrte sich diese Kompression in eine Expansion um, wodurch die CMB Dichteschwankungen aufge-

prägt wurden. Nachdem die Photonen entkoppelten, wurden die Oszillationen festgehalten und sind heute in einer Reihe von Peaks im Leistungsspektrum der Hintergrundstrahlung zu beobachten. Mit Hilfe der Lage und Amplitude dieser Peaks können verschiedene kosmologische Parameter bestimmt werden, unter anderem die verschiedenen Energiedichten. Damit ergeben sich aus Beobachtungen und Messungen des CMB (kombinierte Ergebnisse aus WMAP9, eCMB, BAO und H_0 , (Hinshaw et al., 2013)) die Werte

$$\Omega_b h^2 = 0.02223 \pm 0.00033 \quad \Omega_c h^2 = 0.1153 \pm 0.0019 \quad \Omega_\Lambda = 0.7135 \pm 0.0096$$

wobei Ω_b die Dichte der baryonischen Materie, Ω_c die Dichte der kalten Dunklen Materie und Ω_Λ die Dichte der Dunklen Energie bezeichnet.

Anhand dieser Werte wird deutlich, dass Dunkle Materie einen Großteil der im Universum vorhandenen Materie bildet und entscheidend zu dessen Entwicklung beigetragen hat.

Big Bang Nucleosynthesis

Als Big Bang Nucleosynthesis (BBN) bezeichnet man den Zeitraum, in welchem die Expansion des Universums dazu führte, dass Bedingungen herrschten bei welchen sich leichte Elemente wie Deuterium, Helium und Lithium bilden konnten. Dies war nur zu einer sehr frühen Phase möglich, in welcher die Strahlungsdichte die Ausdehnungsgeschwindigkeit bestimmte. Die Strahlungsdichte legte also fest, wie lange Fusionsvorgänge möglich waren. Die BBN begann als die Temperatur soweit gefallen war, dass die Bildung von Deuterium möglich wurde. Durch eine Reihe von Reaktionen wurden freie Neutronen nun sofort eingefangen und es entstand Helium ^4He . Dies geschah solange, bis die Temperatur so tief war, dass diese Reaktionen nicht mehr möglich waren, sodass eine geringe Menge an Deuterium D und Helium ^3He übrig blieb. Nach der BBN bis zur Zeit der Sternentstehung veränderte sich die Menge der leichten Elemente nicht. Da die Effektivität und Geschwindigkeit der Reaktionen durch die Dichte der Nukleonen bestimmt ist, beschreibt das Baryon-Photon-Verhältnis, bezeichnet als $\eta_{10} \equiv n_b/n_\gamma \cdot 10^{10}$, die Prozesse und die Helium-Produktion vollständig. Bei bekannten Reaktionsraten liefert vor allem die übriggebliebene Menge an Deuterium einen Hinweis auf η_{10} . Da Deuterium von Sternen nur zerstört, aber nicht gebildet wird, ist es besonders gut geeignet um strikte untere Limits für die Überreste abzuschätzen. Die Dichte der Photonen erhält man aus Messungen der kosmischen Hintergrundstrahlung. Daraus kann dann η_{10} und damit die Energiedichte der Baryonen bestimmt werden.

Aus der Messung der Deuteriumüberreste sechs verschiedener Quasarsysteme ergibt sich ein mittlerer Wert von $\eta_{10} = 6.0 \pm 4.0$ (Steigman, 2007), was einer Dichte der baryonischen Materie von

$$\Omega_b h^2 = 0.0219 \pm 0.002$$

entspricht. Dies stimmt gut mit den obigen Ergebnissen aus der Kosmischen Hintergrundstrahlung überein.

Struktur auf großen Skalen

Gemäß der Standardtheorie bezüglich der Strukturbildung unseres Universums entstanden die heute existierenden Strukturen wie Sterne, Galaxien und Galaxienhaufen aus anfänglichen Unregelmäßigkeiten im Gravitationspotential, welche aus Quantenfluktuationen während der Zeit der Inflation stammen. Da sich das Universum aus diesem inflationären Zustand entwickelte, konnten Bereiche mit einer überdurchschnittlichen Dichte aufgrund der Gravitation weiter anwachsen. In einem Universum, welches nur aus baryonischer Materie bestehen würde, wären während der Rekombination maximal Dichteunterschiede der Größenordnung 10^{-5} möglich gewesen, was sich aus der Beobachtung der Kosmischen Hintergrundstrahlung ergibt. Diese Schwankungen hätten bis heute maximal um einen Faktor 10^3 anwachsen können, was nicht genügt um die heutigen Strukturen zu erklären. Die Existenz Dunkler Materie hingegen liefert eine einfache Lösung. Wenn die Dunkle Materie nicht elektromagnetisch wechselwirkt und damit schon sehr früh von der Strahlung entkoppelte, könnten sich größere Dichteschwankungen ausbilden. Nach der Rekombination wurden Baryonen von diesen Gravitationsunregelmäßigkeiten beeinflusst, sodass sich auch in der Baryonendichte schnellere Unregelmäßigkeiten ausbilden konnten. Außerdem würde sich Dunkle Materie somit aufgrund der fehlenden Wechselwirkung mit Photonen auch nicht in den Temperaturschwankungen der kosmischen Hintergrundstrahlung zeigen. Weiterhin ergibt sich aus der Beobachtung der Strukturbildung, dass der Großteil der Dunklen Materie aus sogenannter kalter Dunkler Materie, also aus nicht-relativistischen Teilchen mit relativ hoher Masse (vgl. Kapitel 2.2), besteht. Andernfalls wäre die Strukturbildung in einer deutlich anderen Art und Weise verlaufen. Anstatt der durch viele Beobachtungen gestützten Entwicklung kleiner Strukturen gefolgt von der Entstehung größerer Strukturen aufgrund von Gravitation, hätten sich in diesem Fall die heute existierenden Strukturen aus dem Zerfall noch größerer Gebilde ergeben müssen.

2.2 Kandidaten für Dunkle Materie

Die eben vorgestellten Beobachtungen und Modelle zeigen deutlich die Notwendigkeit der Existenz Dunkler Materie und geben zusätzlich auch bereits Hinweise auf einige Eigenschaften. Im folgenden Abschnitt wird nun genauer auf Kandidaten Dunkler Materie sowie die zugrunde liegenden Modelle, aus welchen sich diese ergeben, eingegangen.

2.2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Als Standardmodell (SM) der Teilchenphysik bezeichnet man die Quantenfeldtheorie, welche die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung und damit drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen beschreibt. Es stellt damit eine vereinheitlichte Theorie für die Beschreibung der Quantenchromodynamik (QCD) und der elektroschwachen Wechselwirkung dar. Lediglich die Gravitation ist nicht Bestandteil dieses Modells.

Das SM besteht aus sechs Quarks (u, d, c, s, t, b), sechs Leptonen ($e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) sowie fünf Wechselwirkungsteilchen ($\gamma, Z^0, W^\pm, g, H^0$). Quarks und Leptonen werden als Fermionen bezeichnet, besitzen Spin 1/2 und werden in drei Generationen eingeteilt, die Austauschteilchen bezeichnet man als Eichbosonen und sie tragen Spin 1. Zu jedem

Teilchen existiert außerdem ein Antiteilchen, welches entgegengesetzte Ladung besitzt. Nur Quarks und Gluonen tragen sogenannte Farbladung und unterliegen der starken Wechselwirkung, welche durch Gluonen ausgetauscht wird. Elektrisch geladene Teilchen wechselwirken miteinander indem Photonen ausgetauscht werden. Neutrinos hingegen unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung, welche durch Z^0 sowie W^\pm übermittelt wird. In Abb. 2.4 ist eine Übersicht über das Standardmodell und die Eigenschaften der darin enthaltenen Teilchen zu sehen.

Drei Generationen der Materie (Fermionen)				
	I	II	III	
Massen →	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0
Ladung →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Name →	u	c	t	Photon
	up	charm	top	
Quarks	d	s	b	g
	down	strange	bottom	Gluon
Leptonen	e	ν_μ	ν_τ	Z^0
	Elektron	Myon-Neutrino	Tau-Neutrino	Z Boson
	$0,511$ MeV	$105,7$ MeV	$1,777$ GeV	$80,4$ GeV
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
	Elektron	Myon	Tau	W^\pm
				W Boson
Eichbosonen				

Abb. 2.4: Übersicht der Teilchen des Standardmodells der Teilchenphysik.
Quelle: <http://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>

Das Standardmodell und dessen Eigenschaften wie Erhaltung von Energie, Impuls und verschiedener Quantenzahlen wurden in vielen Experimenten getestet und mit teils sehr sehr großer Genauigkeit bestätigt. Allerdings enthält es kein Teilchen, durch welches Dunkle Materie erklärt werden könnte. Lediglich Neutrinos sind stabil, elektrisch neutral und sehr schwach wechselwirkende Teilchen, es ist aber nicht möglich die gesamte Dunkle Materie durch sie zu erklären. Einerseits sind Neutrinos relativistisch und ein von Neutrinos dominiertes Universum würde eine andere als die heute größtenteils akzeptierte Strukturbildung vorweisen (Entstehung von kleineren Strukturen wie Sternen gefolgt von größeren Strukturen wie Galaxienhaufen, vgl. Kapitel 2.1.5). Andererseits wurde die Neutrinomasse auf $\sum m_\nu < 0.44$ eV begrenzt, woraus sich eine kosmologische Dichte der Neutrinos von $\Omega_\nu h^2 < 0.0047$ ergibt (Hinshaw et al., 2013), welche sehr deutlich unter derjenigen für Dunkle Materie liegt.

Dies heißt nicht, dass das Standardmodell falsch ist, sondern weist, wie auch andere nicht erklärbare Erscheinungen, auf eine Physik jenseits des SM hin, welche dieses erweitert. Auf solche Theorien, aus welchen sich auch Kandidaten für Dunkle Materie ergeben, wird nun näher eingegangen. Die wahrscheinlichsten Kandidaten müssen dabei die folgenden Eigenschaften besitzen,

- neutral und damit nicht elektromagnetisch wechselwirkend
- kalt, also von nicht relativistischer Geschwindigkeit, und damit genügend massereich
- nicht baryonisch
- nur schwach wechselwirkend

welche sich aus den oben beschriebenen astrophysikalischen und kosmologischen Beobachtungen und Hinweisen auf Dunkle Materie ergeben.

Diese Teilchen werden daher meist als WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) bezeichnet.

2.2.2 Supersymmetrie

Die Idee der Supersymmetrie (SUSY) entstand ursprünglich um verschiedene andere physikalische Probleme zu lösen, beispielsweise die Vereinheitlichung von Fermionen und Bosonen, also Materie und Wechselwirkungen, oder das Hierarchieproblem, also die Diskrepanz zwischen elektroschwacher Wechselwirkung und Plank-Skala. Außerdem stellen supersymmetrische Theorien eine mögliche Lösung zur einheitlichen Beschreibung aller vier Wechselwirkungen dar.

Eine entscheidende Vorhersage der Supersymmetrie ist, dass zu jedem Teilchen des Standardmodells ein supersymmetrischer Partner existiert, der die selbe Masse aber unterschiedlichen Spin besitzt. Diese Symmetrie muss allerdings gebrochen sein, da eindeutig keine Superpartner zu SM-Teilchen mit gleicher Masse beobachtet wurden. Im Folgenden wird nun das „Minimal Supersymmetric Standard Modell“ (MSSM) angenommen. Als MSSM bezeichnet man das Modell, welches bezüglich des Teilcheninhalts die kleinstmögliche Wahl liefert, um das Standardmodell der Teilchenphysik zu einer supersymmetrischen Theorie zu erweitern. Dabei haben SM-Fermionen Bosonen als Partner, welche als sLeptonen und sQuarks bezeichnet werden, und die SM-Eichbosonen erhalten fermionische Partner, welche die Endung „-ino“ erhalten, beispielsweise „Wino“. Außerdem gibt es insgesamt fünf Higgsteilchen, wobei das leichteste sich ähnlich zum Higgsteilchen des Standardmodells verhält.

Die Theorie des MSSM enthält außerdem eine neue Symmetrie, welche die Verletzung von Baryonen- und Leptonenzahl verhindert und ursprünglich zur Erklärung der Stabilität des Protons eingeführt wurde. Diese wird als R-Parität bezeichnet und ist wie folgt definiert:

$$P_R = (-1)^{2s+3B+L}. \quad (2.10)$$

Dabei steht s für den Spin und B bzw. L stehen für die Baryonen- bzw. Leptonenzahl. Daraus ergibt sich, dass SUSY-Teilchen $P_R = -1$ und SM-Teilchen $P_R = +1$ besitzen.

Da die R-Parität eine multiplikative Erhaltungsgröße ist, ergibt sich außerdem, dass supersymmetrische Teilchen stets nur in einer geraden Anzahl entstehen bzw. annihilieren können. Daraus folgt wiederum, dass das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) nicht in SM-Teilchen zerfallen kann, was es zu einem idealen Kandidat für Dunkle Materie macht. Für das LSP ergeben sich mehrere Möglichkeiten, wie das sNeutrino oder das Gravitino, die allerdings aufgrund verschiedener Beobachtungen als unwahrscheinlich gelten. Der wahrscheinlichste Kandidat für das LSP ist das leichteste Neutralino.

Im MSSM bilden die Superpartner der B und W_3 Eichbosonen, sowie der Higgsbosonen H_1^0 und H_2^0 vier fermionische Majorana-Masseneigenzustände, welche als Neutralinos bezeichnet werden. Meist wird die Bezeichnung Neutralino aber allgemein einfach für das leichteste Neutralino verwendet, das dann mit χ bezeichnet wird und für welches wie oben beschrieben gilt:

$$\chi = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0. \quad (2.11)$$

Die genauen Eigenschaften des Neutralinos ergeben sich erst unter der Annahme eines bestimmten Mechanismus für die Symmetriebrechung.

2.2.3 Universelle Extra Dimensionen

Eine andere Art von Erweiterungen des Standardmodells, aus welcher sich Kandidaten für Dunkle Materie ergeben, sind Theorien über sogenannte Universelle Extra Dimensionen. Auch wenn es den Anschein hat, dass unsere Welt aus drei Raumdimensionen und einer Zeitdimension besteht, so besteht die Möglichkeit der Existenz weiterer Dimensionen, welche erst bei hohen Energieskalen eine Rolle spielen. In den meisten dieser Theorien ist unsere 3+1-dimensionale Raumzeit, bezeichnet als „brane“, in eine 3+ δ +1-dimensionale Raumzeit, welche als „bulk“ bezeichnet wird, eingebettet. Eine allgemeine Eigenschaft dieser Theorien besteht darin, dass der Impuls gemäß $p^2 \sim 1/R^2$ quantisiert ist, wobei R die Größenskala der kompakten Extra Dimension angibt. Daraus ergibt sich eine Reihe von angeregten Zuständen, welche die gleichen Quantenzahlen besitzen und deren Masse durch $m_n = n/R$ gegeben ist, wobei n die Kaluza-Klein-Zahl (KK-Zahl) des angeregten Zustands bezeichnet. Diese Zustände werden als Kaluza-Klein-Zustände (KK-Zustände) bezeichnet. Als Theorien mit Universellen Extra Dimensionen werden nun diejenigen Szenarien beschrieben, in welchen sämtliche Felder, und nicht wie in anderen Theorien nur die Gravitation, im „bulk“ propagieren können. Diese sind aus phänomenologischer Sicht interessant, da sie Lösungen für mehrere Probleme bieten, beispielsweise das Hierarchieproblem oder die Symmetriebrechung der elektroschwachen Wechselwirkung, und insbesondere auch Kandidaten für Dunkle Materie liefern. Betrachtet man den Fall einer zusätzlichen Dimension, so ergibt sich unter anderem aus Experimenten $R^{-1} \gtrsim 300 \text{ GeV}$ als Bedingung für die Kompaktifizierungsskala. Das leichteste Kaluza-Klein-Teilchen (LKP) wäre aufgrund der sogenannten K-Paritätserhaltung, welche sich als Überrest der KK-Zahlerhaltung infolge der Impulserhaltung in der kompaktifizierten Dimension ergibt, stabil. Die K-Parität verhält sich sehr ähnlich zur R-Parität in den oben beschriebenen supersymmetrischen Modellen und kann durch

$$P_K = (-1)^n \quad (2.12)$$

dargestellt werden, wobei n den n -ten KK-Zustand bezeichnet. Die wahrscheinlichste Realisierung des LKP ist die erste Anregung des Photons, das KK-Photon. Dieses ist beinahe identisch mit der ersten Anregung von $B^{(0)}$, im Gegensatz zum Grundzustand, in welchem das Photon aus einer Linearkombination von $B^{(0)}$ und $W^{3(0)}$ mit jeweils signifikanten Beiträgen gebildet ist, und wird daher meist einfach als $B^{(1)}$ bezeichnet (Hooper & Profumo, 2007) .

Neben den beiden vorgestellten, weit verbreiteten Theorien für Dunkle Materie existieren noch weitere Modelle, auf welche hier nicht weiter eingegangen wird. Eine Auswahl ist beispielsweise in Bergström (2009) dargestellt.

3 Indirekte Suche nach Dunkler Materie mit Hilfe von γ -Strahlung

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Grundlagen der indirekten Suche nach Dunkler Materie mit Hilfe der sich aus Annihilationen ergebenden hochenergetischen γ -Strahlung. Dabei wird zu Beginn allgemein die Detektion von γ -Strahlung mit Hilfe von abbildenden, atmosphärischen Cherenkov Teleskopen (IACTs, Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes) erklärt und kurz das H.E.S.S.-Experiment vorgestellt. Dabei wird sich vor allem an [Jahn \(2013\)](#) orientiert. Anschließend wird angelehnt an [Kuhlen \(2010\)](#) und [Opitz \(2014\)](#) auf den sich aus den Annihilationen ergebenden γ -Strahlungsfluss sowie die zugrunde liegenden physikalischen Zusammenhänge eingegangen, wobei sowohl die teilchenphysikalischen als auch die astrophysikalischen Grundlagen näher betrachtet werden. Am Ende werden noch verschiedene Dichteprofile der Dunklen Materie für Galaxien, insbesondere für das Galaktische Zentrum, erläutert, da diese von entscheidender Bedeutung bei der Suche nach Dunkler Materie sind.

3.1 Bodengebundene Detektion von γ -Strahlung

Zur Detektion von γ -Strahlung auf der Erde verwendet man abbildende, atmosphärische Cherenkov Teleskope. Da γ -Strahlung in der Atmosphäre absorbiert wird, ist es nicht möglich sie am Boden direkt nachzuweisen. Die direkte Detektion ist nur mit an Satelliten angebrachten Detektoren, wie beispielsweise *Fermi*-LAT möglich, allerdings wird dadurch die maximale effektive Fläche und damit die maximale detektierbare Energie begrenzt. Solche an Satelliten angebrachte Detektoren können Photonen mit Energien bis ~ 100 GeV nachweisen. Am Boden nutzt man zur Detektion die Cherenkov-Strahlung der Teilchen im Luftschauder, der durch die γ -Strahlung ausgelöst wurde, wodurch sich auch Photonen mit deutlich höherer Energie, etwa im Bereich von ~ 100 GeV bis ~ 100 TeV, detektieren lassen.

Tritt ein hochenergetisches Teilchen in die Atmosphäre ein, so entsteht aufgrund von Wechselwirkungen mit deren Molekülen und Ionen ein Teilchenschauer, dessen Eigenchaften vom eintreffenden Teilchen abhängen. γ -Strahlung besteht aus Photonen und erzeugt daher elektromagnetische Schauer, welche sich durch Form und Bestandteile von hadronischen Schauern unterscheiden (vgl. Abb. 3.1). Der Schauer bildet sich einerseits durch Paarbildung, wobei ein Elektron-Positron-Paar entsteht. Andererseits sind Elektron und Positron natürlich geladen und erzeugen durch Bremsstrahlung weitere γ -Photonen. Entsprechend entstehen immer weitere Teilchen, welche allerdings immer weniger Energie besitzen. Unterhalb einer Energie von etwa 80 MeV dominiert schließlich der Energieverlust durch Ionisation und Anregung von Atomen, was die Anzahl der Teilchen und damit auch den Teilchenschauer wieder abnehmen lässt.

Von den Eigenschaften des entstandenen Teilchenschauers kann direkt auf Eigenschaften des Primärphotons zurückgeschlossen werden. So ist die Teilchenzahl im Schauer proportional zur Energie, was zur Energierekonstruktion genutzt wird, und die Richtung des Schauers entspricht, bis auf relativ kleine Aufweitungen, beispielsweise aufgrund von Comptonstreuung, ebenfalls der des Primärteilchens, was zur Richtungsrekonstruktion genutzt wird.

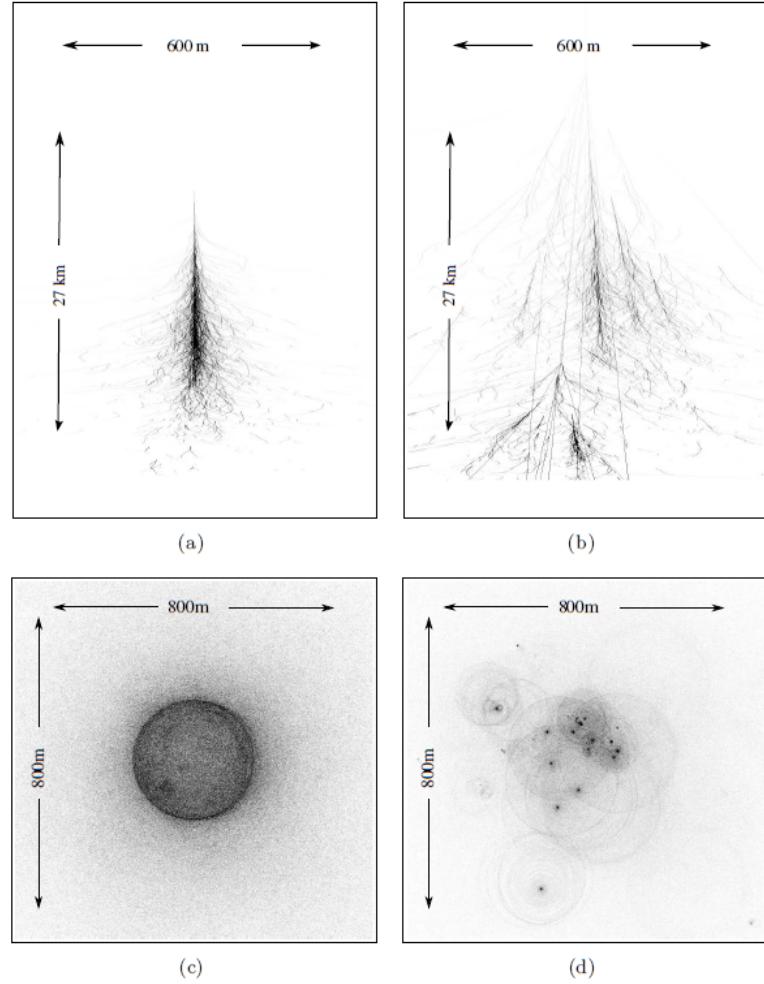


Abb. 3.1: Vergleich zwischen simulierten Schauern verursacht durch γ -Strahlung (a, c) bzw. durch ein Proton (b, d) (Hoppe, 2008).
 Dabei zeigen (a) und (b) die jeweilige Form in der Atmosphäre und (c) und (d) die resultierende Verteilung des Cherenkovlichts am Boden.

Die Eigenschaften des Schauers sind wiederum über die durch die Sekundärteilchen erzeugte Cherenkov-Strahlung zugänglich. Die Teilchen im entstehenden Schauer besitzen sehr große Energien und damit auch eine sehr große Geschwindigkeit v . Diese ist größer als die Lichtgeschwindigkeit c' in Luft. Fliegt solch ein geladenes Teilchen nun an einem Atom

vorbei, so wird dieses kurzzeitig polarisiert und durch die zeitliche Ladungsänderung entstehen elektromagnetische Wellen, welche konstruktiv interferieren. Dies bezeichnet man als Cherenkov-Effekt. Der Öffnungswinkel der entstehenden Cherenkovstrahlung ergibt sich zu

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (3.1)$$

wobei $\beta = v/c$ und $n \approx 1$ der Brechungsindex von Luft ist. Typische Werte von θ für Luft liegen im Bereich von $1^\circ - 2^\circ$, sodass die Verteilung des Cherenkovlichts die des Teilchenschauers sehr gut widerspiegelt. Für ein Maximum des Schauers in einer Höhe von ≈ 10 km entsteht dadurch am Boden ein Lichtkreis mit einem Radius von ≈ 120 m. Die in diesem Radius stehenden Teleskope können den Teilchenschauer beobachten und somit die ursprüngliche γ -Strahlung indirekt detektieren.

Wie gerade geschildert, enthält das emittierte Cherenkovlicht durch seine Intensität und Einfallsrichtung Informationen über Art, Energie und Einfallsrichtung des Primärteilchens. Um diese mit möglichst hoher Präzision bestimmen zu können, verwendet man Teleskope mit großen Spiegeln von mehreren 100 m^2 Fläche, sodass möglichst viele Photonen des Schauers gesammelt werden. Die Spiegel reflektieren die Cherenkovphotonen am Boden auf Kameras, welche mit hochsensitiven Photomultipliern ausgestattet sind. Diese erlauben die benötigte Sensitivität und Zeitauflösung für die sehr kurzen Pulse ($\sim 10\text{ ns}$) zu erreichen. Abb. 3.2 verdeutlicht die Entstehung des zweidimensionalen elliptischen Bilds in den Kameras.

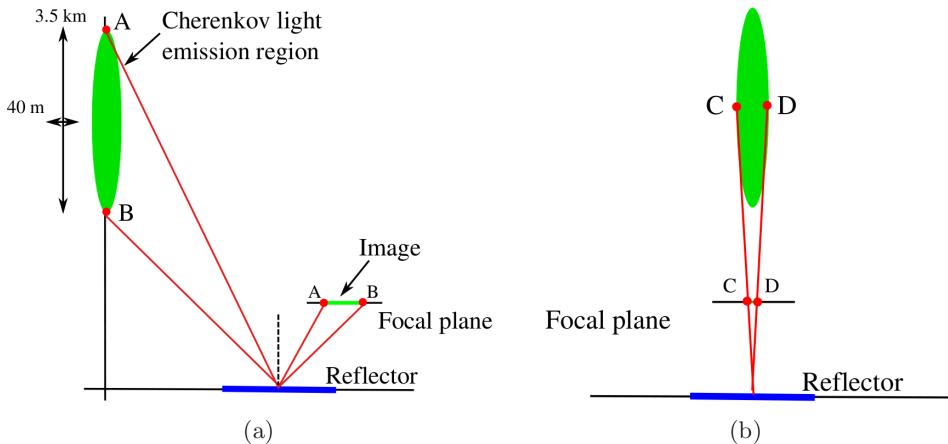


Abb. 3.2: Skizze zur Entstehung des Bildes eines Schauers in den Kameras (Hoppe, 2008).

Die Länge der großen Achse wird bestimmt durch den Winkel zwischen Beobachtungs- und Schauerrichtung. Die Länge der kleinen Achse ergibt sich durch die Aufweitung des Teilchenschauers. Durch die Verwendung mehrerer Teleskope wird zusätzlich die Genauigkeit erhöht, insbesondere bei der Richtungsrekonstruktion.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten des Galaktischen Zentrums wurden mit Hilfe des H.E.S.S.-Experiments aufgenommen. Der Name H.E.S.S. steht für „High-Energy-

“Stereoscopic-System“ und bezeichnet ein System von IACTs zur Detektion von hochenergetischer γ -Strahlung. Das Experiment befindet sich im Khoma-Hochland in Namibia, welches sich einerseits durch gute Beobachtungsbedingungen auszeichnet, beispielsweise viele klare Nächte und kein Hintergrundlicht naher Städte, und außerdem in der südlichen Hemisphäre liegt und damit die Beobachtung des Galaktischen Zentrums erlaubt. Die erste Phase des Projekts begann offiziell im September 2004, wobei vier Teleskope, angeordnet in einem Quadrat mit 120 m Seitenlänge, genutzt wurden. Im Juli 2012 wurde dann ein weiteres, wesentlich größeres Teleskop in Betrieb genommen (H.E.S.S. II), welches sowohl die Detektion in einem größeren Energiebereich erlaubte, als auch die Sensitivität weiter verbesserte. Dieses befindet sich im Zentrum der anderen vier Teleskope.

Die Beobachtungen in dieser Arbeit wurden dabei in der ersten Phase von H.E.S.S. aufgenommen.



Abb. 3.3: Foto der Teleskope des H.E.S.S.-Experiments in Namibia

Quelle: http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/press/2012/HESS_II_first_light/

3.2 γ -Strahlungsfluss aus der Annihilation Dunkler Materie

Für eine angenommene Masse der Dunklen Materie m_χ und einen Annihilationswirkungsquerschnitt in Teilchen des Standardmodells von $\langle\sigma v\rangle$ ergibt sich der γ -Strahlungsfluss aller möglicher Annihilationskanäle gemäß [Charbonnier et al. \(2011\)](#) zu:

$$\frac{d\Phi_\gamma^{DM}}{dE_\gamma} = \underbrace{\frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_\chi^2} \sum_i b_i \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma}}_{\text{Abhängigkeit vom Teilchenmodell}} \cdot \underbrace{\int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{l.o.s.} \rho^2[r(s)] ds}_{\text{Abhängigkeit vom astrophysikalischen Modell}}. \quad (3.2)$$

Dabei bezeichnet ρ die Dichteverteilung der Dunklen Materie und b_i gibt das Branching-Verhältnis für den jeweiligen Annihilationskanal an. $r(s)$ bezeichnet den durch s parametrisierten Abstand zum Zentrum der Dichteverteilung. Der γ -Strahlungsfluss ist also sowohl vom astrophysikalischen Modell für die DM-Dichteverteilung als auch vom teilchenphysikalischen Modell, aus welchem sich der Wirkungsquerschnitt ergibt, abhängig. Dies zeigt bereits eine der großen Schwierigkeiten bei der indirekten Detektion Dunkler Materie. Um aus Daten Aussagen für die Dichteverteilung oder den Wirkungsquerschnitt zu erhalten, müssen für die jeweils andere Größe Annahmen getroffen werden, welche teils großen Fehlern unterliegen können. Im Folgenden wird auf die beiden Bestandteile näher eingegangen.

3.2.1 Abhängigkeit vom teilchenphysikalischen Modell

Die im teilchenphysikalischen Teil von Gleichung (3.2) enthaltenen Größen ergeben sich aus den Eigenschaften der Dunklen Materie.

Die in Kapitel 2.2 vorgestellten WIMP-Kandidaten wären aus thermischen Prozessen im frühen Universum entstanden. Daraus ergibt sich ein Zusammenhang zwischen den Eigenschaften der WIMPs, insbesondere dem Annihilationswirkungsquerschnitt, und der heute übrig gebliebenen Menge der DM-Teilchen.

In der Zeit während der die Temperatur T viel größer als die Masse m_χ der DM-Teilchen war, waren die WIMPs im thermischen Gleichgewicht mit dem Rest des Universums und die Entstehungsrate entsprach der Vernichtungsrate, sodass die Menge konstant blieb. Nachdem das Universum durch die Ausdehnung abkühlte und sich $T < m_\chi$ ergab, war die Produktion mit einem Boltzmann-Faktor $\exp(-m_\chi/T)$ unterdrückt. Dadurch wären bis heute sämtliche DM-Teilchen annihiliert und es gäbe keine Überreste mehr. Aufgrund der Ausdehnung des Universums entkoppelten die WIMPs allerdings vom Gleichgewicht, sodass die Anzahl der übrig gebliebenen DM-Teilchen ab diesem Zeitpunkt nahezu konstant blieb. Dies wird als Freeze-out bezeichnet. Man erhält näherungsweise den Zusammenhang

$$\Omega_c h^2 = \frac{3 \cdot 10^{-27} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}}{\langle\sigma v\rangle}, \quad (3.3)$$

wodurch sich mit den in Kapitel 2.1.5 angegebenen Werten für $\Omega_c h^2$ ein Wirkungsquerschnitt von

$$\langle\sigma v\rangle \approx 3 \cdot 10^{-26} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$$

ergibt. Dieser Wert entspricht etwa dem eines Wirkungsquerschnitts, welcher durch die schwache Wechselwirkung festgelegt ist und stimmt auch mit Werten überein, wie sie sich aus bestimmten Szenarien der obigen Modelle ergeben. Diese Übereinstimmung ohne weitere notwendige Feinabstimmungen wird häufig als WIMP-miracle bezeichnet.

Das Photonenspektrum aus der Annihilation von WIMPs hängt von den im Endzustand entstandenen Teilchen ab und kann berechnet werden, wenn die verschiedenen Kopplungen durch das Modell gegeben sind. Im Allgemeinen setzt sich das γ -Strahlungsspektrum aus drei verschiedenen Komponenten zusammen.

Der Großteil der Photonen, besonders bei niedrigen Energien, entsteht aus dem Zerfall der Endprodukte aus der Annihilation, wie beispielsweise $b\bar{b}$ -, $\tau^+\tau^-$ - und W^+W^- -Paaren. Die dabei entstehenden hadronischen Jets enthalten hauptsächlich π^0 -Mesonen, welche fast ausschließlich in γ -Strahlung zerfallen. Es ergibt sich ein breites Spektrum mit einem Cutoff im Bereich der Masse m_χ der DM-Teilchen. Ein bedeutender weiterer Beitrag entsteht durch virtuelle Bremsstrahlung sowie „Initial-“ und „Final-State“-Strahlung. Bei diesen Prozessen werden Photonen durch geladene Teilchen während der Annihilation emittiert. Obwohl diese Vorgänge mit der elektromagnetischen Kopplungskonstante α unterdrückt sind, können sie besonders im Bereich von m_χ einen entscheidenden Beitrag leisten (Helizität). Der daraus entstehende Beitrag zum Spektrum zeigt einen Peak bei $E \sim m_\chi$ und anschließend einen sehr steilen Abfall. Dieser charakteristische Verlauf ist ein starker Hinweis auf ein Signal aus der Annihilation Dunkler Materie und erlaubt die Bestimmung von m_χ . Der dritte Beitrag besteht schließlich aus der direkten Annihilation in $\gamma\gamma$ - oder γZ -Paare. Diese sind zwar mit α^2 unterdrückt, würden aber einen eindeutigen Beweis für ein Signal aus DM-Annihilationen liefern. Für den Fall einer Annihilation in zwei Photonen entstehen im Spektrum Linien bei $E_\gamma = m_\chi$ und beim Zerfall in γZ -Paare bei $E = m_\chi(1 - m_Z^2/4m_\chi^2)$. Solche Signale sind sehr untypisch für andere Prozesse. Die einzelnen Beiträge zum γ -Strahlungsspektrum und deren Entstehung sind in Abb. 3.4 nochmals dargestellt. Deren relative Bedeutung zum Spektrum und damit auch dessen genaue Form hängen vom genauen teilchenphysikalischen Modell der Dunklen Materie ab.

3.2.2 Abhängigkeit vom astrophysikalischen Modell

Die Abhängigkeit des γ -Strahlungsflusses vom astrophysikalischen Modell zeigt sich im sogenannten J-Faktor $J(\Delta\Omega) = \bar{J}(\Delta\Omega) \cdot \Delta\Omega$, mit

$$\bar{J} = \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{l.o.s.} \rho^2[r(s)] ds, \quad (3.4)$$

wobei $\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos(\Theta_{max}))$ gilt, mit Θ_{max} über dem zu mittelnden Winkel. Der J-Faktor entspricht im Prinzip dem Volumenintegral über die quadratische Dichte der Dunklen Materie in Richtung des beobachteten Objekts. Die Variable s parametrisiert die Sichtlinie und r gibt den radialen Abstand zum Zentrum des beobachteten Objekts an. Mit der Entfernung des Objekts D gilt damit

$$r = \sqrt{s^2 + D^2 - 2Ds \cos \Theta}, \quad (3.5)$$

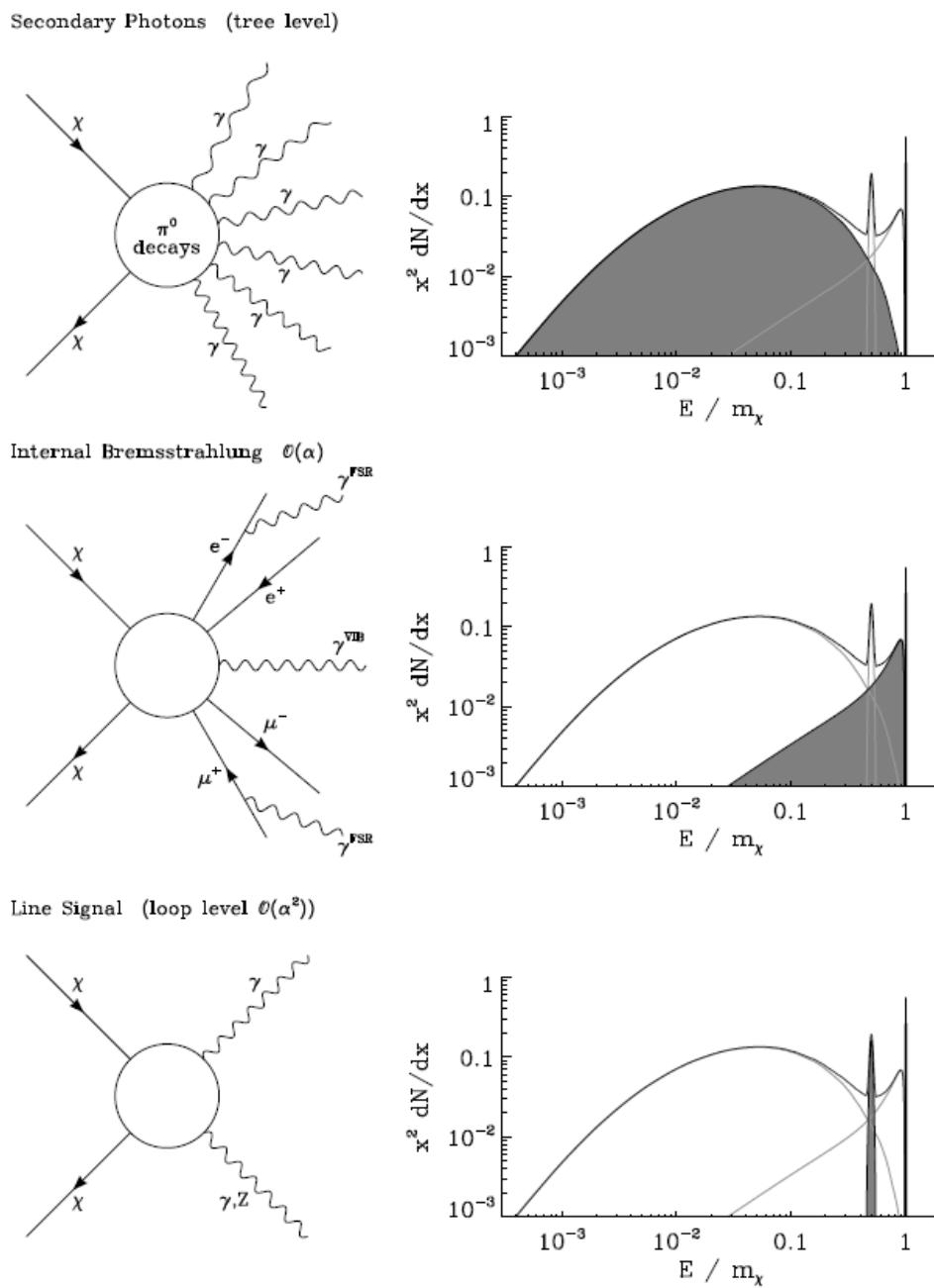


Abb. 3.4: Schematische Darstellung der einzelnen Beiträge zum Spektrum der WIMP-Annihilation, entnommen von [Kuhlen \(2010\)](#):

- (oben) Sekundärphotonen aus den Annihilationsprodukten und dem anschließenden Zerfall von Pionen
- (mitte) Photonen aus Bremsstrahlung und annihilationsinternen Prozessen
- (unten) Photonen aus dem direkten Zerfall in Photonen und Z-Bosonen

wobei Θ den Winkel zwischen D und s angibt.

Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit von der DM-Dichte, welche daraus resultiert, dass jeweils zwei Teilchen gleichzeitig annihielieren, ist der Wert von \bar{J} stark vom betrachteten Objekt und dem angenommenen Dichteprofil der Dunklen Materie abhängig (vgl. Kapitel 3.3). Unter der Annahme eines bestimmten teilchenphysikalischen Modells gibt er Auskunft darüber, wie groß das zu erwartende Signal ist. Das Galaktische Zentrum stellt ein vielversprechendes Beobachtungsobjekt für Signale aus Dunkler Materie dar, da in diesem Bereich große Mengen Dunkler Materie vorhergesagt werden und sich damit ein entsprechend großer J-Faktor ergibt. Dabei ergeben sich laut [Doro et al. \(2013\)](#) typische Werte von $\bar{J} \sim 10^{25} \frac{\text{GeV}^2}{\text{cm}^5}$.

3.3 Dichteveilungen der Dunklen Materie im Galaktischen Zentrum

Wie im vorherigen Kapitel bereits erwähnt, ist es von entscheidender Bedeutung zu wissen, wie sich die Dunkle Materie im Universum verteilt. Daher wird im Folgenden auf zwei Modelle zur Dichteveilung der Dunklen Materie näher eingegangen, welche auch in der Analyse zur Berechnung der J-Faktoren verwendet wurden.

Solche Modelle für die Dichteveilungen erhält man sowohl aus Beobachtungen und Messungen, beispielsweise von den bereits erwähnten Rotationskurven von Galaxien, als auch durch theoretische Methoden wie durch sogenannte N-Körper-Simulationen. Ein sehr allgemeines, phänomenologisches Profil, welches mit sehr vielen Beobachtungen übereinstimmt, ist gegeben durch ([Jahn, 2013](#)):

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{a}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha\right]^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}}. \quad (3.6)$$

Dabei bezeichnet r den Abstand zum Zentrum der Galaxie und a ist ein Skalenfaktor. Weiterhin ist ρ_0 ein Normierungsfaktor. Dieser wird für die Milchstraße so gewählt, dass $\rho(r = 8.5 \text{ kpc}) = 0.39 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}$ ([Catena & Ullio, 2010](#)) gilt und damit die Dichte für unsere Sonne erfüllt ist. Für die Parameterwerte $\alpha = 1.0$, $\beta = 3.0$ und $\gamma = 1.0$ erhält man daraus das sogenannte Navarro-Frenk-White-Profil (NFW-Profil):

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{a}\right) \left[1 + \left(\frac{r}{a}\right)\right]^2}. \quad (3.7)$$

Dieses wurde von [Navarro et al. \(1996\)](#) durch N-Körper-Simulationen abgeleitet und von [Diemand et al. \(2008\)](#) durch neuere Simulationen bestätigt. Für Galaxien ähnlich der Milchstraße erhält man dabei für a Werte im Bereich von $20 \text{ kpc} \leq a \leq 30 \text{ kpc}$.

Weitere Simulationen von [Springel et al. \(2008\)](#) lieferten außerdem ein anderes Profil, welches sich vom NFW-Profil unterscheidet und als Einasto-Profil bezeichnet wird:

$$\rho_{Einasto}(r) = \rho_0 \cdot \exp \left[-\frac{2}{\alpha} \left(\left(\frac{r}{a}\right)^\alpha - 1 \right) \right]. \quad (3.8)$$

Dabei wird die Normierung ρ_0 entsprechend dem NFW-Profil gewählt. Für α erhält man aus den Simulationen einen Wert von 0.17.

Weiterhin wurde auch der Einfluss von kleineren Halos innerhalb des Haupthalos untersucht. Dabei zeigte sich aber, dass diese keinen größeren Einfluss haben und die Form der Dichteveerteilung hauptsächlich durch die des Haupthalos gegeben ist (Diemand et al., 2008; Springel et al., 2008).

Ein wichtiger Punkt bei den Dichteveerteilungen der Dunklen Materie ist allerdings das sogenannte „Core-Cusp“-Problem für den Bereich nahe des Zentrums der DM-Verteilung (de Blok, 2010). Sowohl das NFW-, als auch das Einasto-Profil, sowie sehr viele weitere Profile, welche sich aus Simulationen gemäß dem Λ CDM-Modell ergeben, zeigen im Inneren eine Verteilung entsprechend einem Potenzgesetz $\rho \sim r^\alpha$ mit $\alpha = -1$, was als Cusp-Verhalten bezeichnet wird. Zwar unterscheiden sich die exakten Werte der verschiedenen Modelle geringfügig, dennoch liegen alle im Bereich von $\alpha \approx -1$.

Dazu widersprüchliche Ergebnisse erhält man hingegen aus Beobachtungen, insbesondere der Rotationskurven von Galaxien. Diese weisen auf sogenannte Core-Profile hin, welche sich im Inneren durch ein Verhalten $\rho \sim r^\alpha$ mit $\alpha = 0$ auszeichnen. Aus solchen Beobachtungen ergeben sich daher auch andere Profile, beispielsweise das von Burkert (1995) eingeführte Profil

$$\rho_{Burkert}(r) = \frac{\rho_0 r_0^3}{(r + r_0)(r^2 + r_0^2)}, \quad (3.9)$$

welches für kleine Radien das eben angesprochene Verhalten zeigt.

Diese Diskrepanz im Inneren der Verteilung zwischen $\rho \sim r^\alpha$ mit $\alpha \approx -1$ aus Simulationen gemäß dem Λ CDM-Modell und $\alpha \approx 0$ aus Beobachtungen wird oft als „Core-Cusp“-Problem oder auch „Small-Scale“-Problem bezeichnet. Dies spielt natürlich auch bei der indirekten Detektion von Dunkler-Materie-Annihilation eine entscheidende Rolle.

Wie bereits erwähnt werden im Folgenden nur das NFW- und das Einasto-Profil, also Cusp-Modelle, betrachtet (vgl. auch Kapitel 4.2). Diese sind in Abb. 3.5 mit für das Galaktische Zentrum passend gewählten Parametern dargestellt.

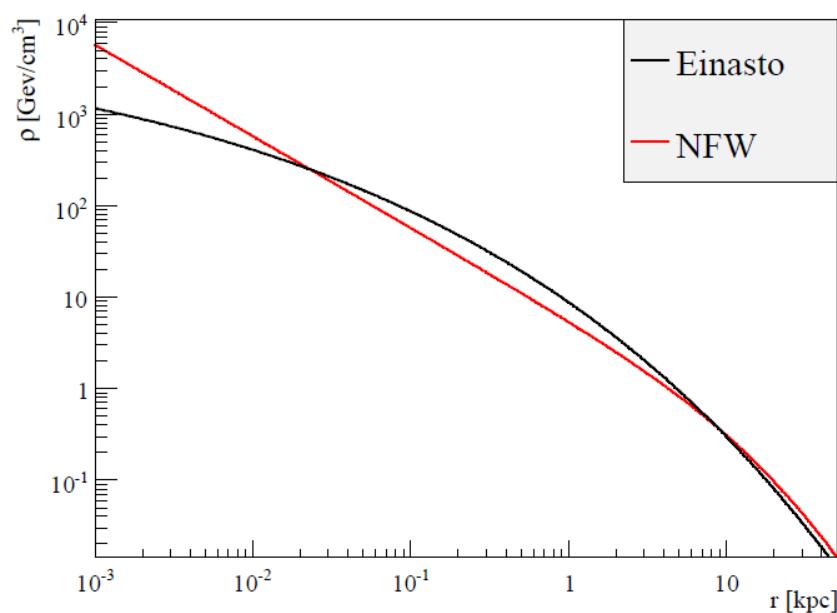


Abb. 3.5: Darstellung des Einasto- und des NFW-Profil (Nekrassov, 2010).

Für die Parameter sind die Werte $\alpha = 0.17$ und $a = 20$ kpc für das Einasto-Profil sowie $a = 27.6$ kpc für das NFW-Profil gewählt. Beide Profile sind auf $\rho_0 = 0.39$ GeV/cm³ bei einer Distanz zum Galaktischen Zentrum von $r = 8.5$ kpc normiert.

4 Analyse von Beobachtungen des Galaktischen Zentrums mit H.E.S.S.

Nachdem in den vorherigen Kapiteln ein Überblick über Dunkle Materie gegeben sowie die Grundlagen für deren indirekte Detektion mit Hilfe von γ -Strahlung erläutert wurden, wird in diesem Kapitel auf das genaue Vorgehen dieser Arbeit sowie die verwendeten Modelle und Methoden eingegangen. Zu Beginn werden die benutzten γ -Strahlungsannihilationsspektren vorgestellt, welche aus den Arbeiten von [Cembranos et al. \(2011\)](#) und [Tasitsiomi & Olinto \(2002\)](#) entnommen wurden. Dabei wird auf die verwendeten Parametrisierungen eingegangen und kurz dargelegt, wie diese erhalten wurden. Daraufhin wird die Bestimmung des Untergrunds näher beschrieben und die hierfür verwendete Variation der „Reflected-Background“-Methode aus [Abramowski et al. \(2011\)](#) erläutert. Schließlich wird noch die Maximum-Likelihood-Methode dargestellt, welche benutzt wurde um die verschiedenen Modelle an die Beobachtungsdaten zu fitten. Dafür wird diese zuerst allgemein erklärt und anschließend explizit auf das vorliegende Problem angewendet.

4.1 Zur Analyse der Daten verwendeten Annihilationsspektren

In Kapitel 3.2 wurde bereits dargelegt, dass zur Untersuchung des Wirkungsquerschnitts der WIMP-Teilchen die Spektren der entstehenden γ -Strahlung eine entscheidende Rolle spielen.

In dieser Arbeit wurden zur Analyse der Daten die γ -Strahlungsannihilationsspektren von [Cembranos et al. \(2011\)](#) verwendet, welche mittels PYTHIA-Simulationen (Version 6.418) erhalten wurden. Dabei wurde angenommen, dass WIMP-Teilchen in Teilchen-Antiteilchen-Paare annihilieren, wobei nur solche Paare berücksichtigt wurden, welche Quantenzahlen erhalten. Details ergeben sich dafür aus dem zugrunde gelegten WIMP-Modell. In einem zweiten Prozess wurde dann das γ -Strahlungsspektrum bestimmt, welches sich über Zerfälle sowie teilweise zusätzliche Hadronisierungen des Teilchen-Antiteilchen-Paars ergibt. Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, besteht bei geladenen Annihilationsprodukten die Möglichkeit, dass zusätzliche Photonen abgestrahlt werden. Dies können einerseits Photonen sein, welche direkt von den Annihilationsprodukten abgestrahlt werden, was der „Final-State“-Strahlung entspricht und bei den vorliegenden Spektren berücksichtigt wurde. Andererseits können die Photonen auch durch virtuelle Austauschteilchen während der Annihilation ausgesendet werden, was als virtuelle interne Bremsstrahlung bezeichnet wird. Da dieser Beitrag allerdings stark vom DM-Modell abhängt und nur in bestimmten Fällen eine Rolle spielt, wurde dies, ebenso wie Beiträge durch direkte Zerstrahlung in Photonen und die sich daraus ergebenden Linien, nicht berücksichtigt.

In [Cembranos et al. \(2011\)](#) wurden Spektren für die Annihilation in W - und Z -Eichbosonen, τ - und μ -Leptonen sowie u -, d -, s -, c -, b - und t -Quarks untersucht. Im Folgenden werden die sich für die Annihilationskanäle $b\bar{b}$, $\tau^-\tau^+$, W^+W^- und $t\bar{t}$ ergebenden γ -Strahlungsspektren, welche für die Analyse der Daten genutzt wurden, kurz vorgestellt und erläutert. Dabei wurden gerade diese Kanäle gewählt, da sie für verschiedene Modelle die wahrscheinlichsten Optionen darstellen ([Profumo, 2013](#)). Gerade die Annihilation in $b\bar{b}$ wird häufig als Vergleichswert genutzt.

Für die Annihilationskanäle $b\bar{b}$ und $\tau^-\tau^+$ ergibt sich die Parametrisierung zu

$$x^{1.5} \frac{dN_\gamma}{dx} = a_1 \exp \left(-b_1 x^{n_1} - b_2 x^{n_2} - \frac{c_1}{x^{d_1}} + \frac{c_2}{x^{d_2}} \right) + qx^{1.5} \ln[p(1-x)] \frac{x^2 - 2x + 2}{x}, \quad (4.1)$$

für W^+W^- ergibt sich

$$x^{1.5} \frac{dN_\gamma}{dx} = a_1 \exp \left(-b_1 x^{n_1} - \frac{c_1}{x^{d_1}} \right) \cdot \left(\frac{\ln[p(j-x)]}{\ln p} \right)^q \quad (4.2)$$

und für $t\bar{t}$ ergibt sich

$$x^{1.5} \frac{dN_\gamma}{dx} = a_1 \exp \left(-b_1 x^{n_1} - \frac{c_1}{x^{d_1}} - \frac{c_2}{x^{d_2}} \right) \cdot \left(\frac{\ln[p(1-x^l)]}{\ln p} \right)^q, \quad (4.3)$$

wobei jeweils $x = E_\gamma/m_\chi$ gilt.

Dabei sind die benötigten Parameter je nach Annihilationskanal teilweise von der WIMP-Masse abhängig und teilweise unabhängig. Die expliziten Ergebnisse für die Annihilation in $b\bar{b}$ sind in Tabelle 4.1 aufgetragen. Die Resultate für die weiteren Kanäle findet man in den Tabellen A.2, A.3 und A.4 im Anhang A. In den Tabellen ist auch jeweils angegeben, für welchen Bereich von WIMP-Massen die Parametrisierungen gültig sind. Es zeigt sich, dass die Massenabhängigkeit der Parameter, zumindest in bestimmten Bereichen, meist durch ein einfaches Potenzgesetz beschrieben werden kann.

Bei den sich ergebenden Resultaten sollte beachtet werden, dass diese teilweise erheblich vom verwendeten Monte-Carlo-QCD-Eventgenerator, welche gewöhnlicherweise für die Berechnung der γ -Strahlungsspektren verwendet werden, abhängen können. Dies zieht natürlich auch Unsicherheiten in der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts bzw. der oberen Grenzen nach sich. Eine genaue Abschätzung und Bewertung dieser Unsicherheiten findet man in [Cembranos et al. \(2013\)](#).

Tab. 4.1: Parameter von Gleichung (4.1) für die Annihilation in $b\bar{b}$ (Cembranos et al., 2011).

Die für die massenunabhängigen Parameter angegebenen Werte gelten im gesamten Bereich $50 \text{ GeV} \leq M \leq 8000 \text{ GeV}$. Die für die masseabhängigen Parameter angegebenen Potenzgesetze gelten in den jeweiligen Intervallen.

Masseeunabhängige Parameter		
$a_1 = 10.0; b_2 = 11.0; c_2 = 0.0151; d_2 = 0.550; q = 0.000260$		
Masseeabhängige Parameter		
Parameter	WIMP-Masse (GeV)	Massenabhängigkeit
b_1	$100 \leq M \leq 8000$	$152M^{-0.462}$
n_1	$100 \leq M \leq 8000$	$18.7M^{-0.248}$
n_2	$50 \leq M \leq 1000$	$0.805M^{-0.0319}$
	$1000 \leq M \leq 8000$	$0.707M^{-0.0129}$
c_1	$50 \leq M \leq 8000$	$0.328M^{0.0447}$
d_1	$50 \leq M \leq 600$	$0.474M^{-0.0639} + 37.1M^{-1.87}$
	$600 \leq M \leq 8000$	$0.449M^{-0.0552}$
p	$200 \leq M \leq 8000$	$11.8M^{0.641}$

Weiterhin wurde die Analyse auch mit der durch Tasitsiomi & Olinto (2002) gegebenen Parametrisierung durchgeführt, um die Ergebnisse mit vorherigen Analysen von Abramowski et al. (2011) besser vergleichen zu können. Diese basiert auf der Annihilation zweier Neutralinos in ein $q\bar{q}$ -Paar und dem anschließend hauptsächlichen Zerfall von π^0 -Mesonen und geht damit insbesondere von supersymmetrischen Modellen aus. Ausgehend von einem hadronischen Spektrum und der durchaus realistischen Annahme, dass alle produzierten Hadronen Pionen sind und dabei wiederum jede Pionfamilie $1/3$ der Gesamtzahl bildet, erhält man

$$\frac{dN}{dx} = \int_x^1 \frac{2}{y} \frac{dN_{\pi^0}}{dy} dy \quad \text{mit} \quad \frac{dN_{\pi^0}}{dy} = \frac{5}{16} y^{-3/2} (1-y)^2. \quad (4.4)$$

Durch Ausführen des Integrals ergibt sich daraus die verwendete Parametrisierung:

$$\frac{dN_{\gamma}}{dx} = \frac{10}{3} - \frac{15x^2 + 30x - 1}{12x^{3/2}}. \quad (4.5)$$

Dabei gilt $x = E_{\gamma}/m_{\chi}$ und $y = E_{\pi^0}/m_{\chi}$.

In Abb. 4.1 sind alle verwendeten Annihilationsspektren für eine WIMP-Masse von 1 TeV dargestellt.

Die benötigten Spektren $\frac{dN_{\gamma}}{dE}$ erhält man aus den angegebenen Parametrisierungen mittels der folgenden Umrechnung:

$$\frac{dN_{\gamma}}{dE} = \frac{dN_{\gamma}}{dx} \frac{dx}{dE} = \frac{1}{m_{\chi}} \frac{dN_{\gamma}}{dx}. \quad (4.6)$$

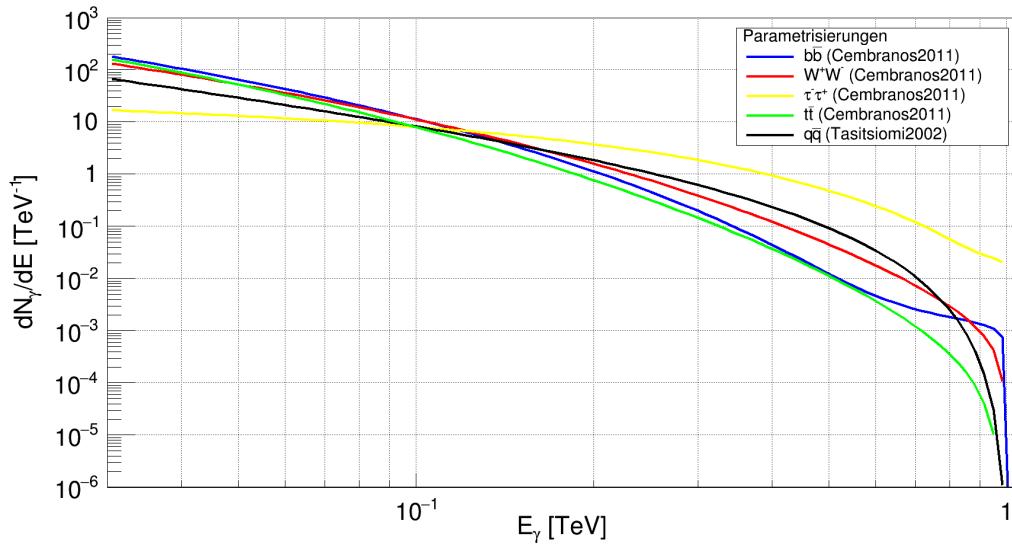


Abb. 4.1: Darstellung der verwendeten γ -Strahlungsspektren für die Annihilation Dunkler Materie als Funktion von $x = E_\gamma/m_\chi$, bei einer angenommenen Masse $m_\chi = 1 \text{ TeV}$.

Die Parametrisierungen für die Annihilation in $b\bar{b}$, $\tau^-\tau^+$, W^+W^- und $t\bar{t}$ stammen von [Cembranos et al. \(2011\)](#) und für die Annihilation in $q\bar{q}$ von [Tasitsiomi & Olinto \(2002\)](#).

4.2 Methode zur Bestimmung des Untergrunds

Das aufgenommene Signal enthält aufgrund von kosmischer Strahlung Untergrundereignisse. Zwar kann bereits durch Auswahlkriterien für Parameter und Eigenschaften der Detektion der Hintergrund drastisch reduziert werden, allerdings ergeben sich selbst für starke Quellen Signal-Untergrund-Verhältnisse von etwa 1:1 ([Aharonian et al., 2006](#)). Diese restlichen Untergrundereignisse müssen daher quantifiziert und in der Analyse berücksichtigt werden. Hierfür betrachtet man neben der Quellregion, welche meist als ON-Region bezeichnet wird, zusätzlich eine sogenannte OFF-Region, welche zur Bestimmung des Hintergrunds dient. Für eine Anzahl von N_{ON} Ereignissen in der ON- und N_{OFF} Ereignissen in der OFF-Region ergibt sich für die Ereignisse, welche durch das wirkliche Signal entstehen,

$$N_{sig} = N_{ON} - \alpha N_{OFF}, \quad (4.7)$$

wobei α ein Normierungsfaktor ist, welcher Unterschiede, beispielsweise in der Größe oder Beobachtungsposition und Beobachtungszeit, zwischen ON- und OFF-Region berücksichtigt und von der genauen, verwendeten Methode abhängt. Die genaue Bestimmung von α ist eine der Hauptschwierigkeiten bei der Abschätzung des Untergrunds.

Bei der vorliegenden Analyse wurde eine speziell für die Aufnahmen modifizierte Variante der sogenannten „Reflected-Background“-Methode verwendet ([Abramowski et al., 2011](#)). Bei der „Reflected-Background“-Methode ([Berge et al., 2007](#)) wird für jede ON-Region

ein Ring aus n_{off} OFF-Regionen, welche in Größe und Form, sowie im Abstand zur Beobachtungsposition, mit der ON-Region übereinstimmen, gewählt. Daraus ergibt sich, dass für den Normierungsfaktor der einfache Zusammenhang $\alpha = 1/n_{off}$ gilt, wodurch sich diese Methode besonders für die Analyse des Energiespektrums eignet, da keine energieabhängige Akzeptanzfunktion berücksichtigt werden muss. Allerdings kann die Methode nur schlecht bzw. nicht für ON-Regionen verwendet werden, für welche die Beobachtungsposition innerhalb einer ausgedehnten Quelle liegt oder für die zu viele andere Quellen in der Beobachtungsrichtung liegen. In diesem Fall ist es nicht mehr möglich eine Untergrundregion zu definieren, welche nicht mit einer bekannten Quelle überlappt oder durch nahe Quellen beeinflusst wird. Dies sind auch die Gründe, warum im vorliegenden Fall eine modifizierte Variante verwendet wurde, welche in Abb. 4.2 für eine bestimmte Beobachtungsrichtung dargestellt wird. Für den verwendeten Datensatz wurden noch einige weitere Blickrichtungen des Teleskops verwendet.

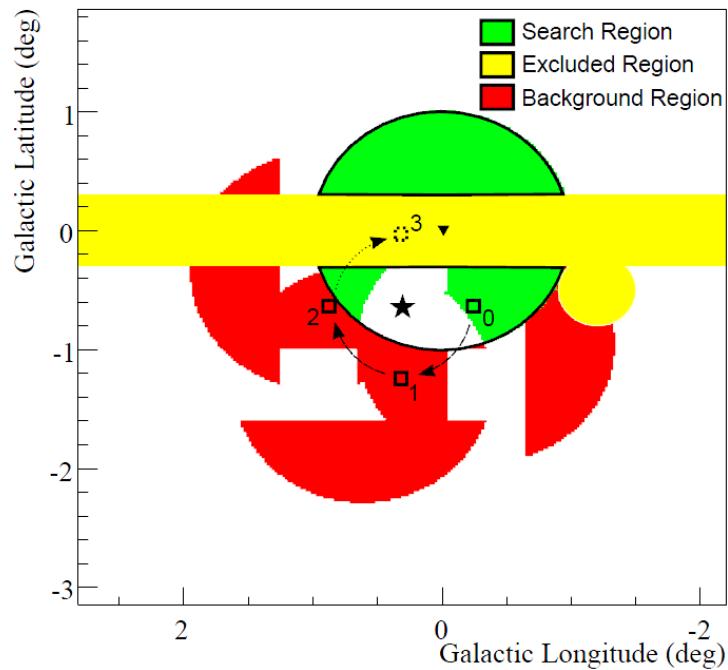


Abb. 4.2: Darstellung der Methode zur Bestimmung des Untergrunds mit der ON-Region in grün, der OFF-Region in rot und der ausgeschlossenen Region in gelb dargestellt (Abramowski et al., 2011).

Die ON-Region, deren Zentrum mit dem des Galaktischen Zentrums übereinstimmt und welche kreisförmig mit einem Radius von $R_{ON} = 1^\circ$ gewählt wurde, ist grün dargestellt. Dabei ist weiterhin zu beachten, dass das Gebiet mit galaktischer Breite von $|b| < 0.3^\circ$ (gelb), was der Galaktischen Ebene entspricht, von der Analyse aufgrund von Verunreinigung durch andere γ -Strahlungsquellen ausgeschlossen wurde, sodass die ON-Region

effektiv aus zwei Teilen besteht. Die OFF-Regionen zur Untergrundbestimmung (rot) erhält man folgendermaßen: Die ON-Region wird nicht als Ganzes gesehen, sondern in Pixel der Größe $0.02^\circ \times 0.02^\circ$ aufgeteilt und diese werden dann um die Beobachtungsposition (Stern) gedreht. In Abb. 4.2 ist dies beispielhaft für das mit 0 bezeichnete Pixel der ON-Region verdeutlicht. Die Pixel 1, 2 und 3 entstehen durch Rotation um 90° , 180° bzw. 270° . Pixel 3 wird für die Hintergrundbestimmung allerdings nicht berücksichtigt, da es im ausgeschlossenen Bereich liegt. Pixel, welche eigentlich in der ON-Region liegen, für welche allerdings kein gültiger Untergrundbereich gefunden werden kann, werden von der Analyse ebenfalls ausgeschlossen (weißer Bereich in der eigentlichen ON-Region). Dieses Vorgehen garantiert gleiche Detektionseffizienz in ON- und OFF-Region.

Außerdem liegen die so konstruierten OFF-Regionen weiter entfernt vom Galaktischen Zentrum als die ON-Region, was von entscheidender Bedeutung ist. Gemäß den Dichteprofilen NFW und Einasto der Dunklen Materie im Galaktischen Zentrum lässt es sich nicht vermeiden, auch in den OFF-Regionen Signaleignisse aus der Annihilation zu detektieren (vgl. Abb. 4.3). Diese werden dann als Hintergrund wahrgenommen und von der ON-Region abgezogen, sodass das eigentliche Signal verringert wird. Dieser Signalanteil in den OFF-Regionen ist aufgrund der größeren Entfernung allerdings geringer als der in der ON-Region, sodass ein Teil übrig bleibt. Dies muss später bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts und der oberen Grenzen berücksichtigt werden. Für ein isothermisches Profil, wie es ebenfalls in Abb. 4.3 dargestellt ist, würde hingegen das gesamte Signal abgezogen werden. Daher wird solch ein Profil in der vorliegenden Arbeit auch nicht betrachtet.

4.3 Die Maximum-Likelihood-Methode

Zur Bestimmung des Annihilationswirkungsquerschnitts und darauf aufbauend zur Bestimmung der oberen Grenzen wurde die sogenannte Maximum-Likelihood-Methode verwendet, welche im Folgenden kurz vorgestellt wird (Bohm & Zech, 2006; Cowan, 1998).

Sei X eine Zufallsvariable mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(x, \Theta)$, welche zusätzlich von einem Parameter Θ abhängt. Dies entspricht einer Beobachtungsgröße X , in diesem Fall der Anzahl der γ -Strahlungsphotonen aus der ON-Region, wobei die einzelnen möglichen Messwerte gemäß der Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(x, \Theta)$ verteilt sind. Der Parameter Θ entspricht hier dem Wirkungsquerschnitt.

Seien nun x_i mit $i = 1, \dots, n$ Messwerte der Zufallsvariablen X , so ergibt sich, da die einzelnen Messwerte voneinander unabhängig sind, die gemeinsame Wahrscheinlichkeitsverteilung der x_i zu

$$\mathcal{L}(x_1, x_2, \dots, x_n; \Theta) = \prod_{i=1}^n f_i(x_i; \Theta). \quad (4.8)$$

\mathcal{L} wird als Likelihoodfunktion bezeichnet und gibt die Wahrscheinlichkeit an, bei n Messungen, unter der Annahme des Parameters Θ , die Messwerte x_i zu erhalten. Nachdem das Experiment durchgeführt wurde, sind die erhaltenen Messwerte fest und \mathcal{L} kann als Funktion von Θ aufgefasst werden. Die beste Abschätzung für Θ in unserem theoretischen Modell ist damit der Wert $\hat{\Theta}$, für welchen die Wahrscheinlichkeit bei n Messungen genau die Messwerte x_i zu erhalten, am größten ist und damit der Wert, welcher die Likelihood-

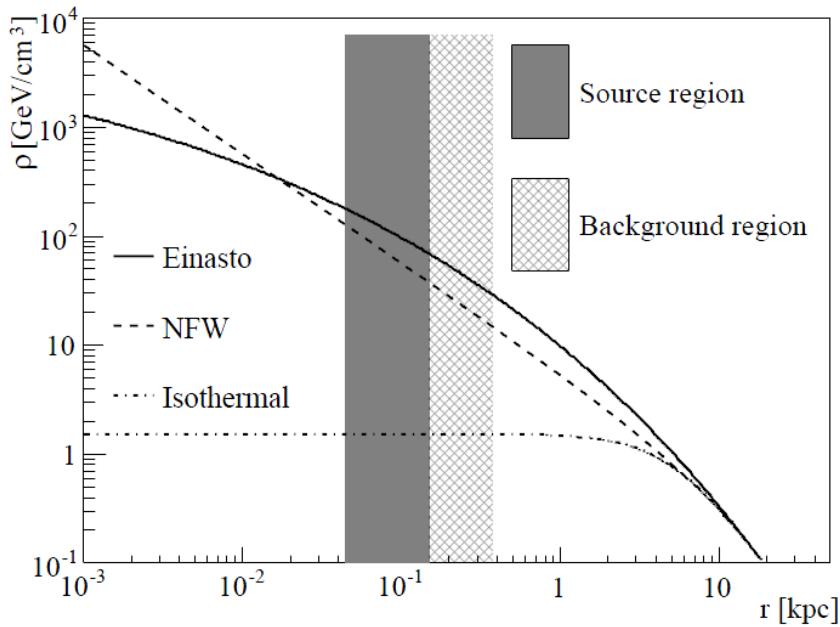


Abb. 4.3: Vergleich des NFW- und Einasto-DM-Profils sowie zusätzlich eines isothermischen Profils für das Galaktische Zentrum. Alle Profile sind auf eine Dichte $\rho_0 = 0.39 \text{ GeV/cm}^3$ bei einer Entfernung von 8.5 kpc zum Galaktischen Zentrum normiert (Abramowski et al., 2011).

Weiterhin sind die Bereiche für die ON- und OFF-Region eingezeichnet. Man sieht, dass für NFW und Einasto die Dichte in der Signalregion über der in der Untergrundregion liegt.

funktion maximiert.

Zur Vereinfachung wird anstatt \mathcal{L} meist $\ln \mathcal{L}$ betrachtet. Da $\mathcal{L} > 0$ und außerdem der Logarithmus eine streng monotone Funktion ist, besitzen $\ln \mathcal{L}$ und \mathcal{L} die selben Extremstellen und liefern damit äquivalente Ergebnisse. Es ergibt sich

$$\ln \mathcal{L}(x_1, x_2, \dots, x_n; \Theta) = \sum_{i=1}^n \ln f_i(x_i; \Theta). \quad (4.9)$$

Zum Aufstellen der Likelihoodfunktion werden also lediglich die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der einzelnen Messwerte benötigt.

Die aufgenommenen Ereignisse von H.E.S.S. liegen als gebinnte Histogramme vor. Unter der in diesem Fall gerechtfertigten Annahme, dass die Zahl der Einträge in den einzelnen Bins klein ist gegenüber der Gesamtzahl von Einträgen sowie für eine variable Gesamtzahl der Ereignisse, folgt die Zahl der Einträge N_i in Bin i einer Poissonverteilung:

$$P_i(N_i; \lambda_i) = \frac{\lambda_i^{N_i}}{N_i!} e^{-\lambda_i}. \quad (4.10)$$

Dabei beschreibt $P_i(N_i, \lambda_i)$ die Wahrscheinlichkeit für Bin i , bei λ_i erwarteten Ereignissen N_i Ereignisse zu erhalten.

Für die Log-Likelihoodfunktion der Daten folgt damit

$$\ln[\mathcal{L}(\Theta)] = \ln \left(\prod_{i=1}^n \frac{\lambda_i^{N_i}}{N_i!} e^{-\lambda_i} \right) = \sum_{i=1}^n N_i \ln \lambda_i - \lambda_i - \ln N_i!. \quad (4.11)$$

In der Likelihoodanalyse kann der von Θ unabhängige Term $\ln(N_i!)$ vernachlässigt werden, da dieser keinen Einfluss auf die Lage des Maximums der Funktion hat. Für ein Histogramm mit n Bins ergibt sich demnach die Log-Likelihoodfunktion

$$\ln[\mathcal{L}(\Theta)] = \sum_{i=1}^n N_i \ln \lambda_i - \lambda_i. \quad (4.12)$$

Die Anzahl der erhaltenen Ereignisse N_i ergibt sich direkt aus den gemessenen Werten N_i^{on} für die ON-Region, die erwartete Anzahl an Ereignissen λ_i muss allerdings noch bestimmt werden. Sie setzt sich zusammen aus den erwarteten Ereignissen durch das Annihilationssignal λ_i^S und den erwarteten Untergrundereignissen λ_i^{BG} :

$$\lambda_i = \lambda_i^S + \lambda_i^{BG}. \quad (4.13)$$

Die Zahl der erwarteten Signalereignisse ergibt sich aus dem zugrunde liegenden teilchenphysikalischen Modell der WIMPs und dem daraus resultierenden γ -Strahlungsfluss (Kapitel 3.2) sowie den Detektionseigenschaften des Detektors:

$$\lambda_i^S = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \int_{T_{\text{obs}}} \int_{\Delta\Omega} \frac{d\Phi}{dEdAdtd\Omega} \cdot A_{\text{eff}}(E) d\Omega dt dE. \quad (4.14)$$

Dabei bezeichnet A_{eff} die effektive Fläche des Detektors, E_{\min} bzw. E_{\max} die Energiegrenzen des Bins, T_{obs} die Observationszeit und $\Delta\Omega$ den beobachteten Raumwinkel. Der Fluss der γ -Strahlung (Gleichung (3.2)) wiederum ergibt sich unter der Annahme eines bestimmten Annihilationskanals zu

$$\frac{d\Phi}{dEdAdtd\Omega} = \frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_{\chi}^2} \left(\frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma}} \right) \cdot J(\Delta\Omega) \quad (4.15)$$

$$\text{mit } J(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{l.o.s.} \rho^2[r(s)] ds. \quad (4.16)$$

Daraus ergibt sich dann schließlich für die erwarteten Signalereignisse

$$\lambda_i^S = \frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_{\chi}^2} \cdot T_{\text{obs}} \cdot \Delta\Omega \cdot J(\Delta\Omega) \cdot \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma}} \right) \cdot A_{\text{eff}}(E) dE. \quad (4.17)$$

Die erwarteten Ereignisse aus dem Untergrund erhält man direkt aus der gemessenen Anzahl an Ereignissen der OFF-Region N_i^{off} , wobei noch der Korrekturfaktor α beachtet

werden muss (vgl. Kapitel 4.2). Es ergibt sich

$$\lambda_i^{BG} = \frac{N_i^{off}}{\alpha}. \quad (4.18)$$

Damit ist es mit Gleichung (4.13) möglich die Gesamtzahl der erwarteten Ereignissen in der ON-Region zu bestimmen.

Unter der Annahme einer bestimmten WIMP-Masse ist der Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ der einzige freie Parameter und kann, wie bereits oben beschrieben, durch Maximieren der Log-Likelihoodfunktion bestimmt werden.

5 Suche nach Signal aus Dunkler-Materie-Annihilation im Galaktischen Zentrum

Nachdem in den vorherigen Kapiteln die Grundlagen und das Vorgehen dieser Arbeit erläutert wurden, werden im Folgenden die erhaltenen Resultate vorgestellt und diskutiert. Dabei wird zu Beginn noch kurz auf die verwendeten Beobachtungen des Galaktischen Zentrums eingegangen. Anschließend werden die Ergebnisse des Likelihoodfits und der Bestimmung oberer Grenzen auf den Annihilationswirkungsquerschnitt gezeigt und erläutert. Die Resultate dieser Arbeit werden außerdem mit denen von [Abramowski et al. \(2011\)](#) verglichen. Letztlich werden noch mittlere obere Grenzen aus simulierten Daten berechnet und damit die Bedeutung von Fluktuationen im Untergrund abgeschätzt.

5.1 Beobachtungen des H.E.S.S.-Experiments

Die Daten, welche in dieser Arbeit präsentiert werden, wurden in den Jahren 2004 - 2008 aufgenommen. Sie ergeben sich aus 112 h (live time) an Beobachtungen des Galaktischen Zentrums, welche mit dem H.E.S.S.-Instrument aufgenommen wurden. Die mittlere Entfernung zwischen der Beobachtungsposition des Teleskops und des Galaktischen Zentrums beträgt 0.7° , bei einem Maximalwert von 1.5° . Dabei wurden in dieser Arbeit nur diejenigen Ereignisse berücksichtigt, welche die Standard-Selektionskriterien für γ -Strahlung von H.E.S.S. ([Aharonian et al., 2006](#)) erfüllten und zusätzlich durch alle vier Teleskope detektiert wurden. Die untere Energieschwelle liegt bei 310 GeV. Genauere Informationen zum Datensatz findet man in [Abramowski et al. \(2011\)](#) und [Abramowski et al. \(2013\)](#), sowie den darin angegebenen Referenzen.

Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, wurden für die Auswertung mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode die sich aus den Beobachtungen ergebenden Energieverteilungen der Ereignisse in der ON- und OFF-Region verwendet. Diese sind in Abb. 5.1 (ON-Region) und Abb. 5.2 (OFF-Region) dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass die Untergrundereignisse, also die Ereignisse aus der OFF-Region, bereits mit dem Normierungsfaktor α (vgl. Kapitel 4.2) gewichtet wurden. Für diesen gilt dabei $\alpha = 1/6$.

Insgesamt wurden in der ON-Region 11508 Ereignisse und in der OFF-Region 67030 Ereignisse detektiert, welche die Auswahlkriterien erfüllten.

Neben den Energieverteilungen der Ereignisse wurde außerdem noch die energieabhängige Exposure des Detektors benötigt, welche sich aus der effektiven Fläche A_{eff} , der Beobachtungszeit T_{obs} sowie dem beobachteten Raumwinkel $\Delta\Omega$ zusammensetzt. Diese ist in Abb. 5.3 dargestellt.

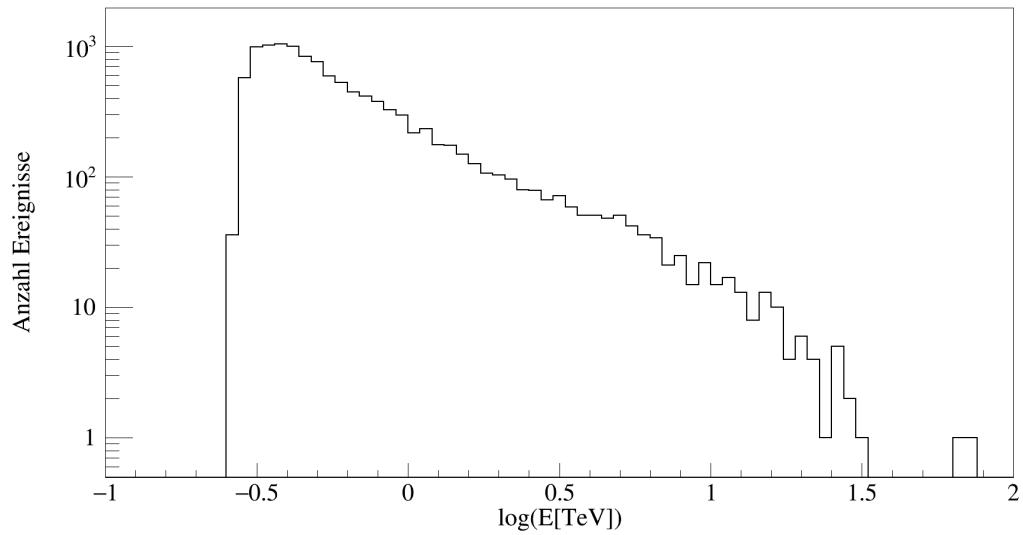


Abb. 5.1: Energieverteilung der detektierten Ereignisse in der ON-Region.

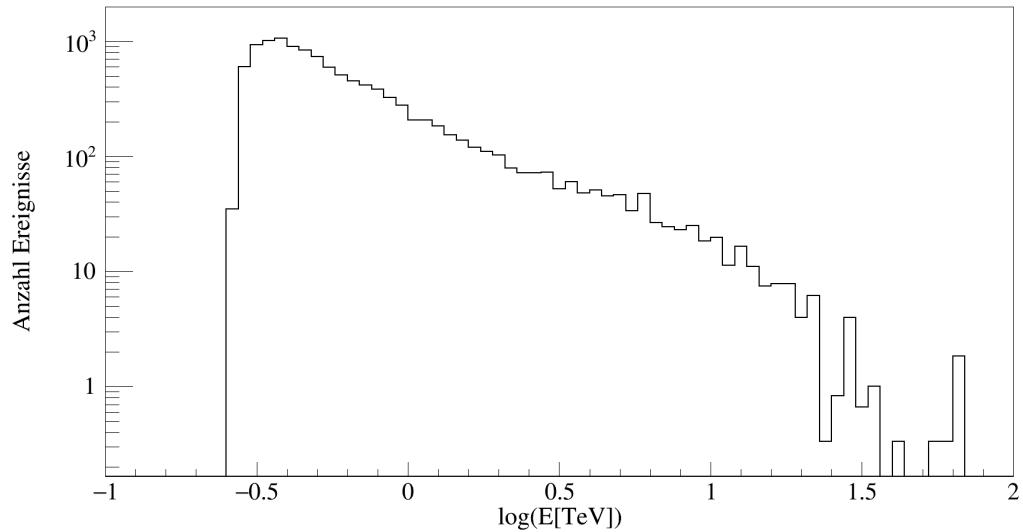


Abb. 5.2: Energieverteilung der detektierten Ereignisse in der ON-Region. Die Daten wurden dabei bereits mit dem Normierungsfaktor $\alpha = 1/6$ gewichtet.

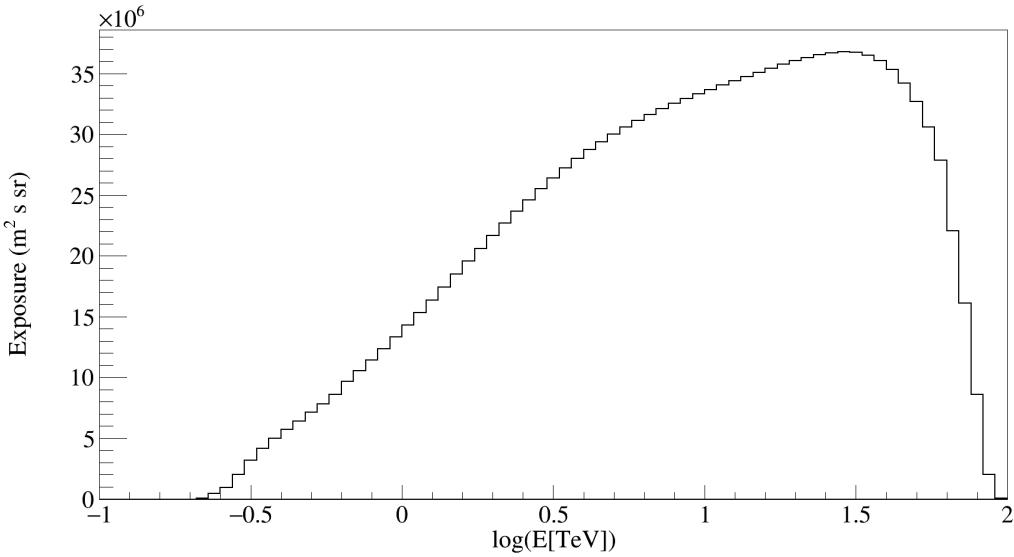


Abb. 5.3: Exposure der Teleskope in Abhängigkeit der Energie. Diese setzt sich zusammen aus der energieabhängigen, effektiven Fläche A_{eff} , der Beobachtungszeit T_{obs} und dem betrachteten Raumwinkel $\Delta\Omega$.

Um den Annihilationswirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ bestimmen zu können, werden neben den gerade vorgestellten Daten die astrophysikalischen J-Faktoren $J(\Delta\Omega) = \bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega$ benötigt, welche sich aus den jeweiligen Dichteprofilen der Dunklen Materie ergeben. Diese wurden aus [Abramowski et al. \(2011\)](#) entnommen, da dort der gleiche Datensatz verwendet wurde. Die verwendeten Einasto- und NFW-Dichteprofile wurden dabei jeweils auf den Wert $\rho_0 = 0.39 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}$ ([Catena & Ullio, 2010](#)) normiert, welcher die für unsere Sonne bestimmte Dichte wiedergibt. Da die Daten aus verschiedenen Beobachtungspositionen stammen, wurden sowohl für den J-Faktor der Signalregion J_{src} als auch für den J-Faktor der Untergrundregion J_{bg} die mittleren Werte bestimmt. Man erhält für das Einasto-Profil die Werte:

$$J_{\text{src}} = 3142 \cdot \left(0.3 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}\right)^2 \cdot 8.5 \text{ kpc} = 7.41 \cdot 10^{24} \frac{\text{GeV}^2}{\text{cm}^5}$$

$$J_{\text{bg}} = 1535 \cdot \left(0.3 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}\right)^2 \cdot 8.5 \text{ kpc} = 3.62 \cdot 10^{24} \frac{\text{GeV}^2}{\text{cm}^5}$$

und für das NFW-Profil ergibt sich:

$$J_{\text{src}} = 1604 \cdot \left(0.3 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}\right)^2 \cdot 8.5 \text{ kpc} = 3.78 \cdot 10^{24} \frac{\text{GeV}^2}{\text{cm}^5}$$

$$J_{\text{bg}} = 697 \cdot \left(0.3 \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3}\right)^2 \cdot 8.5 \text{ kpc} = 1.65 \cdot 10^{24} \frac{\text{GeV}^2}{\text{cm}^5}.$$

Damit werden beim Einasto-Profil 49% und beim NFW-Profil 43% des Signals aus Dunkler-Materie-Annihilation in der ON-Region ebenfalls in der OFF-Region aufgenommen. Um dies in der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts zu berücksichtigen, wurden in der Maximum-Likelihood-Analyse die verbleibenden Anteile

$$J_{res,Einasto} = 3.78 \cdot 10^{24} \frac{\text{GeV}^2}{\text{cm}^5}$$

$$J_{res,NFW} = 2.14 \cdot 10^{24} \frac{\text{GeV}^2}{\text{cm}^5}$$

verwendet. Somit wurden bei den folgenden Berechnungen auch die Signalanteile in der Untergrundregion beachtet.

5.2 Ergebnisse

5.2.1 Resultate aus dem Maximum-Likelihood-Fit

Nun kann aus den im vorherigen Kapitel vorgestellten Daten unter der Annahme einer bestimmten Masse der DM-Teilchen der Annihilationswirkungsquerschnitt bestimmt werden. Zur Umsetzung der Maximum-Likelihood-Methode wurden dabei die am CERN entwickelte Software ROOT und das darin enthaltene Paket MINUIT verwendet.

Es wurden für alle in Kapitel 4.1 vorgestellten Annihilationsspektren jeweils Massen von 0.4 TeV bis 10.0 TeV untersucht. In diesem Bereich war es möglich, den Fit auf einer angemessenen Grundlage von Messergebnissen durchzuführen.

Die Ergebnisse für die Annihilation in ein $q\bar{q}$ -Paar sind in Abb. 5.4 für das Einasto-Profil und in Abb. 5.5 für das NFW-Profil dargestellt. Dabei entspricht der angegebene Fehler 1σ . Die Ergebnisse für die weiteren Spektren der Annihilation in $b\bar{b}$ -, $\tau^-\tau^+$ -, W^+W^- - und $t\bar{t}$ -Paare befinden sich im Anhang B.1.

Gemäß der festgelegten und für die Teilchenphysik üblichen Detektionsschwelle von 5σ wurde kein signifikantes Signal gefunden. Dies stimmt mit bisherigen Resultaten anderer Arbeiten in diesem Energiebereich überein. Alle erhaltenen Werte sind im Rahmen eines 5σ -Fehlers mit 0 verträglich und weisen daher nicht auf ein detektiertes Signal aus Dunkler-Materie-Annihilation hin.

5.2.2 Bestimmung von 95% C.L. oberen Grenzen auf $\langle\sigma v\rangle$

Da sich aus den Fits kein signifikantes Signal ergibt, wurden diese im Folgenden genutzt, um Obergrenzen auf den Annihilationswirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ zu bestimmen. Hierfür wurden zu den aus den Fits erhaltenen Werten die 1.645σ entsprechenden Fehler hinzu addiert. Die erhaltenen Limits entsprechen einer einseitigen oberen Grenze mit 95 % Konfidenzintervall (C.L., confidence level) auf $\langle\sigma v\rangle$. In Abb. 5.6 sind wiederum die Ergebnisse für die Annihilation in ein $q\bar{q}$ -Paar, sowohl für das Einasto- als auch für das NFW-Profil, aufgetragen. Die Resultate für die weiteren Annihilationskanäle befinden sich im Anhang B.2. Die folgenden Erläuterungen lassen sich größtenteils auf diese übernehmen.

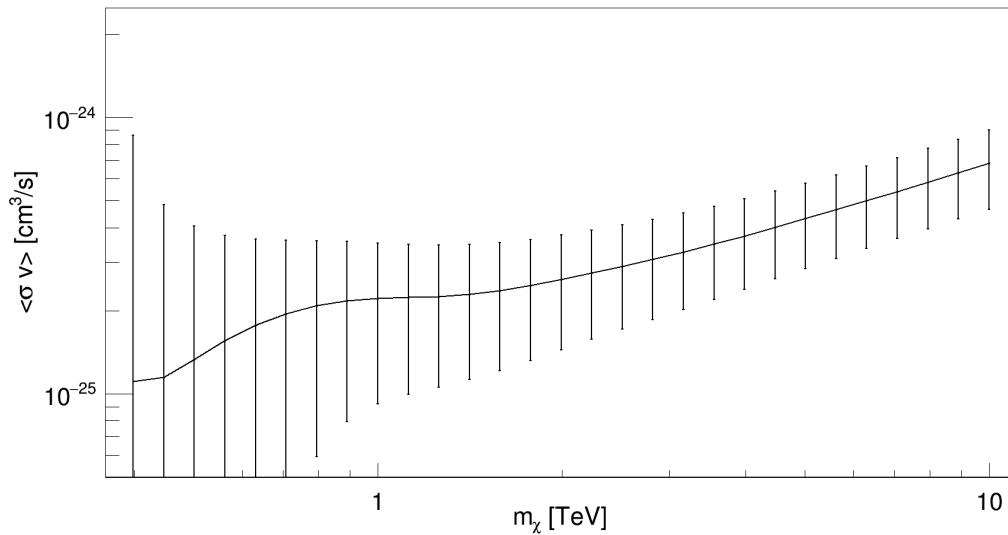


Abb. 5.4: Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $q\bar{q}$ -Paare (Einasto-Profil). Die angegebenen Fehler entsprechen einer Abweichung von 1σ . Es wurden keine signifikanten Signalereignisse registriert (Signifikanzlevel 5σ).

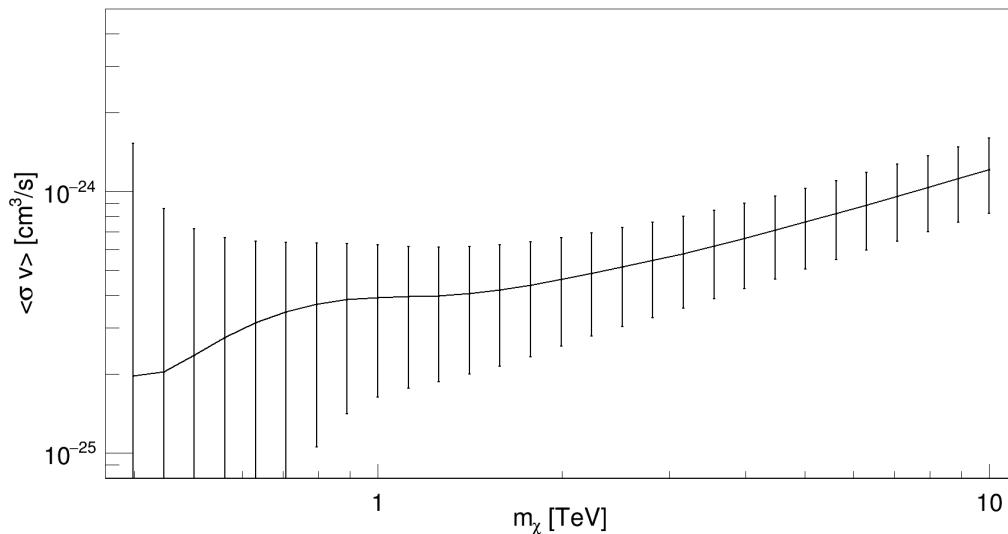


Abb. 5.5: Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $q\bar{q}$ -Paare (NFW-Profil). Die angegebenen Fehler entsprechen einer Abweichung von 1σ . Es wurden keine signifikanten Signalereignisse registriert (Signifikanzlevel 5σ).

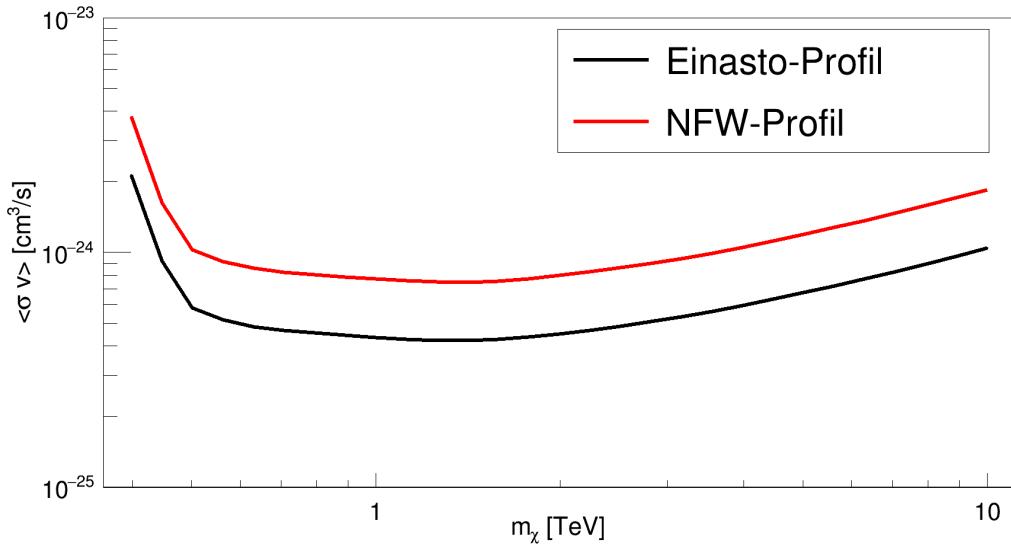


Abb. 5.6: Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in $q\bar{q}$) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).

Der grobe Verlauf der Limits entspricht sehr gut den Erwartungen. Die höheren Limits bei niedrigen Massen lassen sich durch die fehlende Statistik aufgrund der sehr geringen Anzahl der am Fit beteiligten Bins erklären. Daraus resultieren entsprechend große Fehler und damit auch hohe obere Grenzen. Der Anstieg der Limits bei größeren Massen entsteht dadurch, dass durch die Wahl der DM-Dichteprofile und der jeweiligen Normierung die Gesamtmasse der Dunklen Materie im beobachteten Bereich festgelegt ist. Dies entspricht natürlich der Realität, da es genau eine bestimmte Menge an Dunkler Materie gibt. Aus Gleichung (3.2) und Gleichung (4.6) wird ersichtlich, dass bei steigender Masse der DM-Teilchen der Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ ebenfalls zunehmen muss, um den resultierenden Fluss der γ -Strahlung und damit die Anzahl der detektierten Events konstant zu halten. Mit anderen Worten existieren für höhere DM-Massen weniger einzelne Teilchen, welche pro Annihilation allerdings etwa die gleiche Zahl an Photonen erzeugen. Um nun das selbe resultierende Signal zu erhalten, müssen diese häufiger reagieren. Daraus ergibt sich schließlich auch die Zunahme der oberen Grenzen.

Auch der Unterschied zwischen Einasto- und NFW-Profil (Faktor 1.8) entspricht genau den sich aus den J-Faktoren ergebenden Erwartungen. Der Verlauf der Obergrenzen in Abhängigkeit der Masse ist nicht vom verwendeten Profil abhängig.

Alle in dieser Arbeit ermittelten oberen Grenzen (95% C.L.) sind in Abb. 5.7 für das Einasto-Profil und in Abb. 5.8 für das NFW-Profil aufgetragen. Zusätzlich sind jeweils die von [Abramowski et al. \(2011\)](#) erhaltenen Werte zum Vergleich gezeigt.

Die niedrigsten erhaltenen oberen Grenzen sowie deren Lage sind dabei natürlich von den jeweiligen Annihilationsprodukten und den damit verbundenen γ -Strahlungsspektrien abhängig. Die sich ergebenden Werte sind in Tabelle 5.1 aufgetragen. Die relative Lage der

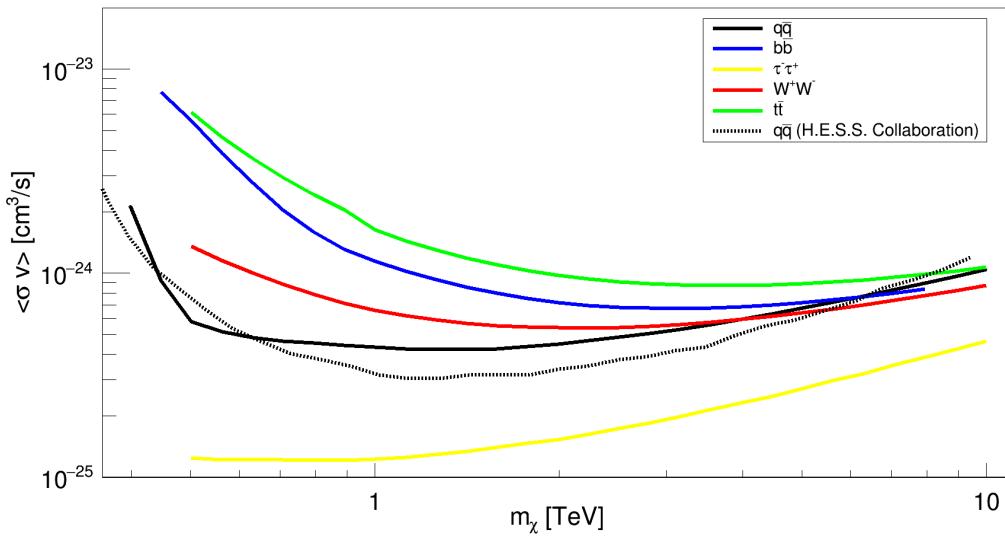


Abb. 5.7: Ergebnisse für die oberen Grenzen (95% C.L.) auf den Annihilationswirkungsquerschnitt für verschiedene Annihilationskanäle als Funktion der DM-Masse für das Einasto-Profil. Zusätzlich sind die Ergebnisse von [Abramowski et al. \(2011\)](#) dargestellt.

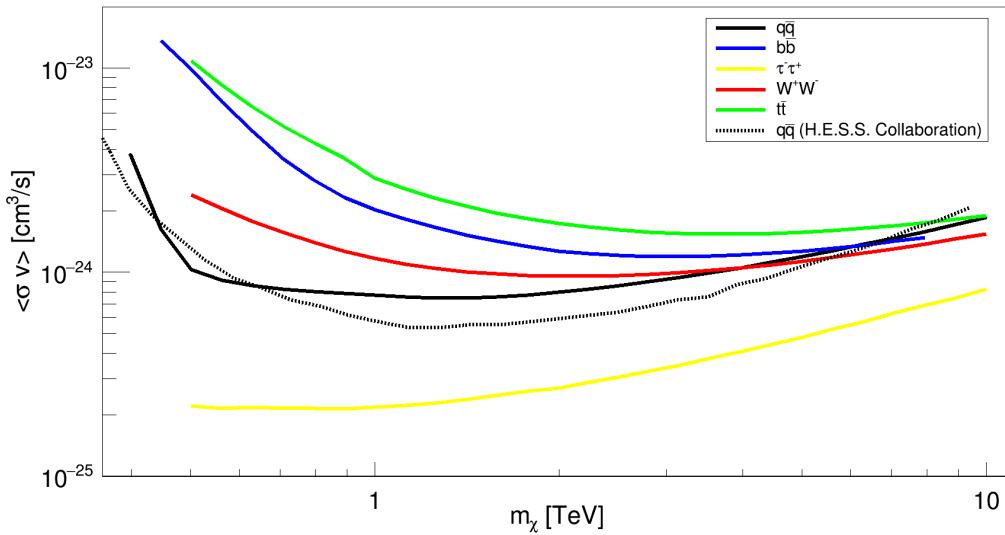


Abb. 5.8: Ergebnisse für die oberen Grenzen (95% C.L.) auf den Annihilationswirkungsquerschnitt für verschiedene Annihilationskanäle als Funktion der DM-Masse für das NFW-Profil. Zusätzlich sind die Ergebnisse von [Abramowski et al. \(2011\)](#) dargestellt.

verschiedenen Annihilationskanäle entspricht den Erwartungen, welche sich aus anderen Arbeiten ergeben (Opitz, 2014). Die besten Limits wurden für eine Annihilation in $\tau^-\tau^+$ erhalten. Alle Resultate liegen etwa eine Größenordnung über dem Wert von $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$, der aus dem ΛCDM -Modell erwartet wird. Die Limits für die Annihilation in $q\bar{q}$ und $b\bar{b}$, welche meist als Vergleichswert verwendet werden, liegen über den Grenzen aus der H.E.S.S. Publikation (Abramowski et al., 2011), sodass diese weiterhin die momentan besten Werte darstellen.

Tab. 5.1: Übersicht über die für die verschiedenen Annihilationskanäle und Profile erhaltenen niedrigsten Limits sowie der entsprechenden Masse der DM-Teilchen, für welche diese erreicht wurden.

Annihilationsprodukte	m_χ [TeV]	Dichteprofil	Obergrenzen (95% C.L.) [$\frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$]
$q\bar{q}$	1.3	Einasto	$4.2 \cdot 10^{-25}$
		NFW	$7.5 \cdot 10^{-25}$
$b\bar{b}$	3.2	Einasto	$6.7 \cdot 10^{-25}$
		NFW	$1.2 \cdot 10^{-24}$
$\tau^-\tau^+$	0.9	Einasto	$1.2 \cdot 10^{-25}$
		NFW	$2.1 \cdot 10^{-25}$
W^+W^-	2.2	Einasto	$5.4 \cdot 10^{-25}$
		NFW	$9.5 \cdot 10^{-25}$
$t\bar{t}$	3.6	Einasto	$8.7 \cdot 10^{-25}$
		NFW	$1.5 \cdot 10^{-24}$

5.2.3 Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit Ergebnissen der H.E.S.S.-Kollaboration

Die erhaltenen Resultate dieser Arbeit für die Annihilation in $q\bar{q}$ -Paare werden außerdem mit den Ergebnissen der H.E.S.S.-Kollaboration (Abramowski et al., 2011) verglichen. Diese basieren auf dem gleichen Datensatz des H.E.S.S.-Experiments und als Annihilationsspektrum wurde ebenfalls die Parametrisierung von Tasitsiomi & Olinto (2002) gewählt. Die sich in dieser Arbeit ergebenden oberen Grenzen sowie die oberen Grenzen der H.E.S.S.-Kollaboration sind in Abb. 5.9 dargestellt, wobei die Ergebnisse sowohl für das Einasto- als auch für das NFW-Profil gezeigt werden.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass die erzielten Ergebnisse relativ gut mit den Veröffentlichungen der H.E.S.S.-Kollaboration verträglich sind und beide im groben Verlauf der Limits mit der Masse sowie in der Größenordnung der sich ergebenden Limits übereinstimmen. Im exakten Verlauf zeigen sich allerdings Unterschiede. Die niedrigsten Limits erhält man bei beiden Analysen für Massen der WIMPs im Bereich von $1.2 \text{ TeV} - 1.3 \text{ TeV}$, wobei sich die genauen Minimalwerte allerdings unterscheiden. Die besten in dieser Arbeit erhaltenen Werte für $\langle\sigma v\rangle$ in $q\bar{q}$ -Paare ergeben sich zu $4.2 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ für das Einasto-Profil und $7.5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ für das NFW-Profil. Diese liegen jeweils einen Faktor 1.4 höher als die von Abramowski et al. (2011) erreichten Werte von $3.0 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ (Einasto) und $5.4 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ (NFW). Weiterhin zeigt sich bei niedrigen DM-Massen ein deutlich steilerer Anstieg der Limits.

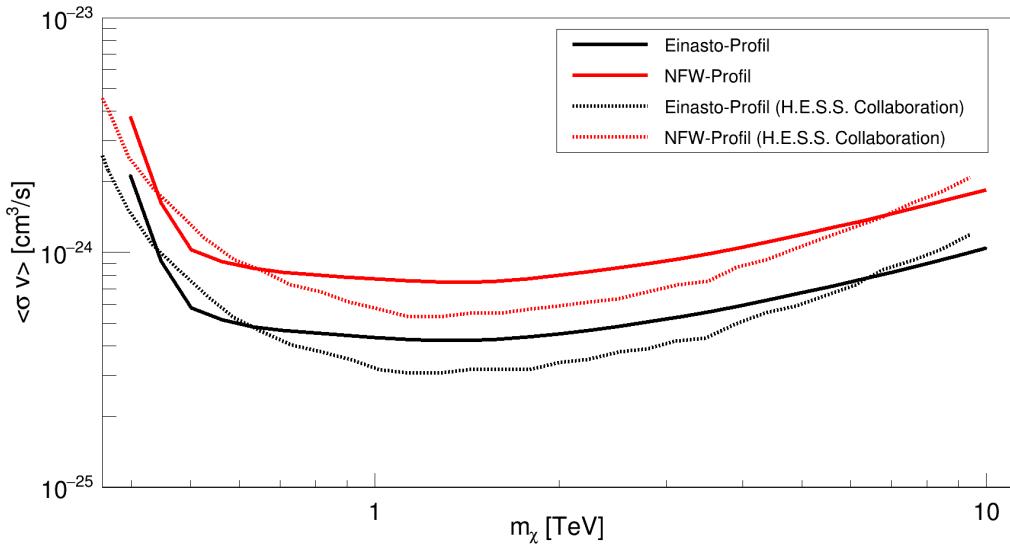


Abb. 5.9: Vergleich der erhaltenen oberen Grenzen aus dieser Arbeit mit den Werten von [Abramowski et al. \(2011\)](#) für das Einasto- und NFW-Profil.

In beiden Fällen wurde das γ -Strahlungsspektrum für die Annihilation in $q\bar{q}$ -Paare von [Tasitsiomi & Olinto \(2002\)](#) verwendet.

Diese Beobachtungen lassen sich möglicherweise durch die verschiedenen angewendeten Selektionskriterien für die γ -Ereignisse erklären. Zwar wurde jeweils der gleiche Datensatz von 2004-2008 verwendet, allerdings wurde bei den für diese Arbeit zugelassenen Ereignissen zusätzlich gefordert, dass diese von allen vier Teleskopen registriert wurden. Daraus ergibt sich einerseits eine höhere Energieschwelle, was den steilen Anstieg bei niedrigen Massen erklären könnte, andererseits ergibt sich natürlich eine wesentlich kleinere Gesamtzahl an resultierenden Ereignissen, was sich durch die verringerte Statistik auch auf die berechneten oberen Grenzen auswirkt. Um festzustellen, ob sich die Unterschiede tatsächlich allein durch die unterschiedliche Auswahl der Events ergeben oder ob weitere Faktoren eine Rolle spielen, müssten die beiden Datensätze genauer analysiert werden, beispielsweise die Differenzen in den sich ergebenden Ereigniszahlen oder der Exposure-Funktion.

Auch wurde kurz untersucht, ob die unterschiedlichen verwendeten Fit-Verfahren einen Beitrag leisten könnten. Zwar zeigten sich geringe Abweichungen zwischen dem Likelihood-Fit und einem χ^2 -Fit, allerdings scheinen diese viel zu klein zu sein, um einen wesentlichen Beitrag darzustellen.

5.2.4 Bestimmung von mittleren oberen Grenzen

Abschließend wurde noch getestet, ob die erhaltenen und in den vorherigen Kapiteln erläuterten oberen Grenzen verträglich mit zufälligen Fluktuationen des Untergrunds sind und sich die Werte damit allein aufgrund der Menge an Untergrundereignisse erklären

lassen. Hierfür wurden ausgehend von den gemessenen Energieverteilungen der Ereignisse aus der ON- und OFF-Region jeweils neue Spektren erstellt, indem für jeden Bin des Histogramms gemäß einer Poisson-Verteilung zufällige neue Werte gewürfelt wurden. Als Erwartungswert λ der Poisson-Verteilung wurde stets der originale Wert aus den gemessenen Energieverteilungen der Ereignisse verwendet. Dies wurde 1000 mal durchgeführt, wobei für alle sich ergebenden Spektren wie gewöhnlich die oberen Grenzen (95 % C.L.) bestimmt wurden. Die erhaltenen mittleren oberen Grenzen sowie die 68 % C.L. Region, welche sich jeweils aus der Verteilung der berechneten Limits ergeben, sind in Abb. 5.10 für die Annihilation in $q\bar{q}$ (Einasto-Profil) dargestellt. Zusätzlich sind auch die oberen Grenzen aus den Originaldaten nochmals zum Vergleich aufgetragen. Die Ergebnisse zu den anderen verwendeten Spektren sind im Anhang B.3 zu finden.

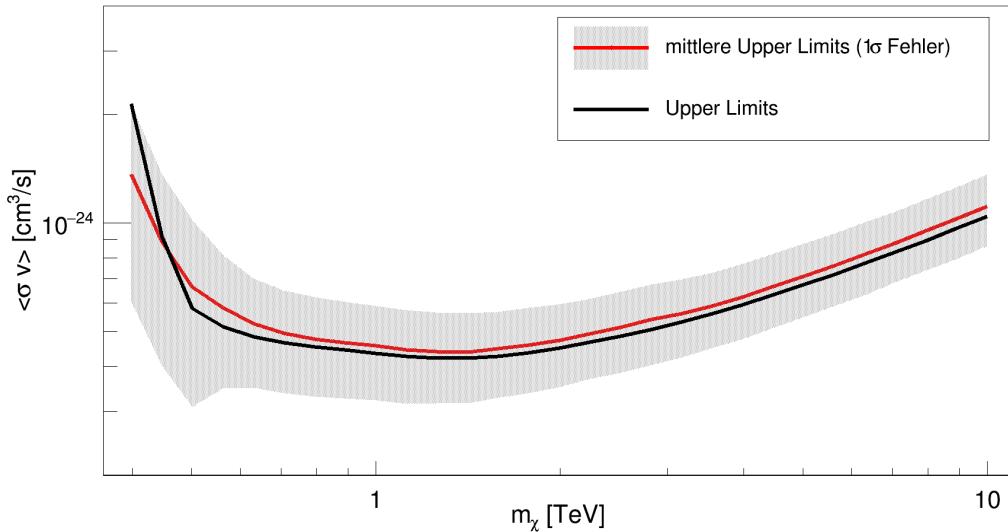


Abb. 5.10: Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten (schwarz) mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren (rot) für die Annihilation in $q\bar{q}$ (Einasto-Profil). Zusätzlich ist das 68 % C.L.-Intervall für die mittleren oberen Grenzen angegeben (grau schraffiert).

Es zeigt sich, dass alle bestimmten Obergrenzen innerhalb des 68 % C.L.-Intervalls mit den sich ergebenden mittleren oberen Grenzen übereinstimmen, sodass sich die Ergebnisse durch Fluktuationen im Untergrund erklären lassen. Dies bestätigt erneut, dass kein signifikantes Signal aus Dunkler-Materie-Annihilation gefunden wurde.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Daten aus Beobachtungen des Galaktischen Zentrums mit Hilfe des H.E.S.S.-Experiments auf ein mögliches Signal aus Dunkler-Materie-Annihilation hin analysiert. Hierfür wurden zwei verschiedene Dichteprofile, das Einasto- und das NFW-Profil, untersucht, wobei die genauen Parameter für das Galaktische Zentrum von [Abramowski et al. \(2011\)](#) übernommen wurden. Weiterhin wurden verschiedene Annihilationskanäle der WIMPs betrachtet, was der Verwendung von γ -Strahlungsspektren unterschiedlicher Form entspricht. Die dabei verwendeten Parametrisierungen wurden von [Cembranos et al. \(2011\)](#) und [Tasitsiomi & Olinto \(2002\)](#) entnommen.

Da kein signifikantes γ -Strahlungssignal gefunden wurde, wurden die Daten anschließend genutzt, um obere Grenzen (95% C.L.) auf den Annihilationswirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ zu bestimmen. Dabei wurden Massen der DM-Teilchen im Bereich 0.4 TeV bis 10.0 TeV untersucht. Die niedrigsten erreichten Limits für die verschiedenen Profile und Annihilationsspektren befinden sich zwischen $2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$ und $1 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ und liegen damit eine Größenordnung über dem aus dem WIMP-Freezeout erwarteten Wert von $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Die Ergebnisse für die Parametrisierung einer Annihilation in $q\bar{q}$ wurden zusätzlich mit den Ergebnissen der H.E.S.S.-Kollaboration ([Abramowski et al., 2011](#)) verglichen, da dabei der gleiche Datensatz an Beobachtungen mit H.E.S.S. sowie die gleiche Parametrisierung gewählt wurde. Es zeigte sich, dass die Größenordnung sowie der grobe Verlauf der oberen Grenzen gut übereinstimmen. Der exakte Verlauf sowie die niedrigsten erzielten Limits zeigen allerdings wesentliche Unterschiede. Eine mögliche Erklärung dafür sind die unterschiedlichen Selektionskriterien für die zugelassenen γ -Strahlungsereignisse. Um genaue Aussagen treffen zu können oder weitere Möglichkeiten für die Unterschiede zu finden, wären genauere Untersuchungen notwendig.

Zuletzt wurden aus simulierten Daten noch mittlere obere Grenzen auf den Annihilationswirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ bestimmt. Daraus zeigte sich, dass die sich ergebenden oberen Grenzen verträglich mit Fluktuationen des Untergrunds sind.

Insgesamt lässt sich zusammenfassen, dass die in dieser Arbeit erhaltenen Resultate gut mit anderen aktuellen Ergebnissen übereinstimmen und diese bestätigen.

Der nächste große Schritt in der indirekten Suche nach Dunkler Materie wird mit der Inbetriebnahme des Cherenkov Telescope Array (CTA) erwartet. Dieses wird einen Energiebereich von einigen 10 GeV bis mehreren 100 TeV abdecken und in diesem Bereich eine deutlich verbesserte Sensitivität aufweisen, welche eine Größenordnung besser als die momentan laufender Experimente sein wird. Außerdem werden durch die deutlich bessere Energieauflösung auch wesentliche Verbesserungen für die Suche nach bestimmten Spektrumsmerkmalen, beispielsweise Linien aus der Annihilation in $\gamma\gamma$ -Paare, erwartet. Damit kann ein neuer, großer Bereich von WIMP-Parametern erschlossen und getestet

werden und auch der Zielwert $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ wird von CTA vermutlich erreicht werden (vgl. Abb. 6.1). Ein Überblick über die mit CTA erwarteten Ergebnissen findet man außerdem in [Doro et al. \(2013\)](#).

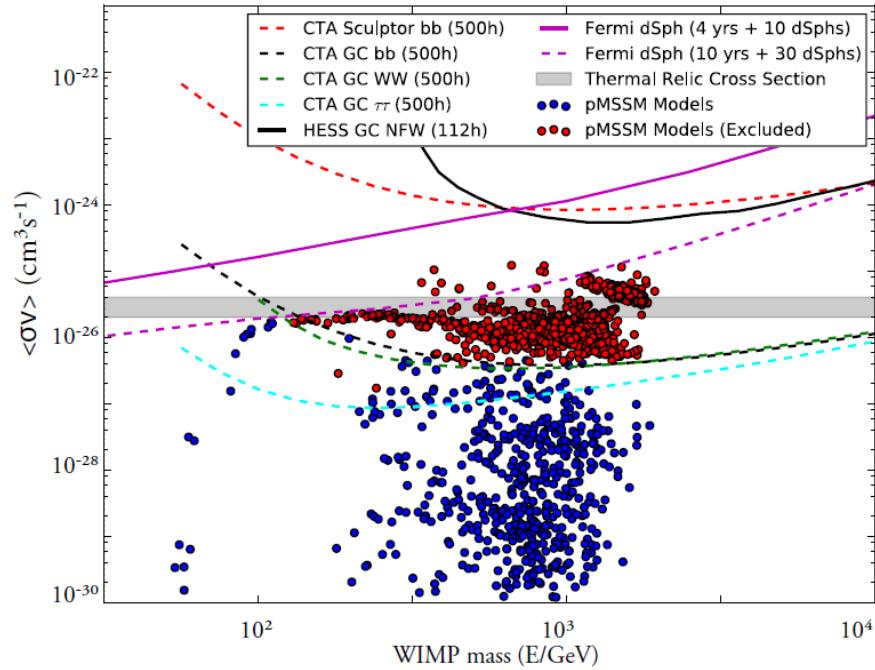


Abb. 6.1: Vergleich zwischen momentan erreichten (durchgezogene Linien) sowie erwarteten (gestrichelte Linien) Limits auf den DM-Aannihilationswirkungsquerschnitt $\langle\sigma v\rangle$ als Funktion der WIMP-Masse ([Funk, 2013](#)).

Weiterhin sind aus der Theorie erhaltene Möglichkeiten für die WIMP-Parameter dargestellt (Punkte), wobei zu erkennen ist, dass ein großer Teil dieser durch CTA getestet werden kann.

Auch neue Arbeiten bezüglich der Dichteverteilungen Dunkler Materie oder anderer wichtiger Einflüsse bei der Suche nach Dunkler Materie werden zu weiteren Verbesserungen führen. Es kann also in nächster Zeit mit wesentlichen neuen Resultaten gerechnet werden, welche immer strengere Grenzen für mögliche Parameter setzen oder sogar mögliche Signale finden.

Damit wird die Suche nach Dunkler Materie auch in Zukunft eines der wichtigsten Forschungsgebiete der aktuellen Physik bleiben.

A Parameter für die verwendeten Annihilationsspektren

Tab. A.1: Parameter von Gleichung (4.1) für die Annihilation in $b\bar{b}$ (Cembranos et al., 2011).

Die für die massenunabhängigen Parameter angegebenen Werte gelten im gesamten Bereich $50 \text{ GeV} \leq M \leq 8000 \text{ GeV}$. Die für die masseabhängigen Parameter angegebenen Potenzgesetze gelten in den jeweiligen Intervallen.

Masseeunabhängige Parameter		
$a_1 = 10.0; b_2 = 11.0; c_2 = 0.0151; d_2 = 0.550; q = 0.000260$		
Masseeabhängige Parameter		
Parameter	WIMP-Masse (GeV)	Massenabhängigkeit
b_1	$100 \leq M \leq 8000$	$152M^{-0.462}$
n_1	$100 \leq M \leq 8000$	$18.7M^{-0.248}$
n_2	$50 \leq M \leq 1000$ $1000 \leq M \leq 8000$	$0.805M^{-0.0319}$ $0.707M^{-0.0129}$
c_1	$50 \leq M \leq 8000$	$0.328M^{0.0447}$
d_1	$50 \leq M \leq 600$ $600 \leq M \leq 8000$	$0.474M^{-0.0639} + 37.1M^{-1.87}$ $0.449M^{-0.0552}$
p	$200 \leq M \leq 8000$	$11.8M^{0.641}$

Tab. A.2: Parameter von Gleichung (4.1) für die Annihilation in $\tau^-\tau^+$ (Cembranos et al., 2011).

Die für die massenunabhängigen Parameter angegebenen Werte gelten im gesamten Bereich $25 \text{ GeV} \leq M \leq 5 \cdot 10^4 \text{ GeV}$. Die für die masseabhängigen Parameter angegebenen Potenzgesetze gelten in den jeweiligen Intervallen.

Masseeunabhängige Parameter		
$a_1 = 14.7; b_1 = 5.40; b_2 = 5.31; n_2 = 1.40$ $c_1 = 2.54; d_1 = 0.295; c_2 = 0.373; d_2 = 0.470; q = 0.00260$		
Masseeabhängige Parameter		
Parameter	WIMP-Masse (GeV)	Massenabhängigkeit
n_1	$25 \leq M \leq 10^4$ $10^4 \leq M \leq 5 \cdot 10^4$	$10.6M^{-0.0148}$ $-7.00M^{-1.99} + 179M^{-0.763} + 9.09$
p	$25 \leq M \leq 1000$ $1000 \leq M \leq 5 \cdot 10^4$	$0.773M^{1.75}$ $3.07M^{1.55}$

Tab. A.3: Parameter von Gleichung (4.2) für die Annihilation in W^+W^- ([Cembranos et al., 2011](#)).

Die für die massenunabhängigen Parameter angegebenen Werte gelten im gesamten Bereich $100 \text{ GeV} \leq M \leq 10^5 \text{ GeV}$. Die für die masseabhängigen Parameter angegebenen Potenzgesetze gelten in den jeweiligen Intervallen, für $1000 \text{ GeV} \leq M \leq 10^5 \text{ GeV}$ bleiben die Parameter konstant und entsprechen den Werten für $M = 1000 \text{ GeV}$.

Masseeunabhängige Parameter		
$a_1 = 25.8; n_1 = 0.510; q = 3.00$		
Masseeabhängige Parameter		
Parameter	WIMP-Masse (GeV)	Massenabhängigkeit
b_1	$100 \leq M \leq 200$	$0.0433M^{0.765} + 46.4M^{-0.382}$
	$200 \leq M \leq 1000$	$9.29M^{-0.0139}$
c_1	$100 \leq M \leq 200$	$-27M^{-0.240} + 35.0M^{-0.0643} - 16.5$
	$200 \leq M \leq 1000$	$0.743M^{0.0331}$
d_1	$100 \leq M \leq 240$	$2.64 \cdot 10^{-4}M^{1.03} + 2.28M^{-0.470}$
	$240 \leq M \leq 1000$	$0.265M^{-0.0137}$
p	$200 \leq M \leq 1000$	$10^5M^{-1.13} + 285M^{0.0794}$
j	$385 \leq M \leq 1000$	$0.943M^{0.00852}$

Tab. A.4: Parameter von Gleichung (4.3) für die Annihilation in $t\bar{t}$ ([Cembranos et al., 2011](#)).

Die für die massenunabhängigen Parameter angegebenen Werte gelten im gesamten Bereich $200 \text{ GeV} \leq M \leq 10^5 \text{ GeV}$. Die für die masseabhängigen Parameter angegebenen Potenzgesetze gelten in den jeweiligen Intervallen, für $1000 \text{ GeV} \leq M \leq 10^5 \text{ GeV}$ bleiben die Parameter konstant und entsprechen den Werten für $M = 1000 \text{ GeV}$.

Masseeunabhängige Parameter		
$a_1 = 290; c_1 = 1.61; d_1 = 0.19; d_2 = 0.845$		
Masseeabhängige Parameter		
Parameter	WIMP-Masse (GeV)	Massenabhängigkeit
b_1	$200 \leq M \leq 350$	$9.32M^{0.0507} + 11.0 \cdot 10^6 M^{-2.91}$
	$350 \leq M \leq 1000$	$16.4M^{-0.0400}$
n_1	$200 \leq M \leq 300$	$21.4M^{-0.818} + 0.00867M^{0.589}$
	$300 \leq M \leq 1000$	$0.559M^{-0.0379}$
c_2	$200 \leq M \leq 1000$	$8910M^{-3.23}$
p	$200 \leq M \leq 1000$	$5.78 \cdot 10^{-5}M^{4.89}$
q	$200 \leq M \leq 1000$	$0.133M^{0.488}$
l	$200 \leq M \leq 1000$	$21.9M^{-0.302}$

B Plots zu den erhaltenen Resultaten

B.1 Ergebnisse für den Annihilationswirkungsquerschnitt aus den Fits

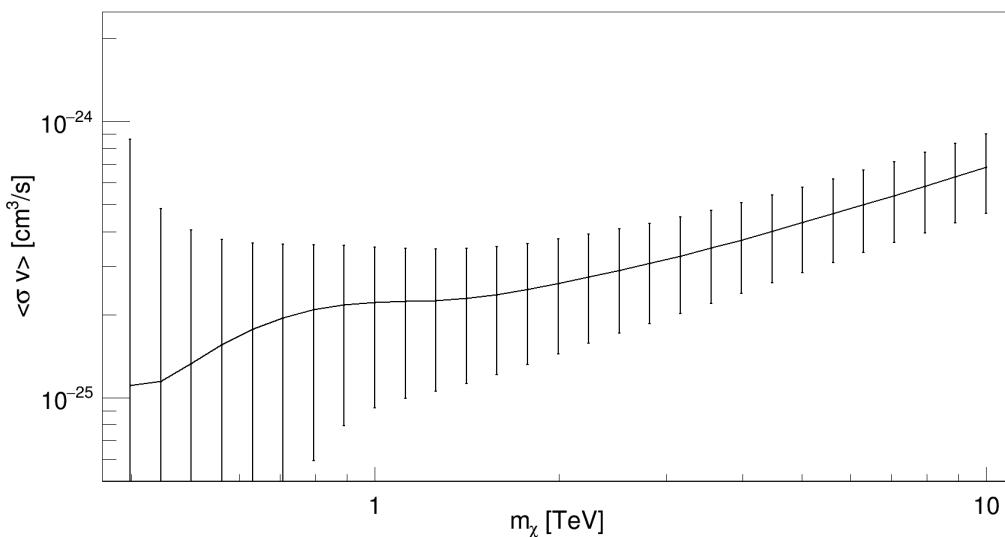


Abb. B.1: Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $q\bar{q}$ -Paare (Einasto-Profil). Die angegebenen Fehler entsprechen einer Abweichung von 1σ . Es wurden keine signifikanten Signaleignisse registriert (Signifikanzlevel 5σ).

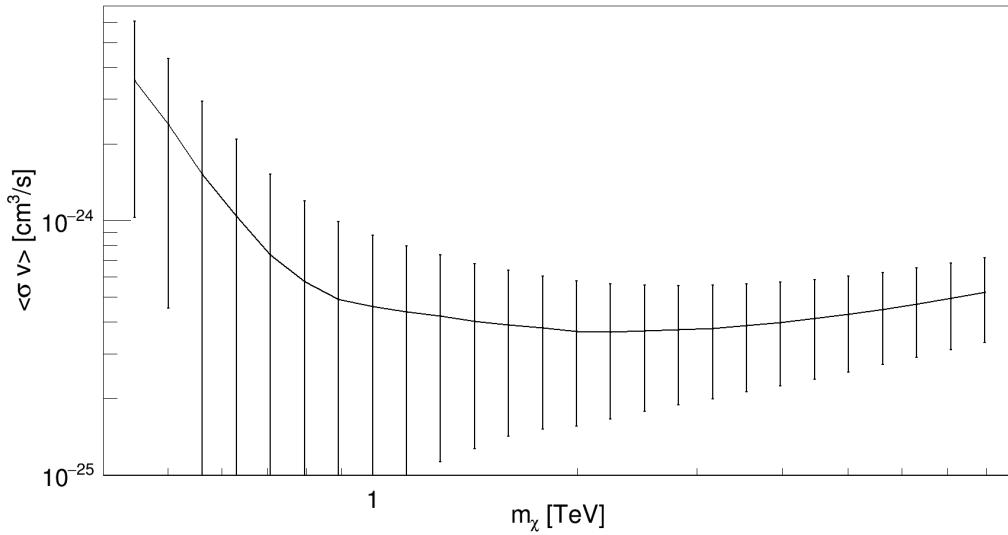


Abb. B.2: Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $b\bar{b}$ -Paare (Einasto-Profil). Die angegebenen Fehler entsprechen einer Abweichung von 1σ . Es wurden keine signifikanten Signalereignisse registriert (Signifikanzlevel 5σ).

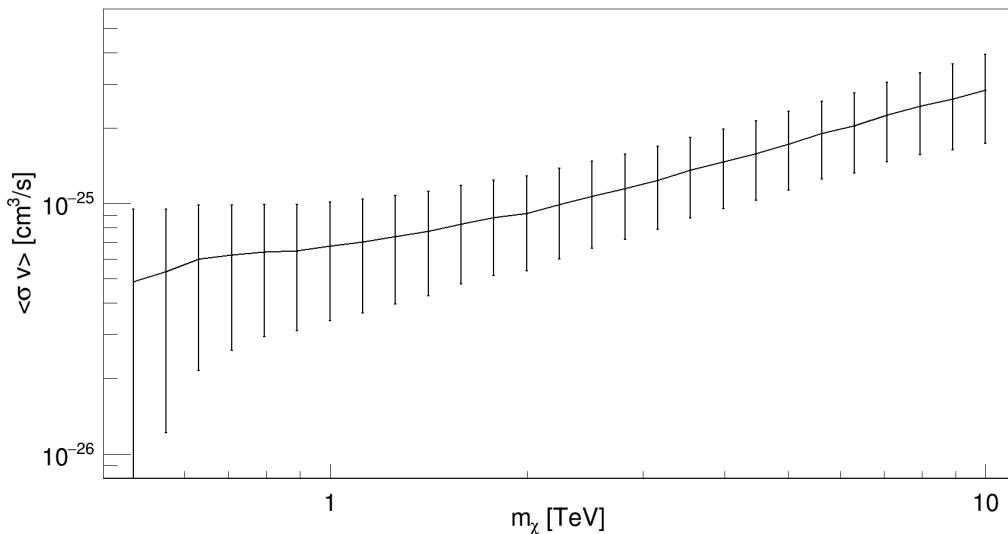


Abb. B.3: Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $\tau^-\tau^+$ -Paare (Einasto-Profil). Die angegebenen Fehler entsprechen einer Abweichung von 1σ . Es wurden keine signifikanten Signalereignisse registriert (Signifikanzlevel 5σ).

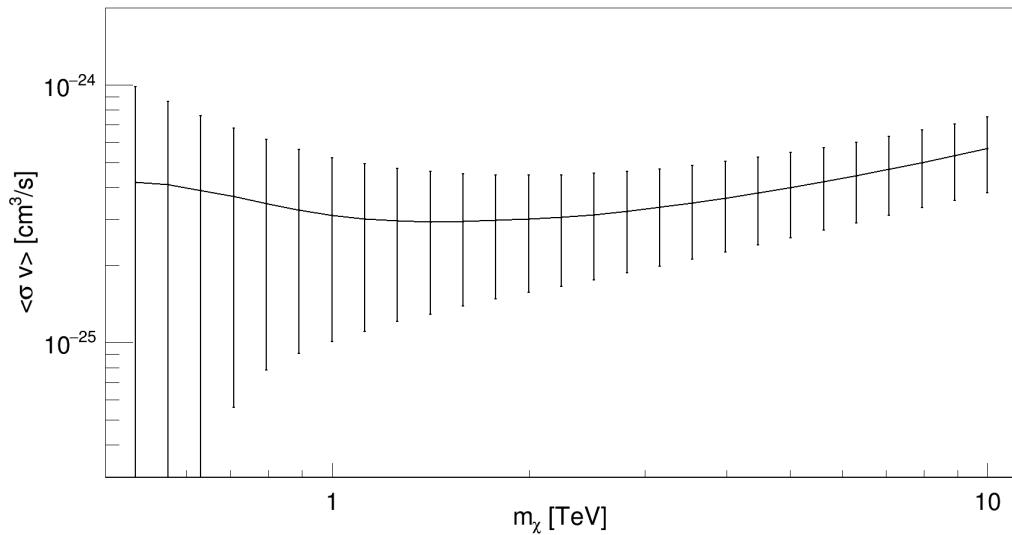


Abb. B.4: Ergebnisse des Fits für die Annihilation in W^+W^- -Paare (Einasto-Profil). Die angegebenen Fehler entsprechen einer Abweichung von 1σ . Es wurden keine signifikanten Signalereignisse registriert (Signifikanzlevel 5σ).

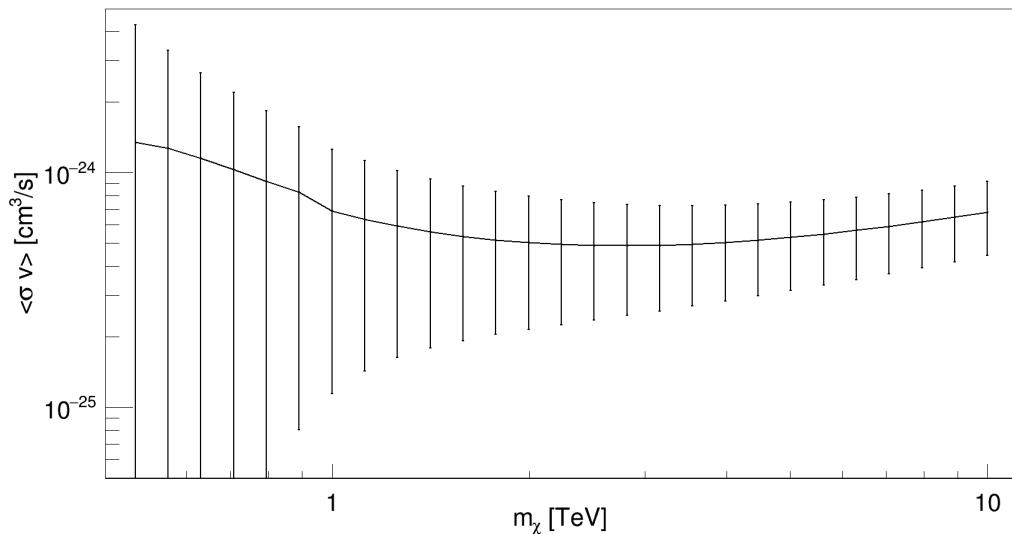


Abb. B.5: Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $t\bar{t}$ -Paare (Einasto-Profil). Die angegebenen Fehler entsprechen einer Abweichung von 1σ . Es wurden keine signifikanten Signalereignisse registriert (Signifikanzlevel 5σ).

B.2 Ergebnisse für die oberen Grenzen (95% C.L.)

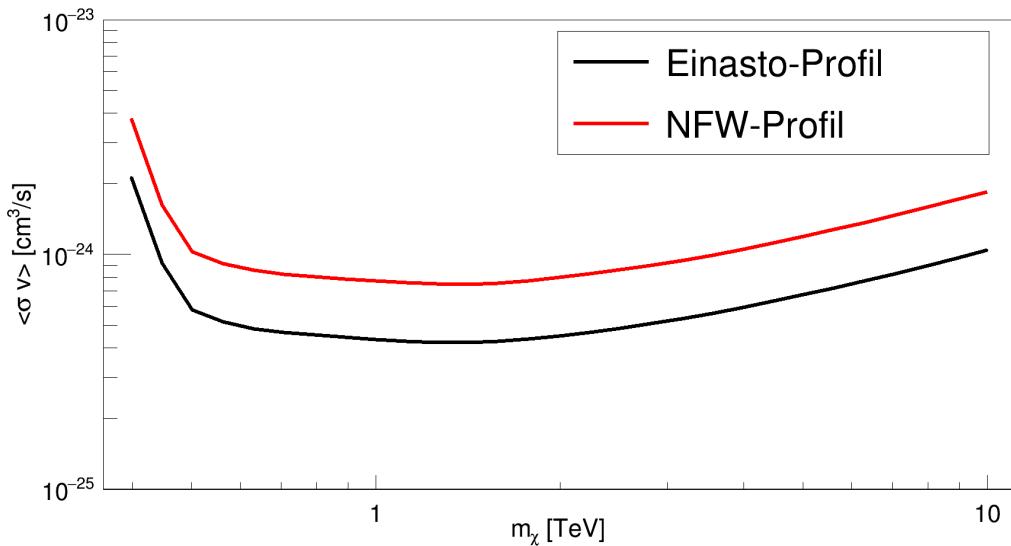


Abb. B.6: Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in $q\bar{q}$) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).

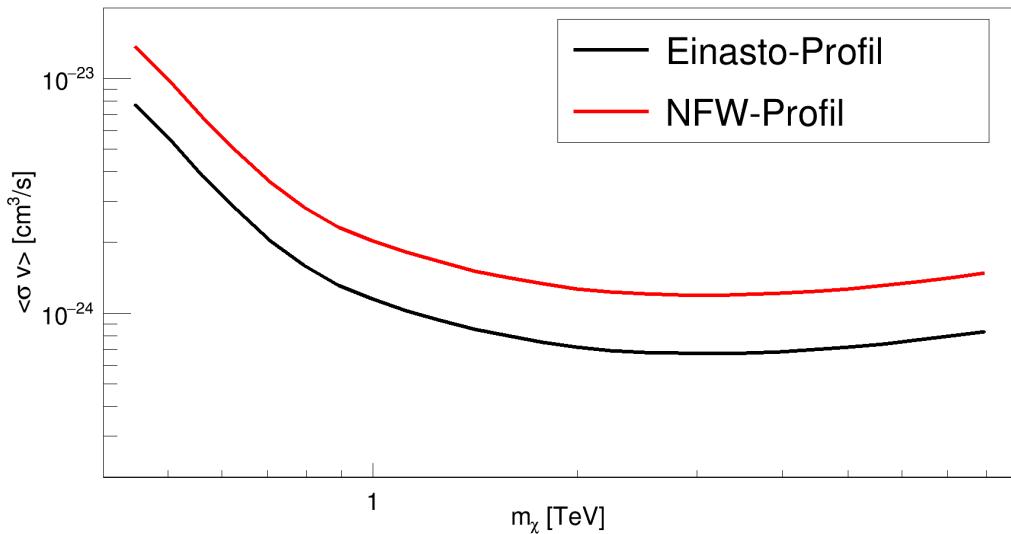


Abb. B.7: Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in $b\bar{b}$) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).

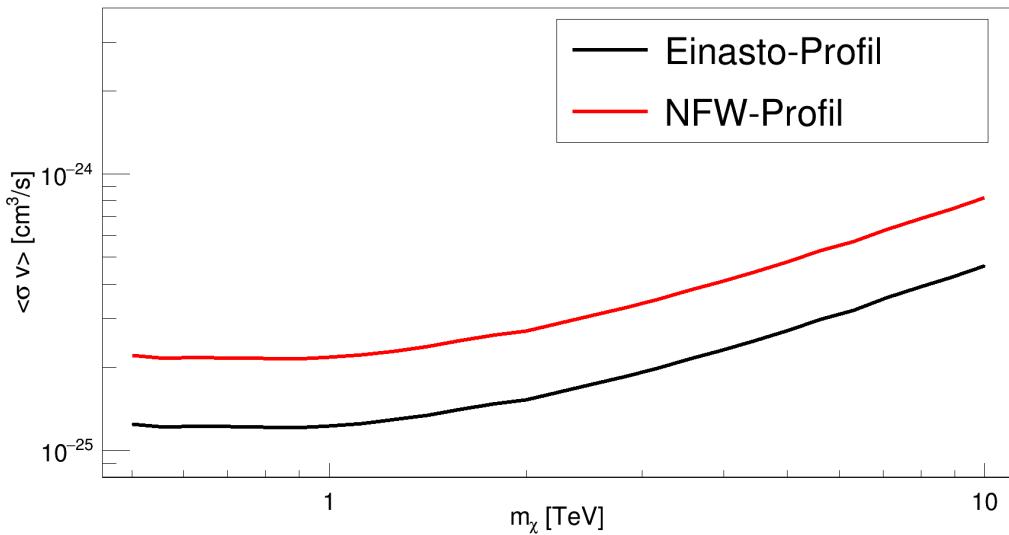


Abb. B.8: Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in $\tau^-\tau^+$) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).

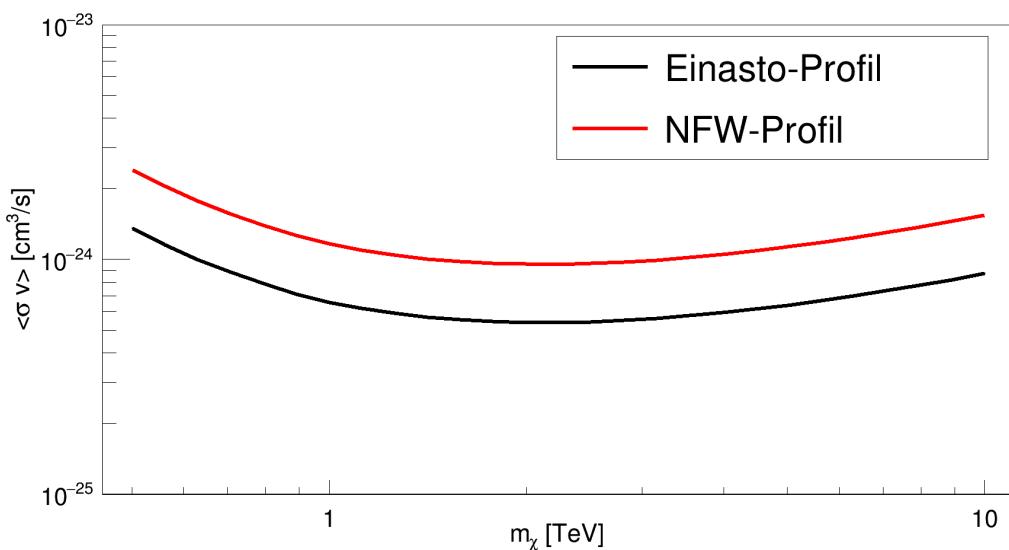


Abb. B.9: Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in W^+W^-) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).

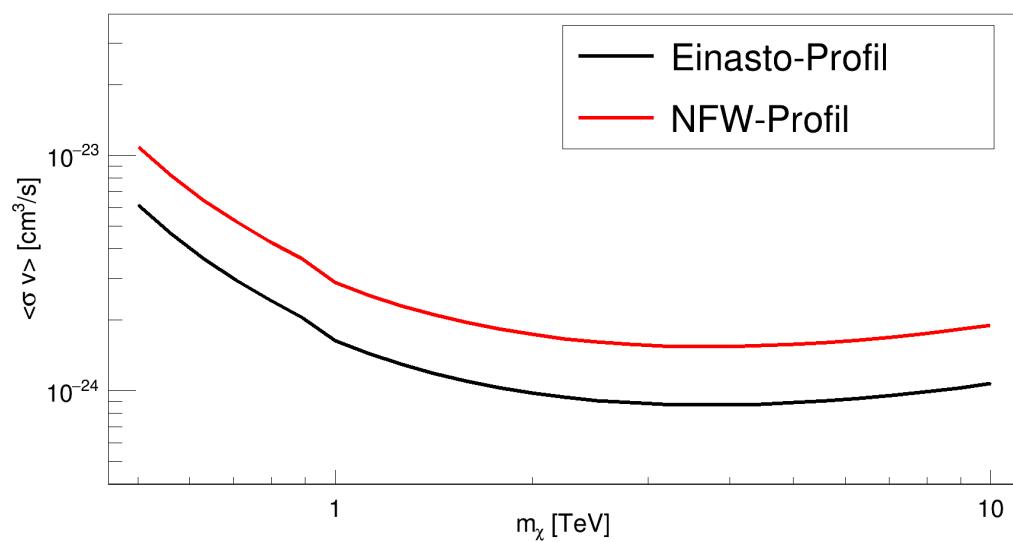


Abb. B.10: Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in $t\bar{t}$) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).

B.3 Ergebnisse für die mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus simulierten Daten

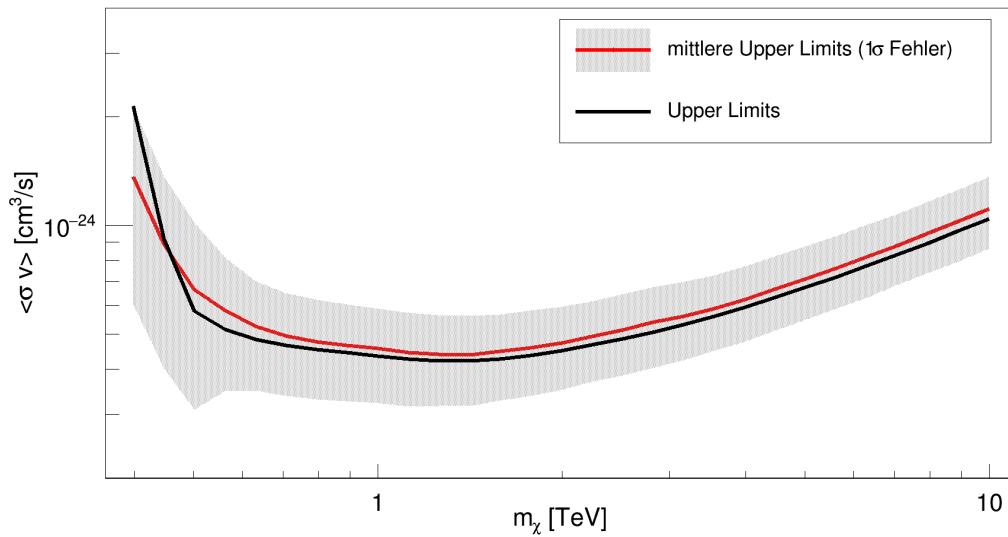


Abb. B.11: Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten (schwarz) mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren (rot) für die Annihilation in $q\bar{q}$ (Einasto-Profil). Zusätzlich ist das 68 % C.L.-Intervall für die mittleren oberen Grenzen angegeben (grau schraffiert).

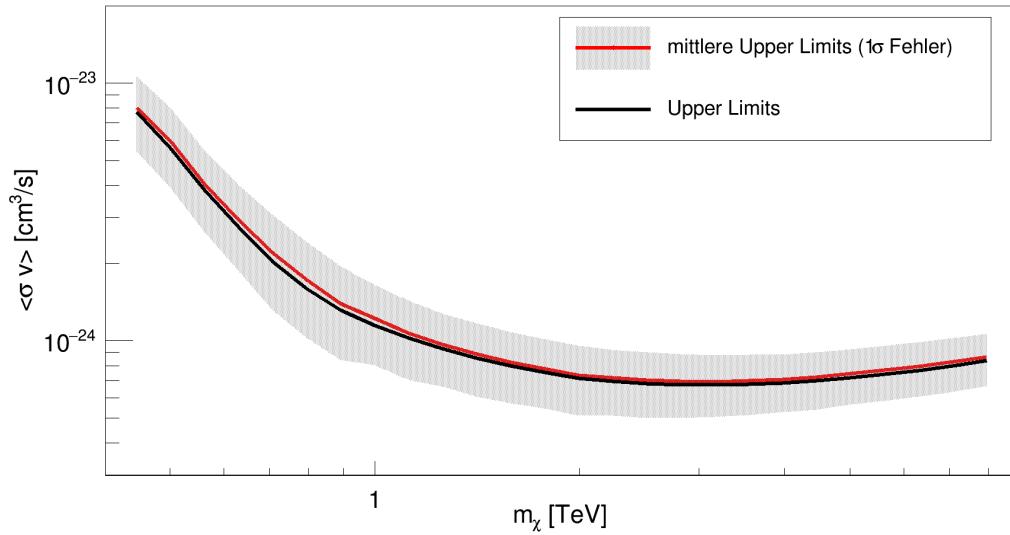


Abb. B.12: Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten (schwarz) mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren (rot) für die Annihilation in $b\bar{b}$ (Einasto-Profil). Zusätzlich ist das 68 % C.L.-Intervall für die mittleren oberen Grenzen angegeben (grau schraffiert).

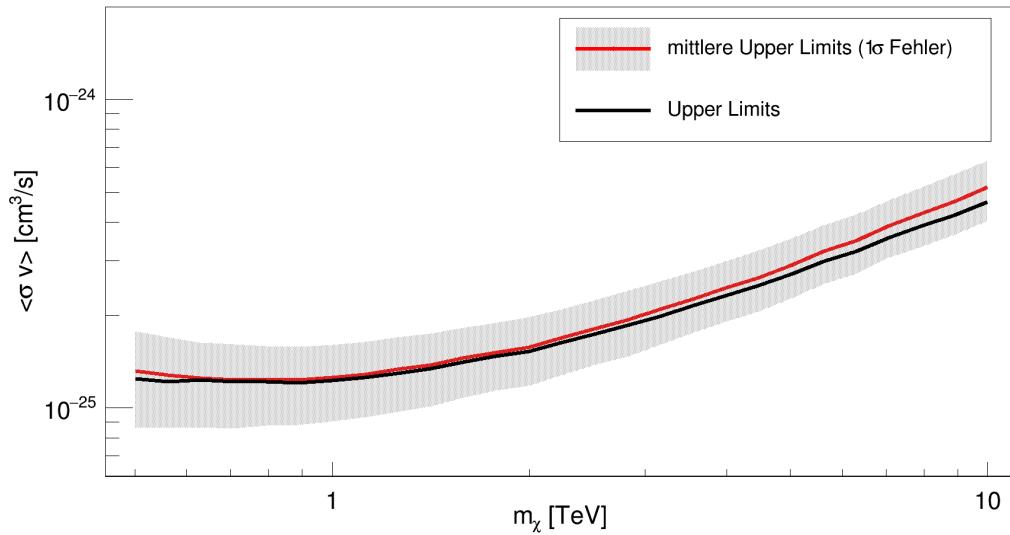


Abb. B.13: Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten (schwarz) mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren (rot) für die Annihilation in $\tau^-\tau^+$ (Einasto-Profil). Zusätzlich ist das 68 % C.L.-Intervall für die mittleren oberen Grenzen angegeben (grau schraffiert).

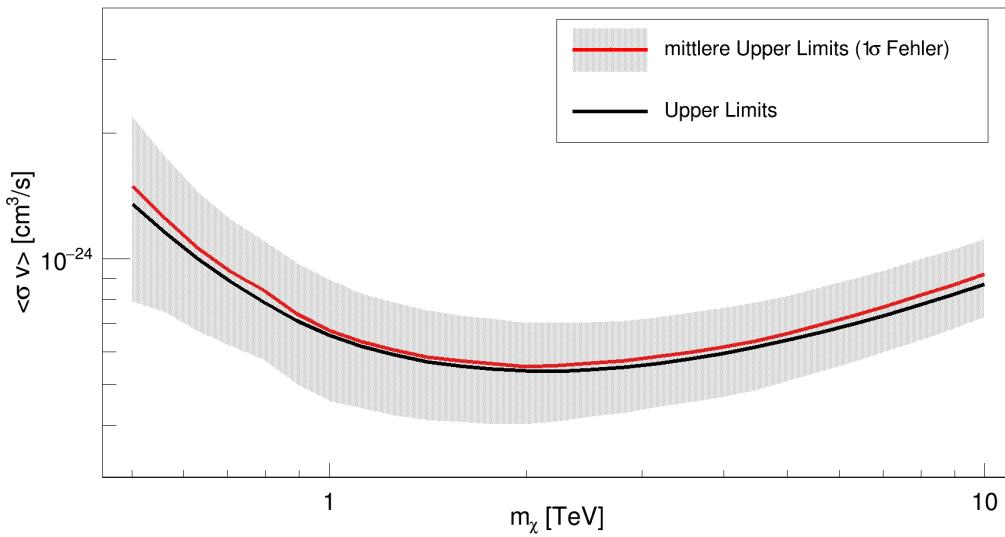


Abb. B.14: Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten (schwarz) mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren (rot) für die Annihilation in W^+W^- (Einasto-Profil). Zusätzlich ist das 68 % C.L.-Intervall für die mittleren oberen Grenzen angegeben (grau schraffiert).

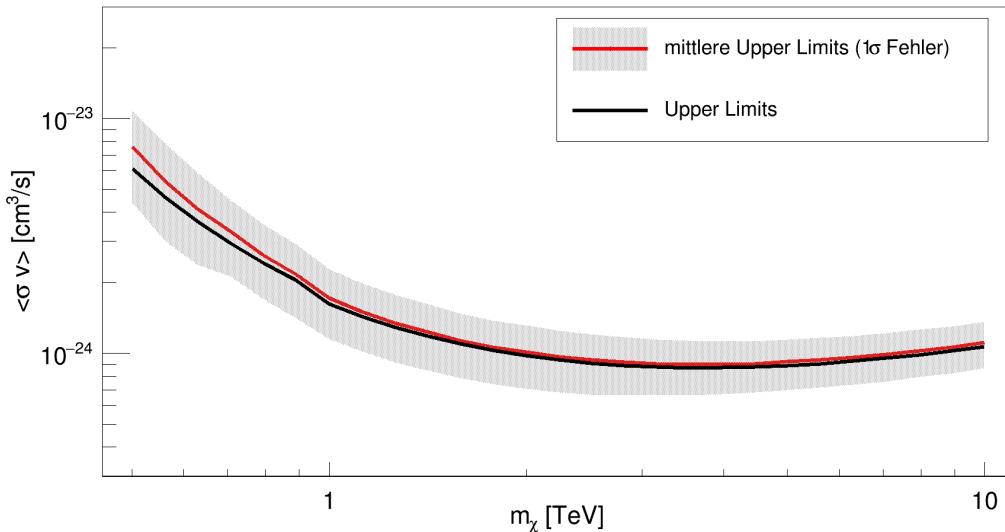


Abb. B.15: Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten (schwarz) mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren (rot) für die Annihilation in $t\bar{t}$ (Einasto-Profil). Zusätzlich ist das 68 % C.L.-Intervall für die mittleren oberen Grenzen angegeben (grau schraffiert).

C Abbildungsverzeichnis

1.1	Ergebnisse der H.E.S.S.-Kollaboration für obere Grenzen (95% C.L.) auf den Annihilationswirkungsquerschnitt unter der Annahme verschiedener Dunkle-Materie-Dichteverteilungen (Einasto, NFW) (Abramowski et al., 2011).	8
2.1	Rotationskurve der Galaxie NGC6503 (Begeman et al., 1991)	11
2.2	Skizze zur Definition verschiedener Größen beim Gravitationslinseneffekt (Wambsganss, 1998).	12
2.3	Aufnahme des Bullet-Clusters	14
2.4	Übersicht der Teilchen des Standardmodells der Teilchenphysik	18
3.1	Vergleich zwischen simulierten Schauern verursacht durch γ -Strahlung bzw. durch ein Proton (Hoppe, 2008).	24
3.2	Skizze zur Entstehung des Bildes eines Schauers in den Kameras (Hoppe, 2008).	25
3.3	Foto der Teleskope des H.E.S.S.-Experiments in Namibia	26
3.4	Schematische Darstellung der einzelnen Beiträge zum Spektrum der WIMP-Annihilation, entnommen von Kuhlen (2010)	29
3.5	Darstellung des Einasto- und des NFW-Profil (Nekrassov, 2010)	32
4.1	Darstellung der verwendeten γ -Strahlungsspektren für die Annihilation Dunkler Materie als Funktion von $x = E_\gamma/m_\chi$, bei einer angenommen Masse $m_\chi = 1 \text{ TeV}$	36
4.2	Darstellung der Methode zur Bestimmung des Untergrunds (Abramowski et al., 2011)	37
4.3	Vergleich des NFW- und Einasto-DM-Profil sowie zusätzlich eines isothermischen Profils für das Galaktische Zentrum (Abramowski et al., 2011).	39
5.1	Energieverteilung der detektierten Ereignisse in der ON-Region.	44
5.2	Energieverteilung der detektierten Ereignisse in der ON-Region.	44
5.3	Exposure der Teleskope in Abhängigkeit der Energie.	45
5.4	Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $q\bar{q}$ -Paare (Einasto-Profil).	47
5.5	Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $q\bar{q}$ -Paare (NFW-Profil).	47
5.6	Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in $q\bar{q}$) für das Einasto-Profil und das NFW-Profil.	48
5.7	Ergebnisse für die oberen Grenzen (95% C.L.) auf den Annihilationswirkungsquerschnitt für verschiedene Annihilationskanäle als Funktion der DM-Masse (Einasto-Profil).	49

5.8	Ergebnisse für die oberen Grenzen (95% C.L.) auf den Annihilationswirkungsquerschnitt für verschiedene Annihilationskanäle als Funktion der DM-Masse (NFW-Profil).	49
5.9	Vergleich der erhaltenen oberen Grenzen aus dieser Arbeit mit den Werten von Abramowski et al. (2011) für das Einasto- und NFW-Profil.	51
5.10	Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren für die Annihilation in $q\bar{q}$ (Einasto-Profil).	52
6.1	Vergleich zwischen momentan erreichten sowie erwarteten Limits auf den DM-Annihilationswirkungsquerschnitts $\langle\sigma v\rangle$ als Funktion der WIMP-Masse (Funk, 2013)	54
B.1	Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $q\bar{q}$ -Paare (Einasto-Profil).	57
B.2	Ergebnisse des Fits für die Annihilation in bb -Paare (Einasto-Profil).	58
B.3	Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $\tau^-\tau^+$ -Paare (Einasto-Profil).	58
B.4	Ergebnisse des Fits für die Annihilation in W^+W^- -Paare (Einasto-Profil).	59
B.5	Ergebnisse des Fits für die Annihilation in $t\bar{t}$ -Paare (Einasto-Profil).	59
B.6	Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in $q\bar{q}$) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).	60
B.7	Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in bb) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).	60
B.8	Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in $\tau^-\tau^+$) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).	61
B.9	Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in W^+W^-) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).	61
B.10	Ergebnisse für die 95% C.L. oberen Grenzen (Annihilation in $t\bar{t}$) für das Einasto-Profil (schwarz) und das NFW-Profil (rot).	62
B.11	Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren für die Annihilation in $q\bar{q}$ (Einasto-Profil).	63
B.12	Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren für die Annihilation in bb (Einasto-Profil).	64
B.13	Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren für die Annihilation in $\tau^-\tau^+$ (Einasto-Profil).	64
B.14	Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren für die Annihilation in W^+W^- (Einasto-Profil).	65
B.15	Vergleich der oberen Grenzen (95% C.L.) aus den Originaldaten mit den mittleren oberen Grenzen (95% C.L.) aus den simulierten Spektren für die Annihilation in $t\bar{t}$ (Einasto-Profil).	65

D Tabellenverzeichnis

4.1	Parameter von Gleichung (4.1) für die Annihilation in $b\bar{b}$ (Cembranos et al., 2011)	35
5.1	Übersicht über die für die verschiedenen Annihilationskanäle und Profile erhaltenen niedrigsten Limits sowie der entsprechenden Masse der DM-Teilchen, für welche diese erreicht wurden	50
A.1	Parameter von Gleichung (4.1) für die Annihilation in $b\bar{b}$ (Cembranos et al., 2011)	55
A.2	Parameter von Gleichung (4.1) für die Annihilation in $\tau^-\tau^+$ (Cembranos et al., 2011)	55
A.3	Parameter von Gleichung (4.2) für die Annihilation in W^+W^- (Cembranos et al., 2011)	56
A.4	Parameter von Gleichung (4.3) für die Annihilation in $t\bar{t}$ (Cembranos et al., 2011)	56

E Literaturverzeichnis

Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. Search for a Dark Matter Annihilation Signal from the Galactic Center Halo with H.E.S.S. *Physical Review Letters*, 106(16):161301, Apr. 2011. doi: 10.1103/PhysRevLett.106.161301.

Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. Search for Photon-Linelike Signatures from Dark Matter Annihilations with H.E.S.S. *Physical Review Letters*, 110(4):041301, Jan. 2013. doi: 10.1103/PhysRevLett.110.041301.

Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. Observations of the Crab nebula with HESS. *Astronomy & Astrophysics*, 457:899–915, Oct. 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20065351.

Allen, S. W. Resolving the discrepancy between X-ray and gravitational lensing mass measurements for clusters of galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 296:392–406, May 1998. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.01358.x.

Begeman, K. G., Broeils, A. H., & Sanders, R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 249:523–537, Apr. 1991.

Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. Background modelling in very-high-energy γ -ray astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, 466:1219–1229, May 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20066674.

Bergström, L. Non-baryonic dark matter: observational evidence and detection methods. *Reports on Progress in Physics*, 63:793–841, May 2000. doi: 10.1088/0034-4885/63/5/2r3.

Bergström, L. Dark matter candidates. *New Journal of Physics*, 11(10):105006, Oct. 2009. doi: 10.1088/1367-2630/11/10/105006.

Bertone, G., Hooper, D., & Silk, J. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405:279–390, Jan. 2005. doi: 10.1016/j.physrep.2004.08.031.

Bohm, G. & Zech, G. *Einführung in Statistik und Messwertanalyse für Physiker*. Hamburg : Deutsches Elektronen-Synchrotron, 2006.

Bradač, M., Allen, S. W., Treu, T., et al. Revealing the Properties of Dark Matter in the Merging Cluster MACS J0025.4-1222. *The Astrophysical Journal*, 687:959–967, Nov. 2008. doi: 10.1086/591246.

Burkert, A. The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 447:L25, July 1995. doi: 10.1086/309560.

Catena, R. & Ullio, P. A novel determination of the local dark matter density. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 8:004, Aug. 2010. doi: 10.1088/1475-7516/2010/08/004.

Cembranos, J. A. R., de La Cruz-Dombriz, A., Dobado, A., Lineros, R. A., & Maroto, A. L. Photon spectra from WIMP annihilation. *Physical Review D*, 83(8):083507, Apr. 2011. doi: 10.1103/PhysRevD.83.083507.

Cembranos, J. A. R., de la Cruz-Dombriz, A., Gammaldi, V., Lineros, R. A., & Maroto, A. L. Reliability of Monte Carlo event generators for gamma-ray dark matter searches. *Journal of High Energy Physics*, 9:77, Sept. 2013. doi: 10.1007/JHEP09(2013)077.

Charbonnier, A., Combet, C., Daniel, M., et al. Dark matter profiles and annihilation in dwarf spheroidal galaxies: prospectives for present and future γ -ray observatories - I. The classical dwarf spheroidal galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 418:1526–1556, Dec. 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19387.x.

Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *The Astrophysical Journal Letters*, 648:L109–L113, Sept. 2006. doi: 10.1086/508162.

Cowan, G. *Statistical Data Analysis*. Oxford University Press, 1998.

de Blok, W. J. G. The Core-Cusp Problem. *Advances in Astronomy*, 2010:789293, 2010. doi: 10.1155/2010/789293.

Diemand, J., Kuhlen, M., Madau, P., et al. Clumps and streams in the local dark matter distribution. *Nature*, 454:735–738, Aug. 2008. doi: 10.1038/nature07153.

Doro, M., Conrad, J., Emmanoulopoulos, D., et al. Dark matter and fundamental physics with the Cherenkov Telescope Array. *Astroparticle Physics*, 43:189–214, Mar. 2013. doi: 10.1016/j.astropartphys.2012.08.002.

Funk, S. Indirect Detection of Dark Matter with gamma rays. *ArXiv e-prints*, Oct. 2013.

Garrett, K. & Dūda, G. Dark Matter: A Primer. *Advances in Astronomy*, 2011:968283, 2011. doi: 10.1155/2011/968283.

Gonzalez, A. H., Sivanandam, S., Zabludoff, A. I., & Zaritsky, D. Galaxy Cluster Baryon Fractions Revisited. *The Astrophysical Journal*, 778:14, Nov. 2013. doi: 10.1088/0004-637X/778/1/14.

Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E., et al. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results. *The Astrophysical Journal Supplement*, 208:19, Oct. 2013. doi: 10.1088/0067-0049/208/2/19.

Hooper, D. & Profumo, S. Dark matter and collider phenomenology of universal extra dimensions. *Physics Reports*, 453:29–115, Dec. 2007. doi: 10.1016/j.physrep.2007.09.003.

Hoppe, S. *Emitters of VHE gamma-radiation as revealed by the H.E.S.S. Galactic plane survey*. PhD thesis, Karl-Ruprecht-Universität Heidelberg, 2008.

Jahn, C. V. *Systematic Studies of an On-Off-Analysis of H.E.S.S. data in Search for a Signal from the Dark Matter Halo of the Milky Way*. PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2013.

Kuhlen, M. The Dark Matter Annihilation Signal from Dwarf Galaxies and Subhalos. *Advances in Astronomy*, 2010:162083, 2010. doi: 10.1155/2010/162083.

Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *The Astrophysical Journal*, 462:563, May 1996. doi: 10.1086/177173.

Nekrassov, D. *A detailed study of The H.E.S.S. data from the Galactic Center region*. PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2010.

Olive, K. A. & Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*, 38(9): 090001, Aug. 2014. doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.

Opitz, B. H. B. *Searches for dark matter self-annihilation signals from dwarf spheroidal galaxies and the Fornax galaxy cluster with imaging air Cherenkov telescopes*. PhD thesis, Universität Hamburg, 2014.

Profumo, S. TASI 2012 Lectures on Astrophysical Probes of Dark Matter. *ArXiv e-prints*, Jan. 2013.

Rubin, V. C. Dark matter in spiral galaxies. *Scientific American*, 248:96–106, June 1983. doi: 10.1038/scientificamerican0683-96.

Rubin, V. C. & Ford, Jr., W. K. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *The Astrophysical Journal*, 159:379, Feb. 1970. doi: 10.1086/150317.

Springel, V., Wang, J., Vogelsberger, M., et al. The Aquarius Project: the subhaloes of galactic haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 391:1685–1711, Dec. 2008. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.14066.x.

Steigman, G. Primordial Nucleosynthesis in the Precision Cosmology Era. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57:463–491, Nov. 2007. doi: 10.1146/annurev.nucl.56.080805.140437.

Tasitsiomi, A. & Olinto, A. V. Detectability of neutralino clumps via atmospheric Cherenkov telescopes. *Physical Review D*, 66(8):083006, Oct. 2002. doi: 10.1103/PhysRevD.66.083006.

Wambsganss, J. Gravitational Lensing in Astronomy. *Living Reviews in Relativity*, 1:12, Aug. 1998. doi: 10.12942/lrr-1998-12.

Zwicky, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6: 110–127, 1933.

F Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben und ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre. Besonderer Dank gilt dabei:

- **Prof. Dr. Christopher van Eldik** für die Vergabe dieses interessanten Themas und die sehr gute Betreuung bei der Erstellung der Arbeit
- **Prof. Dr. Uli Katz** für die Übernahme des Koreferats
- **Johannes Veh** für die Unterstützung und Betreuung während dem Erstellen der Arbeit und für das Korrekturlesen
- **Stephanie Häfner, Susanne Raab** und **Domenico Tiziani** für das Korrekturlesen und die vielen Ratschläge
- sowie meinen Zimmerkollegen und der gesamten H.E.S.S.-Arbeitsgruppe in Erlangen für die gute Atmosphäre

G Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 26.02.2015

Tobias Wilferth