

Der Beitrag von „Dark Stars“ zum Extragalaktischen Hintergrundlicht

Diplomarbeit

vorgelegt von

Andreas Maurer

Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg,
Mai 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Dark Stars	9
2.1	Entstehung der ersten Sterne	9
2.2	Dunkle Materie und ihr Einfluss auf die ersten Sterne	14
2.2.1	Astrophysikalische Hinweise auf dunkle Materie	15
2.2.2	Kandidaten für selbstannihilierende dunkle Materie-Teilchen	20
2.2.3	Die Entstehung von Dark Stars	21
3	Das extragalaktische Hintergrundlicht	25
3.1	Das metagalaktische Strahlungsfeld	25
3.2	Messungen des extragalaktischen Hintergrundlichts und dessen Ursprung	26
3.2.1	Galaxienzählungen und untere Grenzen	26
3.2.2	Direkte Messungen	27
3.2.3	Abschwächung sehr hochenergetischer γ -Strahlung	28
4	Signaturen von Dark Stars im diffusen extragalaktischen Hintergrund	31
4.1	Motivation	31
4.2	Modell und Simulation der EHL-Dichte	32
4.2.1	Beschreibung des EHL Modells und dessen Parameter	32
4.2.2	Einfluss der Luminositätsfunktion	34
4.2.3	Der Einfluss der Sternentstehungsrate auf den EHL	37
4.2.4	Variationen weiterer Parameter	40
4.3	Abgleich der Ergebnisse der Simulation mit Daten des EHL	43
5	Zusammenfassung und Ausblick	47
5.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	47
5.2	Ausblick	48
A	C-Programme	51
A.1	DarkStars.c	51
A.2	cosmo.c	57
A.3	myutil.c	58
A.4	nrutil.c	60
A.5	integrationnew.c	61

A.6 interpol.c	62
A.7 constants.c und input.c	62
Abbildungsverzeichnis	66
Tabellenverzeichnis	67
Referenzen	73

Kurzfassung

Erst kürzlich wurde in aktuellen wissenschaftlichen Veröffentlichungen über die Auswirkung von selbstannihilierender, dunkler Materie auf die Entstehung der ersten Sterne diskutiert. Ein mögliches Resultat dieser Untersuchungen war das Auftauchen einer neuen Phase der stellaren Entwicklung, genannt Dark Stars. Diese Sterne beziehen ihre Leuchtkraft nicht aus den Fusionsreaktionen, wie man sie zB. von der Sonne kennt, sondern durch das „Verbrennen“ von dunkler Materie. Diese Arbeit liefert anhand von Simulationen des extragalaktischen Hintergrundlichts, in dem alle leuchtenden Objekte des Universums ihre Spuren hinterlassen haben, Aussagen über die Möglichkeit einer Detektion dieser rätselhaften Objekte.

Abstract

Recently, there was a debate in scientific publications whether self annihilating dark matter could have an effect on early star formation. A possible result of these investigations is the appearing of a new type of stellar evolution called Dark Stars. These stars don't receive their luminosity out of fusion processes like the sun for example, but through the "burning" of dark matter. This work provides through simulations of the extragalactic backgroundlight, where every luminous object of our universe leaves an imprint, statements about a possible detection of these mysterious objects.

1 Einleitung

Seit Anbeginn der Zivilisation war der Mensch vom nächtlichen Sternenhimmel über ihm fasziniert. Belege über astronomische Beobachtungen reichen bis zu den frühesten Zeugnisse menschlicher Architektur und Kultur zurück. Trotz einem Jahrhunderte anwährendem Zuwachs an Wissen, Technik und Erkenntnis, verbirgt der Kosmos auch heute noch den Großteil seiner Geheimnisse vor den Augen der Menschen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit zwei aktuellen Fragestellungen der astrophysikalischen Forschung. Zum einen betrifft es die indirekte Suche nach dunkler Materie, von der wir wissen, dass sie mehr als 80% der Masse im Universum ausmacht, auf der anderen Seite steht die Frage nach der Bildung der ersten Sterne im All. Diese auf den ersten Blick nicht sehr eng miteinander verknüpften Themengebiete sind erst kürzlich durch eine Untersuchung von Spolyar *et al.* (2008) miteinander in Verbindung gebracht worden. Unter der Annahme von selbstannihilierender dunkler Materie ist es möglich, dass eine neue Phase der stellaren Entwicklung in die Betrachtung über die Entstehungsgeschichte der ersten Sterne berücksichtigt werden muss. Diese sogenannten „Dark Stars“ beziehen ihre Leuchtkraft nicht von Kernfusionsprozessen, sondern aus der Selbstannihilation dunkler Materie-Teilchen. Das Ziel dieser Arbeit ist es Aussagen über die möglichen Signaturen im extragalaktischen Hintergrundlicht dieser neue Phase der ersten Sterne zu treffen. Das extragalaktische Hintergrundlicht (EHL) bietet sich deshalb als Zugang zu diesem Phänomen an, da direkte Beobachtungen sich als sehr schwierig realisierbar erweisen werden. Dazu wurde eine Simulation zur Berechnung der EHL-Dichte programmiert und der Beitrag verschiedener Dark Stars Modellparameter berechnet. Diese werden dann am Ende mit den Daten des EHL in Korrelation gesetzt, um so Aussagen über mögliche Signaturen dieser stellaren Objekte zu treffen. Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut: Im zweiten Kapitel wird die Entstehung der ersten Sterne im Universum besprochen, astrophysikalische Hinweise auf dunkle Materie erläutert, mögliche Kandidaten als dunkle Materie-Teilchen besprochen und die Entstehung und Eigenschaften von Dark Stars erläutert.

Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit dem extragalaktischen Hintergrundlicht, erklärt den Ursprung desselben und zeigt aktuelle Daten. Außerdem werden verschiedene Methoden zur Bestimmung der EHL-Dichte skizziert.

Kapitel vier präsentiert nach einer kurzen Motivation, das verwendete Modell zur Bestimmung des EHL, diskutiert die einzelnen Parameter und macht einen Abgleich mit der Datenlage.

Kapitel fünf fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen kurzen Ausblick auf zukünftige Möglichkeiten, den hier gewählten Ansatz auszubauen und zu vertiefen.

Im Anhang sind schließlich die in der Simulation verwendeten Programme zu sehen.

2 Dark Stars

Nachdem sich Materie und Strahlung 400 000 Jahre nach dem Urknall von einander entkoppelt haben und damit die Temperaturschwankungen der Baryonen zur Zeit der Entkopplung im kosmischen Mikrowellenhintergrund (englisch: CMB für Cosmic Microwave Background) konserviert worden ist, rekombinierten Elektronen und Protonen zu Atomen¹. Allerdings gab es zu diesem Zeitpunkt noch keine leuchtenden Objekte im All. Diese kosmische Periode wird deswegen auch das „Dunkle Zeitalter“ genannt, in Analogie zur zeitgeschichtlichen Epoche des Mittelalters. Das Ende des kosmischen „Dunklen Zeitalters“ wird durch den Zeitpunkt, an dem die ersten leuchtenden Objekte anfangen sich zu formen, festgelegt. Die Bildung dieser ersten Sterne, auch Population III Sterne oder kurz POP III genannt, markiert den Übergang von einem relativ einfach strukturiertem Kosmos zu einem sehr stark differenzierten und komplexen Universum, so wie wir es aus heutiger Sicht kennen.

2.1 Entstehung der ersten Sterne

Theoretischen Voraussagen des aktuellen Λ CDM Modells (für einen Übersichtsartikel siehe Ostriker & Steinhardt 2003) führen zu einem Bild über die Strukturbildung im jungen Kosmos, die eine hierarchische Formation von großskaligen Strukturen aus wiederholten Verschmelzungen kleinerer Bausteine präferieren (Springel *et al.* 2005). Diese Studien führen weiterhin dazu, dass als Entstehungsgebiete der ersten Sterne dunkle Materie dominierte (Mini-)Halos² von typischerweise $\sim 10^6$ Sonnenmassen bei Rotverschiebungen $z \sim 20-30$ als sehr wahrscheinlich erachtet werden. Diese Ergebnisse kommen hauptsächlich aus numerischen Simulationen, da direkte Beobachtungen der Kinderstuben der POP III Sterne aufgrund ihrer sehr großen Entfernungen zur Erde sich bislang noch nicht haben realisieren lassen.

In Abbildung 2.1 sind einige solcher Entstehungsgebiete (helle Punkte) der ersten Sterne zu sehen. Die dunkleren Filamente zeigen Gebiete mit höherer Dichte an, in denen sich die Sternentstehungsgebiete der Population III Sterne bilden können.

¹hauptsächlich Wasserstoffatome, wenig Helium, Spuren von Lithium

²von griechisch *hálos*: “Lichthof”; bezeichnet einen näherungsweise sphärisch symmetrische Ausdehnung

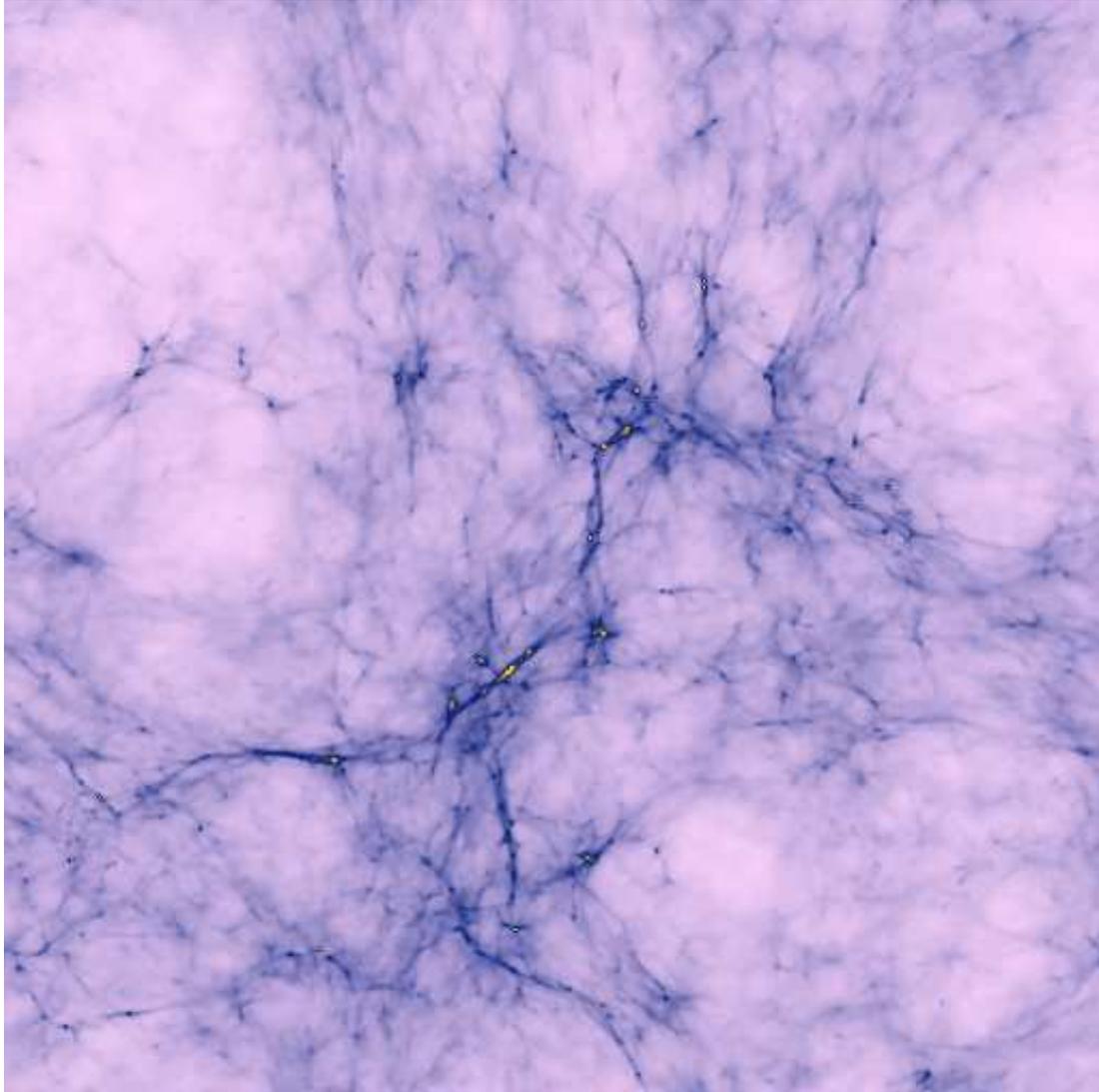


Abbildung 2.1: Ergebnisse einer numerischen Simulation zur Strukturentstehung. Man sieht die Herausbildung von primordialen Sternentstehungsgebieten in einem Standard Λ CDM Modell. Gezeigt ist die Gasdichte bei $z = 17$ innerhalb eines Gebietes mit ~ 50 kpc Kantenlänge. Die hellen Punkte zeigen die Stellen an, an denen die ersten Sterne geboren werden. (aus Yoshida *et al.* 2003)

Innerhalb dieser Halos, die aus ca. 85% dunkler Materie und 15% baryonischer Materie bestehen, befindet sich Wolken aus primordialem Gas (nur H und He) bestehen. Damit sich aus den Wolken Sterne bilden können, müssen sich diese abkühlen, um sich somit zusammenziehen zu können. Die Virialtemperatur der Halos liegt knapp unterhalb der Grenze $\sim 10^4$ K, bei der Kühlung durch atomaren Wasserstoff anfängt effizient zu werden (Hutchings *et al.* 2002). Also muss ein anderer Mechanismus dafür verantwortlich sein, die mittlere kinetische Energie der baryonischen Gaswolken zu vermindern und dafür zu sorgen, dass Sterne entstehen können. Es zeigt sich, dass der Hauptteil der Kühlung der primordialen Gaswolken aus der Anregung von Rotationsschwingungen in H_2 Molekülen durch Stöße mit den Gasatomen (hauptsächlich atomarer Wasserstoff) und den darauf folgenden Strahlungsübergang in den Grundzustand zu erreichen ist. Es ist allerdings nun noch zu klären, woher der molekulare Wasserstoff stammt. Der wichtigste Prozess bei der Entstehung von Wasserstoffmolekülen in Abwesenheit von Staubkörnern ist (McDowell 1961):



Dabei fungieren die freien Elektronen, die zum Beispiel als Überbleibsel aus der Ära der Rekombination vorhanden sind als Katalysatoren. Ein anderer Vorgang zur Bildung von H_2 , wobei hier freie Protonen katalytisch wirken, ist:



Allerdings ist anzumerken, dass die Bildung von H_2 in primordialen Gaswolken über die eben angesprochene Katalyse durch freie Protonen eher eine untergeordnete Rolle spielt (siehe Bromm & Larson (2004) und Referenzen darin).

Die gerade beschriebene Kühlung durch H_2 Moleküle kann nur bis zu bis zu einer bestimmten Temperatur $T_c \sim 200$ K und einer dazugehörigen Teilchendichte von $n_c \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ geschehen. Die Temperaturgrenze ergibt sich im Wesentlichen daher, dass die mittlere kinetische Energie des Gas nicht mehr ausreicht, hinreichend viele Molekülschwingungen von Wasserstoff anzuregen. Gleichzeitig ist die obere Grenze der Teilchendichte darauf zurückzuführen, dass bei höheren Dichten als der kritischen Teilchendichte n_c der radiative Übergang der angeregten Rotationszustände durch Abregung via Stoßprozesse innerhalb des Gases dominiert wird, es also nicht mehr zu einer Abkühlung des Gases führen kann (Bromm & Larson 2004).

An dieser Stelle stoppt die weitere Kontraktion des Gases durch Abkühlung und verbleibt in einem Stadium langsamer, quasi-hydrostatischer Kontraktion, solange bis genug baryonische Materie M angesammelt werden konnte um die Jeans-

Masse M_j (Formel 2.5) zu überschreiten.

$$M_j \simeq 700M_\odot \left(\frac{T}{200 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{n}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (2.5)$$

M_\odot steht für die Masse der Sonne, T ist die Temperatur und n die Teilchendichte der abgekühlten, verdichteten Gaswolke. Aufgrund des klassischen Jeans-Kriteriums, das eine Gleichgewichtsrelation zwischen Gravitationskraft und entgegengesetztem thermalem Druck herstellt (Jeans 1902), beginnt die Wolke beim Überschreiten der Jeans-Masse M_J einen Kollaps zu einem oder sogar zu mehreren Protosternen. Dadurch wird das hydrostatische Gleichgewicht (siehe Gleichung 2.6), das in guter Näherung nach der Kühlung durch H_2 vorgeherrscht hat, aufgehoben.

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{\rho(r)GM(r)}{r^2} \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnet G die Gravitationskonstante und $M(r)$ die Masse, die von der Kugel mit dem Radius r eingeschlossen wird; $\rho(r)$ ist die Dichte im Abstand r , p der Druck. Die so verdichteten Protosterne sind jedoch noch nicht dazu in der Lage, durch die Umwandlung von Gravitationsenergie in kinetische Energie des Gases während des Kollabierens (siehe Kelvin-Helmholtz-Mechanismus (Unsöld & Baschek 2002)) genügend hohe Temperaturen ($\sim 10^7$ K) zu erzeugen um Kernfusionsprozesse starten zu können. Damit sich die geeigneten Bedingungen für den Beginn von Fusionsreaktionen einstellen können, muss der verdichtete Kern der Gaswolke weiter Masse akkretieren. Dadurch erhöht sich der Druck im Inneren und somit auch die Temperatur (siehe Zustandsgleichung idealer Gase 2.7).

$$p = nkT \quad (2.7)$$

Hier bezeichnet n die Teilchendichte und k ist die Boltzmann-Konstante. Der eben erwähnte Akkretionsprozess läuft in etwa folgendermaßen ab: die Materie m , die von dem Protostern der Masse M_* angezogen wird, wandelt ihre gravitative Energie

$$\Delta E = -\frac{GmM_*}{R_*} \quad (2.8)$$

näherungsweise vollständig in Strahlung um (hier wurde für den Radius des Sterns $R_* \sim 5R_\odot$ angenommen, siehe Bromm & Larson (2004)). Durch diesen Strahlungsdruck, der den einströmenden Gasmassen entgegenwirkt, ergibt sich eine Obergrenze für die Leuchtkraft aus der Akkretion, die Eddington-Leuchtkraft L_{Edd} . Geht man weiterhin davon aus, dass vor dem Zünden der Kernfusion von Wasserstoff die gesamte Leuchtkraft L_{tot} des Protosterns aus dem Akkretionspro-

zess L_{akk} geliefert wird, ergibt sich somit eine maximale Akkretionsrate \dot{m}_{max} .

$$L_{tot} \sim L_{akk} \simeq \left| \frac{\Delta E}{dt} \right| = \frac{G\dot{m}M_*}{R_*} \quad (2.9)$$

$$L_{akk} \simeq L_{Edd} \implies \dot{m}_{max} = \frac{L_{Edd}R_*}{GM_*} \quad (2.10)$$

$$L_{Edd} \simeq 3,3 \cdot 10^4 \frac{M_*}{M_\odot} L_\odot \quad (2.11)$$

$$\implies \dot{m}_{max} \sim 5 \cdot 10^{-3} M_\odot \text{ a}^{-1} \quad (2.12)$$

Hier bezeichnet M_\odot die Masse, L_\odot die bolometrische Leuchtkraft der Sonne. Durch weitere Kühlprozesse (zB. Ionisation von Wasserstoffatomen, Photodissoziation von H_2) wird wiederum ein (quasi-)hydrostatisches Gleichgewicht hergestellt und daraufhin folgende Akkretion von Gas auf den Protostern löst wieder Kontraktion nach dem Jeans-Kriterium aus. (siehe Formel 2.5). Im einzelnen soll hier nicht auf diese Vorgänge der Kühlung und weiteren Kontraktion eingegangen werden, sondern nur durch dieses grobe Schema beschrieben werden, das jedoch für einen Überblick geeignet ist.

Eine der wichtigsten Fragen, die sich stellt, ist, wie lange die Akkretion aufrecht erhalten werden kann. Gegenwärtig ist sie noch Gegenstand aktueller Forschung (Bromm & Larson 2004) und noch nicht abschließend zu beantworten, aber den aktuellen Simulationen zufolge in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^2)M_\odot$. Die anfängliche Massenfunktion (englisch: Initial Mass Function, kurz IMF), die festlegt in welchem Verhältnis Sterne mit einer bestimmten Masse entstehen, der ersten Sterne ist dadurch auch nicht genau zu bestimmen, wie auch ein generelle Grenze der Masse von Population III Sternen.

Der Übergang von POP III Sternentstehung hin zu weniger massereichen, mit Metallen³ angereicherten Sterne der zweiten Generation (POP II Sterne) markiert einen wichtigen Punkt in der Entwicklung des noch jungen Kosmos. Diese weniger massiven, dafür aber länger lebenden Sterne sind ein wichtiger Zwischenschritt zu späteren Bildung von Sonne und Planetensystemen, wie dem der Erde. Im Wesentlichen kann man die Ursachen für diesen Transit der Sternengenerationen an zwei Rückkopplungsmechanismen festlegen:

- **Strahlungseffekte:** POP III Sterne emittieren aufgrund ihrer Temperatur von $\geq 10^4$ K Photonen im UV-Bereich, die im Energiebereich von 11,2 bis 13,6 eV über den zweistufigen Solomonprozess (Bromm & Larson 2004):



, die für die Kühlung des primordialen Gases benötigten Wasserstoffmo-

³in der Astrophysik wird jedes Element, das eine höhere Ordnungszahl hat als Helium, als Metall bezeichnet

leküle⁴ zerstören. Allerdings ist es möglich, dass durch Röntgenstrahlung, emittiert durch die ersten Supernovae und deren Reste, Wasserstoffatome ionisiert werden können und somit freie Elektronen zur Bildung von H_2 zur Verfügung stünden (siehe Reaktion 2.2). Daher gibt es strahlungsverursacht sowohl einen negativen, als auch einen positiven Rückkopplungseffekt.

- **chemische Anreicherung:** Nachdem die ersten Sterne ihren Vorrat im Zentralbereich an Wasserstoff mittels Kernfusion in Helium umgewandelt haben, beginnen sukzessive weitere Kernfusionsprozesse von schwereren Elemente zur Energieerzeugung beizutragen. Dies ist allerdings nur bis zur Fusion von Eisen möglich, da die Fusion von Nukliden mit höherer Ordnungszahl eine negative Energiebilanz hat. Durch den Wegfall der Strahlungsquelle im Inneren des Sterns gibt es nun nichts mehr, das dem gravitativen Druck entgegenwirken kann. Der Kern des Sterns kollabiert und die Hülle des Sterns mitsamt der in der letzten Phase der Kernfusion erzeugten, neuen Elemente wird ausgestoßen. Diese Supernova-Explosionen verursachten damit eine Veränderung der chemischen Zusammensetzung des primordialen Gases, was wiederum Auswirkungen auf die Entstehung neuer Sterne hat. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass durch die Anreicherung des intergalaktischen Mediums (kurz: IGM) mit Metallen, die Bildung späterer Generationen von Sternen von großen, heißen und hauptsächlich einzelnen Sternen hin zu fragmentierten, kleineren Systemen aus Sternen erfolgt (für eine ausführliche Behandlung der Entstehung heutiger Sterne siehe Shu *et al.* 1987).

Es soll hier nicht unerwähnt bleiben, dass die Entstehungsphase, der Lebenszyklus und das Ende der Epoche der ersten Sterne Gegenstand aktueller Forschung ist und in - bisheriger - Ermangelung von direktem beobachtbarem Zugang auf Modellrechnungen begründet ist. Einige der neueren Ergebnisse von Simulationen über die Anreicherung des IGM mit Metallen (Maio *et al.* 2010; Tornatore *et al.* 2007) haben ergeben, dass kleine „Nischen“ von Sternentstehungsgebieten bis hin zu niedrigen ($z \approx 2,5$) Rotverschiebungen ohne Veränderung der ursprünglichen chemischen Zusammensetzung der ursprünglichen Gaswolken überdauern können.

2.2 Dunkle Materie und ihr Einfluss auf die ersten Sterne

Heutzutage gilt es als gesichert, dass der Großteil der Materie im Universum nicht aus baryonischer Materie besteht. Im Folgenden werden nun einige der wichtigen astrophysikalischen Hinweise auf dunkle Materie (DM) diskutiert, so wie danach

⁴ H_2^* bezeichnet hier einen angeregten Zustand des Moleküls, aus dem es in 2 Atome zerfällt

mögliche Teilchen als dunkle Materie Kandidaten besprochen. Danach wird der mögliche Einfluss von selbstannihilierender dunkler Materie auf die Entwicklung der ersten Sterne kurz skizziert.

2.2.1 Astrophysikalische Hinweise auf dunkle Materie

Die Gliederung der einzelnen Unterpunkte als Hinweise auf dunkle Materie folgt im Groben der Richtung „von großen zu kleinen“ Strukturen hin, wobei der letzte Unterpunkt (Bulletcluster) aus dieser Gliederung etwas ausschert.

Strukturbildung im frühen Universum

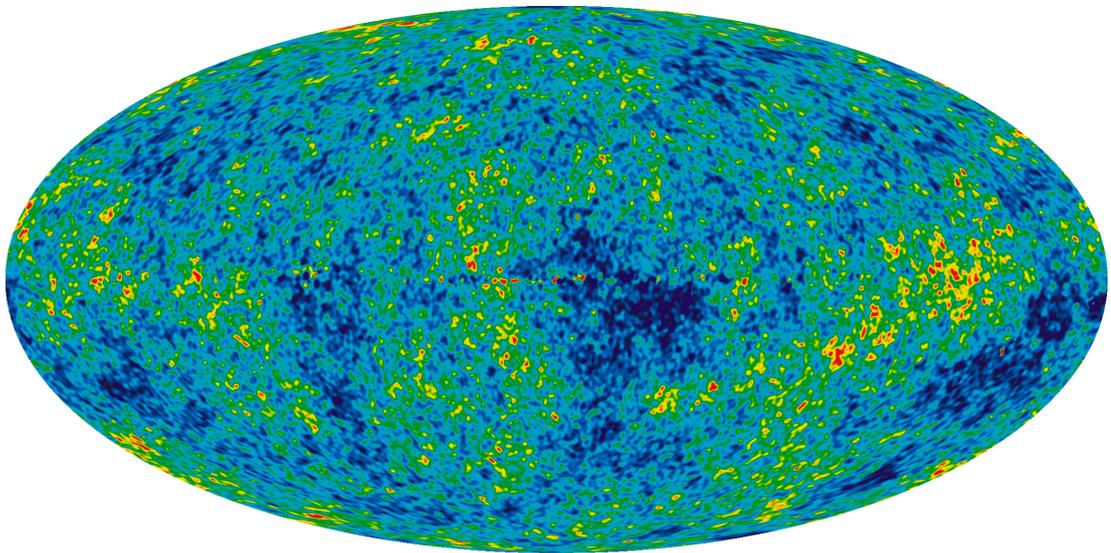


Abbildung 2.2: WMAP 7 Jahres Daten des CMB; gezeigt sind Temperaturfluktuationen von $\pm 200 \mu\text{K}$ (rot entspricht wärmeren, blau kälteren Stellen) aus WMAP-Homepage (2010)

Als sich etwa 400 000 Jahre nach der Entstehung des Universums (Rotverschiebung $z \approx 1100$), Materie und Strahlung durch die immer weiter fortschreitende Expansion des Universums von einander entkoppelt haben, hinterließen minimale Dichtefluktuation der baryonischen Materie Temperaturschwankungen im CMB. Nach den aktuellsten WMAP-Daten ⁵ (Komatsu *et al.* 2010) betragen die Temperaturfluktuationen $\Delta T/T \approx 10^{-5}$. Numerische Vielteilchensimulationen, die die Strukturbildung im kosmologischen Maßstab simulieren um den heutigen Zustand des Alls nachzubilden, verlangen als Anfangsbedingung Temperaturunterschiede von $\Delta T/T \approx 10^{-3}$. Dies lässt sich jedoch erklären, wenn man kalte (d.h. nicht

⁵Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

relativistische), dunkle - also nicht elektromagnetisch wechselwirkende - Materie voraussetzt (Springel *et al.* 2005).

Gravitationslinseneffekt

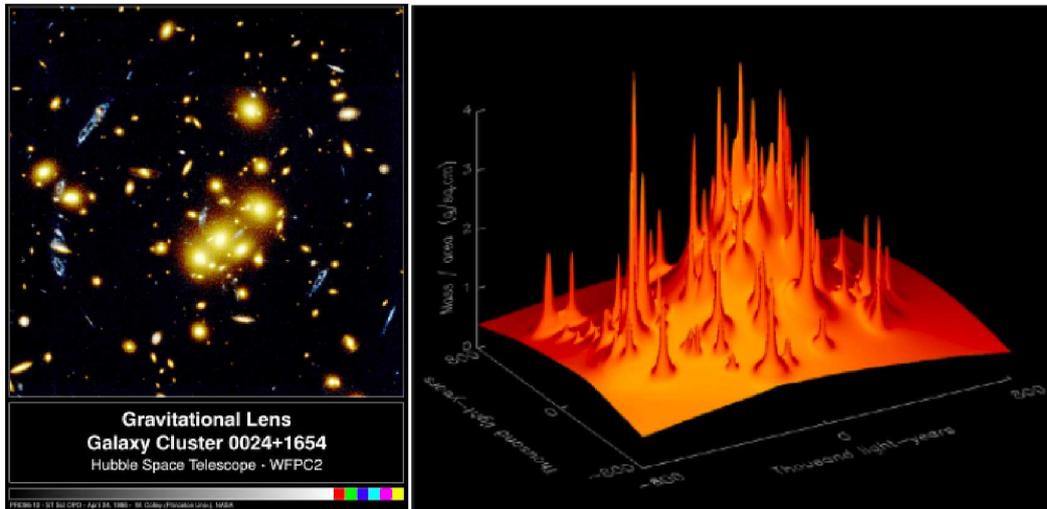


Abbildung 2.3: Gravitationslinseneffekt: links Aufnahme des Galaxienhaufens 0024+1654 mit dem Hubble Space Telescope, rechts Computerrekonstruktion der Masseverteilung des Galaxienhaufens (aus Freese 2009).

Aus Einsteins allgemeiner Relativitätstheorie ergibt sich, dass Masse Licht ablenkt. Dieser Effekt wurde 1919 während einer Sonnenfinsternis erstmals experimentell nachgewiesen (Dyson *et al.* 1920). Die Ablenkung von Licht kann auch zu einem Linseneffekt führen, wenn das Licht eines weit entfernten Objektes (zB. einer Galaxie) um eine Masseverteilung herum abgelenkt wird, ähnlich einer optischen Linse. So wurde das Bild einer Galaxie durch die Masse eines Galaxienhaufens im Vordergrund abgelenkt und so verzerrt, dass eine blaue Ringstruktur zu sehen ist (siehe Abbildung 2.3, linkes Bild). Rechts davon ist eine Computerrekonstruktion der Masseverteilung des Galaxienhaufens 0024+1654 zu sehen. Die spitz zulaufenden Maxima sind die Orte der Galaxien, darunter liegt ein gleichmäßig verteilter Anteil dunkler Materie. Dies ist ein Beispiel des starken Gravitationslinseneffekts. Der schwache Gravitationslinseneffekt wurde zum Beispiel bei statischen Analysen des SDSS ⁶ benutzt um die Verteilung der dunklen Materie auf noch größeren Skalen als der Ausdehnung eines Galaxienhaufens (~ 10 Mpc) zu beobachten (Adelman-McCarthy & et al. 2005). Dabei wurden Galaxien bezüglich ihrer Exzentrizität untersucht und mit Hilfe von statistischen

⁶Sloan Digital Sky Survey

Verfahren, Aussagen über die Materieverteilung entlang der Sichtlinien gefunden. All diese unterschiedlichen Messungen lieferten das Ergebnis, dass die Gravitationslinseneffekte nur mit Hilfe von erheblich mehr Masse, die nicht sichtbar ist, erklärt werden können.

Galaxienhaufen

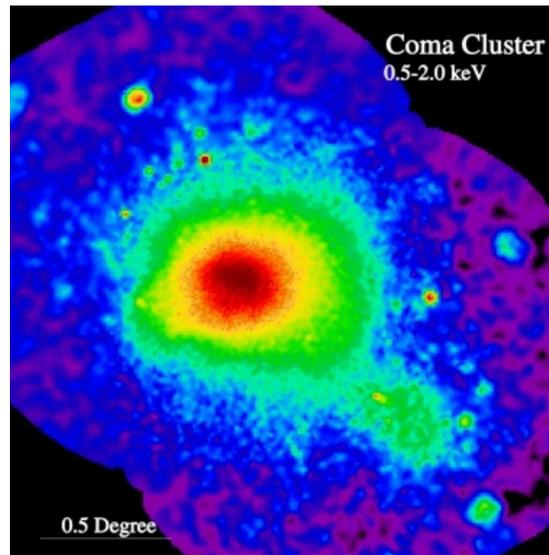


Abbildung 2.4: Der Coma Galaxienhaufen, Aufnahme des Röntgensatellits RO-SAT. Man erkennt 3 Galaxien (kleine Quellen rechts unten, rechts oben, links oben) und eine große, ausgedehnte Emissionsregion in der Mitte (heißes Gas), Bild aus Freese (2009)

Galaxienhaufen liefern gleich mehrere Hinweise auf dunkle Materie. Schon 1933 fand Fritz Zwicky am Beispiel des Coma-Haufens, dass die über den Dopplereffekt gemessenen mittleren Geschwindigkeiten der Galaxien nur erreicht werden können, wenn etwa 400 mal mehr Masse im Coma-Haufen vorhanden wäre wie zuvor durch Beobachtungen der leuchtenden Materie angenommen wurde (Zwicky 1933). Nur mithilfe dieser dunklen Materie ist es möglich, dass ein Galaxienhaufen ein gravitativ gebundenes System bildet.

Das zweite Indiz auf dunkle Materie in Galaxienhaufen sind thermische Emissionen im Röntgenbereich von Gas (siehe Abbildung 2.4), das in deren Zentren entdeckt wurde (Briel 1997). Ein ähnliches Argument wie im Fall der mittleren Geschwindigkeiten der Galaxien ist auch hier gültig. Die durch die Röntgenstrahlung (~ 1 keV) ermittelten Temperaturen von $\sim 10^7$ K des Gases (Plasma) sind so groß, dass die damit zusammenhängende mittlere kinetische Energie ausreichend würde den Galaxienhaufen zu verlassen⁷. Da dies nicht der Fall ist, muss

⁷wenn man davon ausgeht, dass nur die sichtbare Materie zur Masse des Galaxienhaufens beiträgt

zusätzliche dunkle Materie vorhanden sein, die genügend Masse besitzt, um das heiße Gas am Entweichen zu hindern.

Rotationskurven von Galaxien

Ein weiterer Sachverhalt, der auf Dunkle Materie verwies, waren die Rotationskurven von Spiralgalaxien. Rubin & Ford (1970) fanden heraus, dass die Radialgeschwindigkeit der äußeren Bereiche der Galaxie NGC 6503 anstatt wie erwartet abzunehmen, konstant blieb. Aus dem Gravitationsgesetz

$$\frac{mv^2}{r} = G \cdot \frac{M(r)m}{r^2} \quad (2.14)$$

erhält man für die Geschwindigkeit

$$v(r) = \sqrt{\frac{G \cdot M(r)}{r}} \quad (2.15)$$

Daraus folgt, dass $v(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$ ist, falls der Großteil der Masse der Galaxie im Zentrum lokalisiert ist. Die Messung der Rotationskurve zeigte jedoch, dass $v(r) \approx$ konstant für große Abstände r zum Zentrum der Galaxie (Abbildung 2.5). Dies

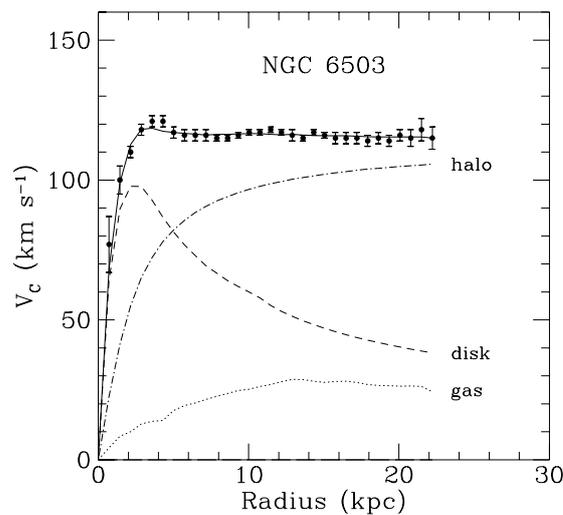


Abbildung 2.5: Rotationskurve von NGC 6503. Die durchgezogene Linie beschreibt die Anpassungsfunktion an die gemessenen Daten. Die modellierten Anteile an der Rotationskurve von Gas, der Scheibe und des Halos aus dunkler Materie sind jeweils als solche markiert (aus Bertone *et al.* 2005).

kann man durch das Vorhandensein eines nicht leuchtenden - dunklen - Halos aus gravitativ wechselwirkender Materie erklären, der sogar den Großteil der Gesamtmasse der Galaxie ausmachen muss. Heute hat man diesen Effekt durch die

Vermessung von sehr vielen Rotationskurven anderer Galaxien, einschließlich der Milchstraße, bestätigt. Allerdings ist es möglich, dass ein Teil der zusätzlich erwarteten Masse aus dunkler, baryonischer Materie besteht, die nur sehr schwer nachgewiesen werden kann.

Der Bulletcluster

Einer der besten Hinweise für kalte, dunkle Materie im heutigen Universum liefert der sogenannte Bulletcluster. In Abbildung 2.6 ist ein Galaxienhaufen dargestellt (Bulletcluster), der aus der Verschmelzung zweier einzelner Galaxienhaufen hervorgeht. Die baryonische Materie ⁸ (rötliche Bereiche) hat sich aufgrund von Wechselwirkungen der beiden heißen Plasmen verlangsamt und ist in der Mitte des Clusters lokalisiert. Messungen von Gravitationslinseneffekten ergeben allerdings, dass die Massenzentren (blaue Bereiche in Abbildung 2.6) sich ungestört passiert haben. Da der Abstand der Galaxien zueinander und der Abstand zwischen den einzelnen Sternen im Vergleich mit den Ausdehnungen der Galaxien bzw. Sternen sehr viel größer ist, haben auch diese sich ungestört durcheinander hindurch bewegt. Dieses Verhalten der beiden Arten von Materie lässt sich schwer ohne das Konzept von nicht-baryonischer, kalter dunkler Materie beschreiben und wird daher als ein sehr starkes Argument angesehen (Clowe *et al.* 2006).



Abbildung 2.6: Der sogenannte Bulletcluster, rötlich ist die Verteilung des baryonischen Gases zu sehen, die blauen Bereiche zeigen die Verteilung der dunklen Materie an

⁸Aufnahmen des Röntgensatelliten Chandra (Weisskopf *et al.* 2002); der Hauptteil der baryonischen Masse ($\approx 5\%$ - 15% der Gesamtmasse) liegt im intergalaktischen Gas, die Galaxien selbst machen dagegen nur einen Anteil von ca. 1% - 2% der Masse des Galaxienhaufens aus (Clowe *et al.* 2006)

2.2.2 Kandidaten für selbstannihilierende dunkle Materie-Teilchen

Im vorherigen Abschnitt wurden eine Vielzahl von Anhaltspunkten für die Existenz von dunkler Materie aus astronomischen Beobachtungen dargestellt. Allerdings ist es nicht bekannt aus welcher Teilchenart die DM besteht. Eine Vielzahl von Kandidaten werden aktuell diskutiert, ob sie als mögliche dunkle Materie-Teilchen geeignet sind (Übersichtsartikel siehe zB. Jungman *et al.* 1996; Bertone *et al.* 2005). Eine vielversprechende Annahme ist WIMP⁹ dunkle Materie, die für diese Arbeit hier angenommen wird. Es sollen noch einmal kurz die an dunkle Materie gestellten Eigenschaften erläutert werden und danach einige der möglichen DM-teilchen näher beschrieben werden.

- **Optisch dunkel:** DM-Teilchen dürfen nicht oder nur sehr schwach elektromagnetisch wechselwirken, das bedeutet DM kann nicht durch Strahlungsprozesse abkühlen.
- **Nahezu keine Kollisionen:** DM darf nur sehr schwach mit baryonischer Materie wechselwirken, die bisher einzig nachgewiesene Wechselwirkung beruht auf der Gravitation. Ausgenommen hiervon sind Wechselwirkungen mit sich selbst.
- **Kalt:** Um die Strukturbildung im frühen Universum zu erklären, ist es notwendig, dass sich DM mit nicht relativistischen Geschwindigkeiten ($v \ll c$) bewegt. Diese nennt man deswegen „kalte“ dunkle Materie, im Gegensatz zu „heißer“ DM, die aus relativistischen ($v \approx c$) Teilchen besteht.

Weiterhin wird für diese Arbeit hier angenommen, dass WIMPs thermisch erzeugt wurden. Das bedeutet im frühen Universum waren die WIMPs im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem Plasma, entkoppelten sich jedoch als die Wechselwirkungsrate Γ unter die Expansionsrate H des Universums fiel:

$$\Gamma < H$$

Die zeitliche Entwicklung der Anzahldichte der WIMPs n wird dann durch die Boltzmann-Gleichung beschrieben

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = -\langle\sigma v\rangle_{ann}(n^2 - n_{eq}^2) \quad (2.16)$$

Hier bezeichnet n_{eq} die Teilchendichte der WIMPs im thermischen Gleichgewicht und $\langle\sigma v\rangle_{ann}$ den Annihilationswirkungsquerschnitt der Teilchen. als Lösung der Boltzmann-Gleichung 2.16 erhält man (siehe zB. Bertone *et al.* 2005; Jungman

⁹englisch: Weakly Interacting Massive Particle, schwach wechselwirkende schwere Teilchen

et al. 1996)

$$\Omega_{DM}h^2 \approx \frac{3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle_{ann}} \quad (2.17)$$

Setzt man nun $\Omega_{DM}h^2 \approx 0,1$ (Komatsu *et al.* 2010) ein, erhält man für den Annihilationswirkungsquerschnitt $\langle \sigma v \rangle_{ann} \approx 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Dieser Wert wird als Referenz für den weiteren Verlauf dieser Arbeit gesetzt. Es bleibt noch kurz auf mögliche WIMP-Kandidaten kurz einzugehen, die genau Art der Teilchen ist für das Ergebnis dieser Arbeit nicht von Wichtigkeit, entscheidend ist nur, dass die in diesem Abschnitt beschriebenen Eigenschaften vorhanden sind.

Supersymmetrische Kandidaten

Die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells liefert mehrere Kandidaten für die dunkle Materie. Hier wird sich auf das leichteste Neutralino, einer Mischung der SUSY-Partner der B und W_3 Bosonen der elektroschwachen Wechselwirkung und der neutralen Higgs-Bosonen H_1 und H_2 , beschränkt. Das leichteste Neutralino \mathcal{X}_0 kann nicht zerfallen ist aber ein Majoranateilchen und erfüllt daher damit alle geforderten Bedingungen

Kaluza-Klein-Anregungszustand

Nach der Kaluza-Klein-Theorie, einem Vorläufer heutiger Stringtheorien, besitzen Elementarteilchen massive Anregungszustände, von denen das leichteste wiederum stabil ist und die oben geforderten Eigenschaften besitzt. Als besonders guter Kandidat hierfür ist der erste Anregungszustand des B-Bosons $B^{(1)}$ geeignet.

2.2.3 Die Entstehung von Dark Stars

Nachdem in den vorherigen Abschnitten die Entstehung der ersten Sterne, Evidenzen für kalte, dunkle Materie und deren möglicher Teilchenkandidat erläutert wurden, bleibt es nun daran die Bedingungen zu formulieren, unter denen sich eine neue Phase stellarer Entwicklung, Dark Stars, bilden können. Die folgenden Bedingungen orientieren sich im Wesentlichen an Spolyar *et al.* (2009); Freese *et al.* (2008); Spolyar *et al.* (2008).

- **Hohe Dichte von DM aufgrund von adiabatischer Kontraktion:**

Wenn baryonische Materie, wie in Abschnitt 2.1 anfängt zu kollabieren, zieht sie auch durch den Mechanismus der adiabatischen Kontraktion¹⁰ gleichzeitig dunkle Materie ins Zentrum der Gaswolke. Das bedeutet im Wesentlichen, dass sich die Dichte der dunklen Materie im Zentrum stark erhöht. Spolyar *et al.* (2008) haben berechnet, dass sich somit Dichteverteilungen von

$$\rho_\chi \sim 5 (\text{GeV}/\text{cm}^3)(n_h/\text{cm}^3)^{0,81} \quad (2.18)$$

¹⁰das Produkt $M(r)r$ bleibt konstant

ergeben, wobei n_h die baryonische Gasdichte ist. Diese Erhöhung der DM-Dichte ist näherungsweise unabhängig von dem Dichteprofil, das vor der Kontraktion vorlag.

- **Annihilationsprodukte thermalisieren im Stern:**

Unterhalb einer kritischen Dichte n_c des baryonischen Gases entweichen die Annihilationsprodukte einfach aus der Gaswolke. In Spolyar *et al.* (2008) ist berechnet worden, dass ab $n_c > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ für den Fall von WIMP-massen von 100 GeV im Stern verbleibt und diesen damit als Energiequelle dient. Die Energieerzeugungsrate aus WIMP-annihilation pro Volumen ist gegeben durch

$$\dot{Q}_{DM} = \langle \sigma v \rangle_{ann} \frac{\rho_\chi^2}{m_\chi} \quad (2.19)$$

Die Leuchtkraft, die daraus entsteht ist gegeben durch

$$L_{DM} \sim \frac{2}{3} \int \dot{Q}_{DM} dV \quad (2.20)$$

Der Faktor $2/3$ ist darauf zurückzuführen, dass davon auszugehen ist, dass $1/3$ der Annihilationsprodukte Neutrinos sind, die den Stern ungehindert verlassen können, wohingegen $2/3$ der Annihilationsprodukte entweder als Photonen oder Elektronen/Positronen-Paare vorliegen (Spolyar *et al.* 2009). Diese verbleiben, wenn die Gasdichte $n > n_c$ ist, im Stern und dienen als Energiequelle.

- **DM-Annihilation ist der dominierende Mechanismus:**

In Abschnitt 2.1 ist beschrieben, wie sich das primordiale Gas durch H_2 -Kühlung sich weiter zusammenziehen kann, bis die Bedingungen für den Start von Fusionsreaktionen gegeben sind. Damit sich allerdings eine Dark Star Phase etablieren kann, muss die Energieversorgung aus der Annihilation von DM sowohl den Kühlungsprozess überwiegen, als auch verhindern, dass die Fusionsreaktion startet.

Darüber hinaus stellt sich weiterhin die Frage, wie ein Dark Star für den stetigen Nachschub an DM sorgt. Hier gibt es im Prinzip zwei verschiedene Methoden. Als erstes ist wie auch bei den POP III Sternen Akkretion von baryonischer Materie zu nennen, die jedoch durch adiabatische Kontraktion für eine Anreicherung des Dark Stars mit neuer DM sorgt. Freese *et al.* (2010) haben sogar einen extrem effizienten Mechanismus der verlängerten adiabatischen Kontraktion beschrieben, der zu sehr langlebigen ($\sim 10^9$ Jahre) und supermassiven ($\sim 10^6 M_\odot$) Dark Stars führt.

Zweitens ist der Einfang dunkler Materie durch Stoßprozesse mit baryonischer Materie und anschließender Anreicherung der DM-Dichte im Gravitationspotential des Sterns ein möglicher Mechanismus, den Dark Star mit Nachschub an DM

zu versorgen. Dies erfordert allerdings einen nicht verschwindenden Streuquerschnitt zwischen DM und Baryonen. Dies ist im Prinzip auch der Effekt, den Experimente zur direkten Detektion von dunkler Materie messen zu hoffen. Für Dark Stars nehmen Iocco *et al.* (2008) eher einen stärkeren Beitrag von DM-Einfang, Spolyar *et al.* (2009); Freese (2009) einen zu vernachlässigenden Beitrag desselben Effektes an.

Eine etwas schwierigere Frage betrifft die typischen Eigenschaften eines Dark Stars. Selbst bei POP III Sternen ist es nicht genau gegeben, wie viele Sterne mit welcher Masse entstehen. Nach dem dem Vogt-Russell-Theorem werden alle Eigenschaften eines Hauptreihensterns durch seine Masse und seine chemische Zusammensetzung festgelegt. Zwar ist die chemische Zusammensetzung der ersten Sterne sehr gut bekannt, da jedoch die anfängliche Massenfunktion sehr schlecht eingegrenzt ist, ergeben sich auch Probleme genaue Eigenschaften für Dark Stars anzugeben. Hier steigt zudem die Anzahl möglicher Faktoren, die einen Einfluss auf die Dark Star Phase haben. Allgemein bleibt zu sagen, dass Dark Stars eine (quasi-)stationäre Phase in der Sternentwicklung sind, die solange vorhält, bis keine DM als Energiequelle mehr verfügbar ist. Für diese Arbeit wurden drei unterschiedliche Modelle eines Dark Stars (siehe Tabelle 4.4) betrachtet. Man kann abschließend bemerken, dass alle Dark Stars kühl ($T < 10000$ K), groß ($R_* \sim 1$ AE) und schwer ($\sim \mathcal{O}(10^2) M_\odot$) sind.

3 Das extragalaktische Hintergrundlicht

3.1 Das metagalaktische Strahlungsfeld

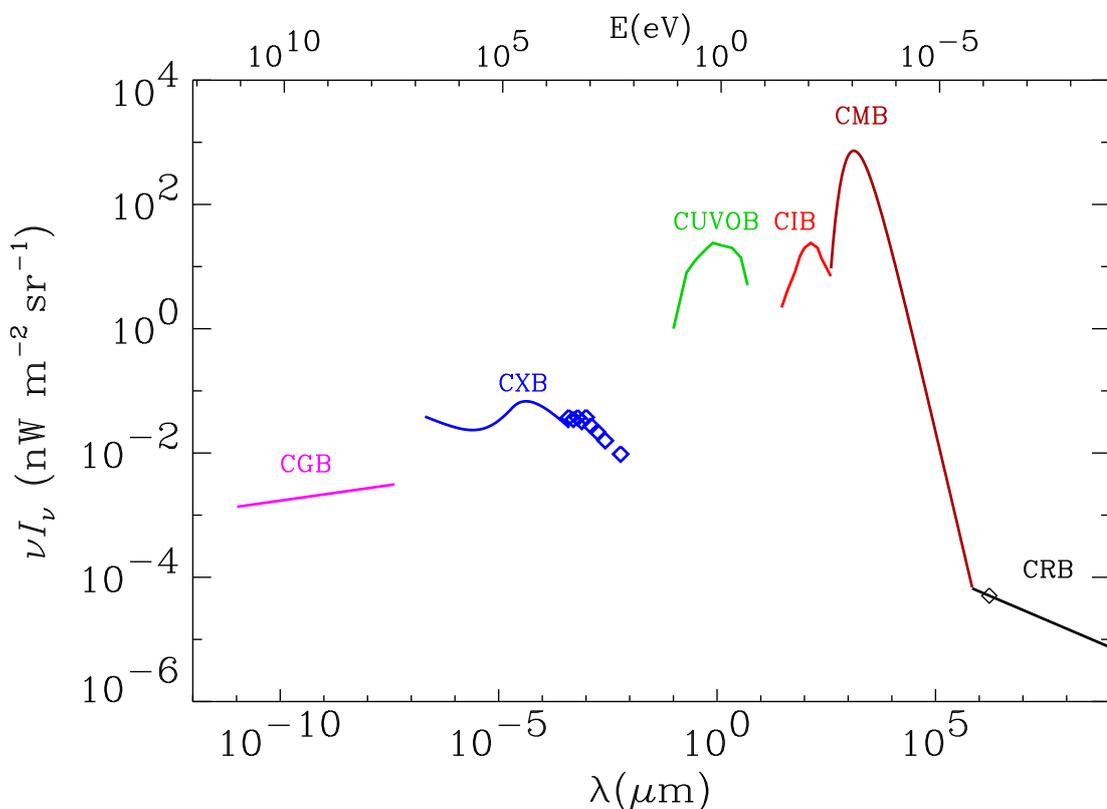


Abbildung 3.1: Metagalaktisches Strahlungsfeld, gezeigt sind: CRB (Cosmic Radio Background) - kosmischer Radiohintergrund, CMB - Mikrowellenhintergrund, CIB (Cosmic Infrared Background) - kosmischer Infrarothintergrund, CUVOB (Cosmic Ultraviolet/Optical Background) - kosmischer Ultraviolet-/ optischer Hintergrund, CXB (Cosmic X-ray Background) - kosmischer Röntgenhintergrund, CGB (Cosmic γ -ray Background) - kosmischer γ -Strahlenhintergrund, aus Hauser & Dwek (2001)

Der intergalaktische Raum ist nicht leer, sondern mit Gas von sehr geringer Dichte

und Photonenfeldern bevölkert. Das metagalaktische Strahlungsfeld erstreckt sich über einen großen Wellenlängenbereich, von Radiowellen bis hin zu γ -Strahlung (siehe Abbildung 3.1) und ist näherungsweise isotrop verteilt. Der Ursprung der einzelnen Anteile des metagalaktischen Strahlungsfeldes ist sehr unterschiedlich, die herausragendste Komponente ist wahrscheinlich der kosmische Mikrowellenhintergrund, der als Relikt der Entkopplung von Materie und Strahlung heute als Schwarzkörperstrahlung bei $T = 2,7$ K gemessen wird. Der Bereich des Strahlungsfeldes vom Ultraviolett (UV) über das sichtbare Licht bis in das Infrarote (IR) wird auch extragalaktisches Hintergrundlicht genannt, oder abgekürzt EHL, und liefert wichtige Informationen über die kosmische Geschichte von Galaxien- und Sternentstehung.

3.2 Messungen des extragalaktischen Hintergrundlichts und dessen Ursprung

Der diffuse, extragalaktische Hintergrund von heute ($z = 0$) besteht aus der aufsummierten elektromagnetischen Strahlung der Vergangenheit, die jeweils entsprechend des Zeitpunktes ihrer Emission rotverschoben wurde (siehe Gleichung 4.2). Das EHL resultiert im Wesentlichen aus der Emission von Sternen und der thermischen Reemission von Staub, der einen Teil des Sternenlichts absorbiert und ihn dann - wellenlängenverschoben - wieder abstrahlt. Dieser Ursprung erklärt auch die Form des EHL (siehe Abbildung 3.3), die ein Maximum bei $\sim 1 \mu\text{m}$ - verursacht durch direkte Sternenemission - und ein weiteres bei $\sim 100 \mu\text{m}$ durch die Staubemissionen hat. Weitere Beiträge zum EHL wie zum Beispiel Strahlung von aktiven galaktischen Kernen oder Quasaren tragen nur einen Beitrag im Prozentbereich zur resultierenden EHL-Dichte im mittleren Infrarotbereich bei. Es gibt verschiedene Wege den Extragalaktischen Hintergrund zu messen, die nun vorgestellt werden.

3.2.1 Galaxienzählungen und untere Grenzen

Das Prinzip dieser Bestimmung der EHL-Dichte ist die Annahme, dass Galaxien den Hauptteil der diffusen Hintergrundstrahlung verursachen. Allerdings ist es es nicht sicher, dass alle Galaxien durch Zählungen erfasst werden. Darüber hinaus können möglicherweise unaufgelöste Quellen zum EHL beitragen, die nicht mit Galaxienzählungen ermittelt werden können. Trotz alledem liefern Galaxienzählungen und Extrapolationen zu nicht zugänglichen Bereichen des Kosmos robuste untere Grenzen auf die Dichte des Extragalaktischen Hintergrundlichts.

3.2.2 Direkte Messungen

Es hat sich herausgestellt, dass direkte Messung des EHL aus verschiedenen Gründen eine sehr schwierige Aufgabe darstellen. Zum einen sind technische Herausforderungen zu erwähnen, Absolutwerte der EHL-Dichte messen zu können. Das erfordert eine sehr gute Unterdrückung der Wärmestrahlung der Messinstrumente, was durch aufwändige Kühlung erlangt wird (für eine ausführlichere Beschreibung siehe Hauser & Dwek 2001 und Referenzen darin). Weitاً schwieriger gestaltet sich die Vordergrundstrahlung, die um bis zu eine Größenordnung höher als das zu messende Signal liegt. Der dominierende Anteil davon kommt aus dem Zodiakallicht, das an interplanetarem Staub reflektierte und gestreute Sonnenlicht. Aufgrund der beschriebenen Schwierigkeiten ist es notwendig, alternative Möglichkeiten zur Bestimmung der EHL-Dichte zu betrachten.

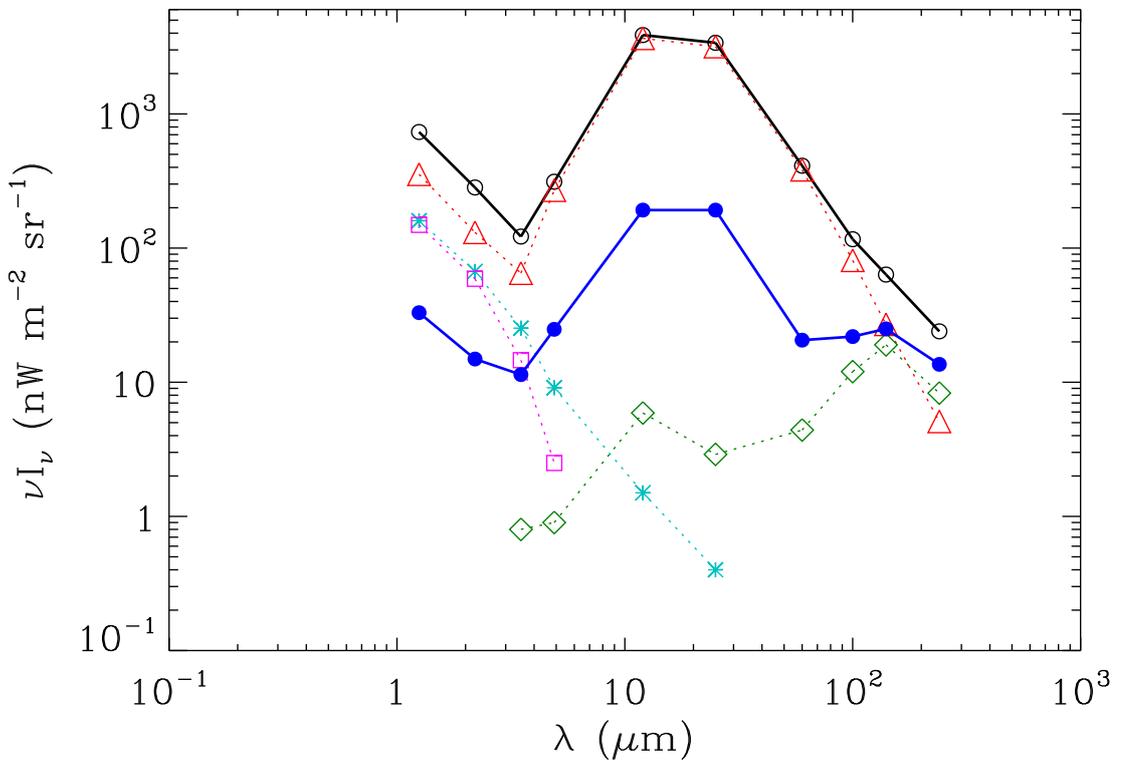


Abbildung 3.2: Spektrale Energieverteilung verschiedener Vordergrundquellen bei der direkten Messung des EHL. Zodiakallicht (rote, offene Dreiecke) ist der dominierende Anteil des Vordergrunds. Weiter sind gezeigt: helle galaktische Quellen (türkise Sterne), schwache galaktische Quellen (rosa, offene Quadrate), Beiträge des interstellaren Mediums (grüne, offene Rauten), sowie die insgesamt Helligkeit (schwarze, offene Punkte) und die verbleibende Helligkeit, abzüglich aller Vordergrundbeiträge (blaue Punkte) (aus Hauser & Dwek 2001).

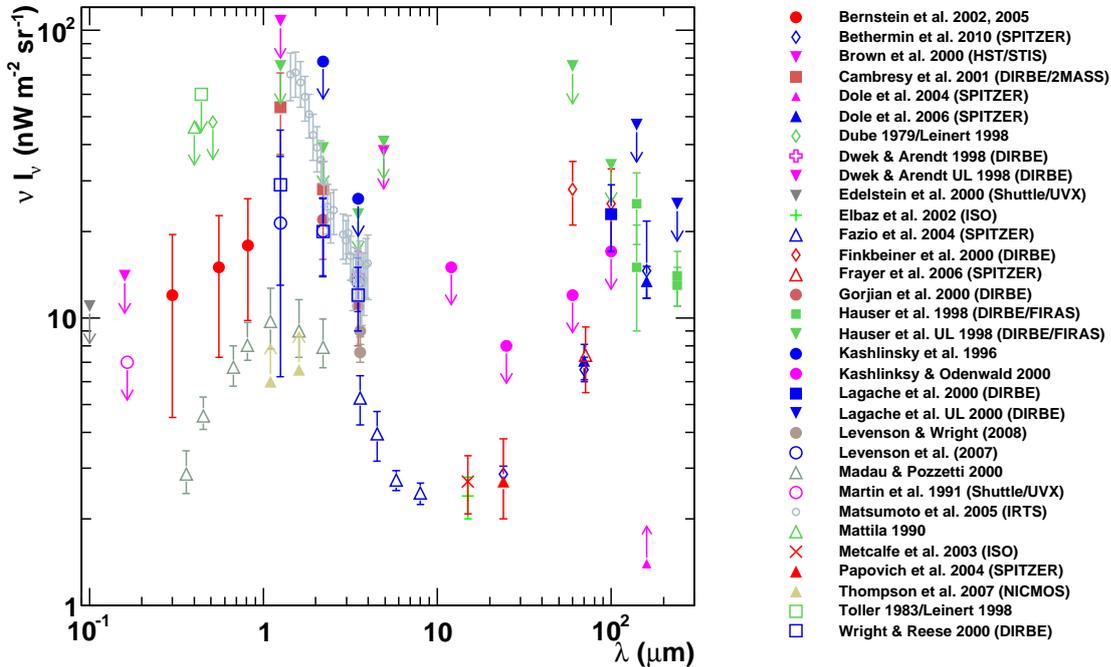
3.2.3 Abschwächung sehr hochenergetischer γ -Strahlung

Abbildung 3.3: Aktuelle Daten des Extragalaktischen Hintergrundlichts; Datensammlung aus Mazin & Raue (2007), regelmäßig aktualisiert. Hierbei bezeichnen Datenpunkte mit Pfeilen nach oben, untere Grenzen und Punkte mit Pfeilen nach unten, obere Grenzen. Daten aus direkten Messungen sind mit ihren jeweiligen Fehlern angegeben.

Ein andere Methode, um Beschränkungen der EHL-Dichte zu erhalten, ist die Ermittlung von oberen Grenzen durch die Messungen von sehr hochenergetischer γ -Strahlung (englisch: very high γ -rays oder abgekürzt VHE γ -rays). VHE γ -Strahlung kann via Paarerzeugung mit dem diffusen, niederenergetischen Photonenfeld interagieren und dadurch abgeschwächt werden. Dieser Prozess ist abhängig von der Entfernung und genügend hoher Emission im TeV Bereich der Quelle. Somit können Spektren von aktiven galaktischen Kernen - einer Quellsorte von VHE γ Strahlung, die eben genannte Kriterien erfüllt - Informationen über die EHL-Dichte liefern (für eine ausführlichere Erklärung siehe zum Beispiel Raue 2007). Allerdings benötigt man dazu eine Annahme über das Quellspektrum der VHE-Strahlung und die zeitliche Entwicklung der EHL-Dichte, da Abschwächungseffekte nur bei extragalaktischen Quellen, die weit genug entfernt sind (ungefähr alle sind aktive galaktische Kerne) zu erwarten ist. Auch sind Abschwächungseffekte nahe der Emissionsregion durch bisher noch unerforschte Mechanismen eine weitere Möglichkeit diese beobachteten Effekte zu erklären. Trotz dieser Unsicherheiten und Annahmen liefert diese Methode robuste obere Grenzen für die EHL-Dichte. Mit steigender Anzahl von detektierten extragalaktischen Quellen

und deren Spektren, zB. mit abbildenden atmosphärischen Cherenkowteleskopen wie HESS ¹, MAGIC ² oder VERITAS ³, verbessert sich diese Methode der Bestimmung der EHL-Dichte laufend und trägt auch dazu bei, die zeitliche Entwicklung des diffusen Hintergrunds, zu bestimmen.

¹High Energy Stereoscopic System

²Major Atmospheric Gamma Ray Imaging telescope

³Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

4 Signaturen von Dark Stars im diffusen extragalaktischen Hintergrund

4.1 Motivation

Nach der vorhergegangenen Beschreibungen der Eigenschaften von Dark Stars und des diffusen Strahlungsfeldes im Optischen (O) bis Infraroten (IR) möchte ich hier kurz erläutern, wodurch die Suche nach Dark Stars im EHL motiviert ist. Dafür nun folgende Abschätzung:

Dark Stars seien ideale Schwarzkörper mit $T_{eff} = 8000$ Kelvin, dann liegt λ_{max} , die Wellenlänge maximaler Strahlungsleistung aufgrund des Wien'schen Verschiebungsgesetzes

$$\lambda_{max} \cdot T_{eff} = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (4.1)$$

bei 362 nm.

Nimmt man nun weiterhin an, dass der Entstehungszeitraum von Dark Stars bei Rotverschiebungen z (wobei $z_{min} \leq z \leq z_{max}$) stattfindet und wählt für eine recht robuste Annahme $z_{min} = 5$ und $z_{max} = 30$, so erhält man mit Hilfe von

$$\frac{\lambda_B}{\lambda_E} = 1 + z \quad (4.2)$$

(λ_B beobachtete Wellenlänge, λ_E Wellenlänge bei Emission)

für die rotverschobene Wellenlänge maximaler Strahlungsleistung der Dark Stars $2,2 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 11,2 \mu\text{m}$.

Weiterhin schätze ich nun ab, welche Sensitivität ein Instrument braucht, um Dark Stars direkt als Punktquellen zu detektieren. Als physikalisch gut motiviertes Beispiel (siehe zum Beispiel in Spolyar *et al.* 2009) betrachte ich nun einen Dark Star mit folgenden Eigenschaften aus Tabelle 4.1. In der Frequenzdarstellung des

$T_{DS} [10^3 \text{ K}]$	$L_{DS} [L_{\odot}]$	z_{DS}
8	10^6	10

Tabelle 4.1: Beispiel eines Dark Stars

Wien'schen Verschiebungsgesetz

$$\nu_{max} = 5,879 \cdot 10^{10} \text{ Hz} \cdot \text{K}^{-1} \cdot T_{eff} \quad (4.3)$$

erhält man für $\nu_{max} = 4,7 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$, das entspricht 736 nm . Das rotverschobene Maximum, das ein Beobachter bei $z=0$ sehen würde, liegt nun bei $\approx 8 \mu\text{m}$. Mit Hilfe des Planckschen Strahlungsgesetzes ergibt sich die differentielle Leuchtkraft des Dark Stars zu $L_{\nu_{max}} = 1,6 \cdot 10^{17} \text{ W Hz}^{-1}$. Nun benötigt man noch die Luminositätsdistanz für $z=10$; diese errechnet sich mit Hilfe von Wright (2006) zu $d_L = 106256 \text{ Mpc}$. Daraus erhält man mit

$$\frac{L_{\nu_{max}}}{4\pi d_L^2} = 1,1 \cdot 10^{-39} \frac{\text{W}}{\text{Hz} \cdot \text{m}^2} \quad (4.4)$$

als Fluss, den ein Instrument bei $z=0$ messen kann. Vergleicht man diesen Wert zB. mit der Sensitivität der MIRI (Mid InfraRed Instrument) Kamera des James Webb Space Telescope (JWST) bei einem Signal-zu-Rausch Verhältnis von 10, einer Belichtungszeit von 10000 s und geringem Hintergrund aus Zodiaklicht (Gardner *et al.* 2006), die sich bei $7,7 \mu\text{m}$ auf $0,28 \text{ nJy} = 2,8 \cdot 10^{-33} \frac{\text{W}}{\text{Hz} \cdot \text{m}^2}$ beläuft. Man sieht leicht, dass ein Verstärkungsfaktor von ca. 6 Größenordnungen notwendig ist, um einen Dark Star (Eigenschaften siehe Tabelle 4.1) mit dem JWST als Punktquelle zu detektieren. Einen ähnlichen Ansatz zur Berechnung der möglichen Sichtbarkeit von Dark Stars mithilfe des JWST wird in Freese *et al.* (2010) beschrieben, wobei hier der mögliche Faktor aus einer extremen Vergrößerung der Masse der Dark Stars folgt.

Der Ansatz, einen eventuellen Beitrag von Dark Stars zum diffusen Infrarothintergrund zu untersuchen, erscheint gerade unter diesen Voraussetzung als eine viel versprechende Alternative zur direkten Suche, die mit den oben erläuterten Annahmen und Sensitivitäten der momentanen und geplanten Instrumente wahrscheinlich sehr schlechte Aussichten auf Erfolg haben wird.

4.2 Modell und Simulation der EHL-Dichte

4.2.1 Beschreibung des EHL Modells und dessen Parameter

In diesem Kapitel wird das verwendete Modell des EHL erläutert und die Parameter, die darin eingehen, erklärt. Es wird ein vereinfachtes Vorwärts-Entwicklungsmodell benutzt, das eine analoge Methode verwendet, die in Kneiske *et al.* (2002, 2004) beschrieben ist. Hierbei handelt es sich um ein Modell, das durch Eingangsparameter zum Zeitpunkt der Entstehung der Dark Stars festgelegt ist und dadurch den Extragalaktischen Hintergrund zu jedem späteren Zeitpunkt bestimmen kann; die EHL-Dichte wird von früherem Zeitpunkt aus „vorwärts“ in der Zeit entwickelt. Als Eingangsparameter werden die Luminosität pro Frequenz

(hier normiert auf eine Sonnenmasse) L_ν , die kosmische Sternentstehungsrate in einem mitbewegten Koordinatensystem $\dot{\rho}_*(z)$ und die kosmologischen Parameter $\Omega_r, \Omega_m, \Omega_k, \Omega_\Lambda$ und die Hubblekonstante H_0 verwendet. Die Berechnung der EHL-Dichte erfolgt durch das auswerten von zwei Integralen: Zuerst die Berechnung der Emissivität pro Frequenz ε_ν ,

$$\varepsilon_\nu(z) = \int_z^{z_{max}} L_\nu(t(z) - t(z')) \dot{\rho}_*(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' \quad (4.5)$$

Dies ist die Leistungsdichte der gesamten Strahlung, die alle Dark Stars bei einer bestimmten Rotverschiebung z emittieren. Danach erfolgt die eigentliche Berechnung der EHL-Dichte,

$$P_\nu(z) = \nu I_\nu(z) = \nu \frac{c}{4\pi} \int_z^{z_{max}} \varepsilon_{\nu'}(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' \quad (4.6)$$

wobei gilt

$$\nu' = \nu \left(\frac{1+z'}{1+z} \right) \quad (4.7)$$

Die kosmologischen Parameter gehen via

$$\left| \frac{dt}{dz} \right| = \frac{1}{H_0(1+z)E(z)} \quad (4.8)$$

$$E(z)^2 = \Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \quad (4.9)$$

(Peebles 1993) in das Modell ein. Dabei wird über die Emissivität aller Rotverschiebungen z integriert und gleichzeitig entsprechend des jeweiligen Parameters z in der Frequenz verschoben (siehe Gleichung 4.7). Alle nachfolgenden Ergebnisse wurden durch numerische Lösung der Gleichungen 4.5 und 4.6 erhalten. Ausgehend von Referenzwerten für Dark Stars werden die einzelnen Parameter und ihr Einfluss auf die Hintergrundstrahlung besprochen, sowie physikalische Argumente geliefert, die die Auswahl dieser Parameter rechtfertigen. Einen Sonderfall unter den Parametern stellt die kosmische Sternentstehungsrate $\dot{\rho}_*(z)$ (engl: **S**tar **F**ormation **R**ate, kurz SFR) dar, da Erkenntnisse über die genauen Umstände der Entstehung von Dark Stars zum Großteil noch unbekannt sind. Deshalb ist der Beitrag, den Dark Stars zum EHL beitragen, in den Einheiten $[\text{nW m}^{-2} \text{sr}^{-1}]$ pro SFR_{Norm} angegeben; wobei SFR_{Norm} ein dimensionsloser Faktor ist, der von der Größenordnung an der SFR von Population III Sternen orientiert ist ($10^{-3} \geq \text{SFR}_{Norm} \geq 10^{-5}$). Dies wird noch genauer in dem Unterkapitel über den Einfluss der Sternentstehungsrate begründet. Die in Tab. 4.2 angegebene Größe von SFR_{Norm} wird nur dann verwendet, wenn absolute Werte des EHL miteinander in Relation gesetzt werden sollen. Das kosmologische Modell, das

Modell	Lebensdauer [Jahren]	z_{min}	z_{max}	SFR_{Norm}
Modell 2	10^6	10	30	10^{-4}

Tabelle 4.2: Gewählte Referenzwerte für Dark Stars

hier verwendet wird, ist das Λ CDM Modell mit den Werte aus Tab. 4.3 Hier sei

H_0 [$\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$]	Ω_r	Ω_m	Ω_k	Ω_Λ
70,5	0	0,27	0	0,73

Tabelle 4.3: Parameter des Λ CDM Modells (Komatsu *et al.* 2010; Hinshaw *et al.* 2009)

noch angemerkt, dass Ω_m sich aus dem baryonischen Anteil an der Massendichte $\Omega_b \approx 0,04$ und dem Anteil dunkler Materie $\Omega_{DM} \approx 0,23$ zusammensetzt.

4.2.2 Einfluss der Luminositätsfunktion

Als erstes wird der Faktor $L_\nu(t(z) - t(z'))$ diskutiert und sein Einfluss auf den EHL bestimmt. Als Modell über die Luminositätsfunktion $L_\nu(t(z) - t(z'))$ kann man in erster Näherung annehmen, dass sie sich über die Lebensdauer ΔT_{DS} des Dark Star Stadiums des Sterns nicht ändert, also gilt:

$$L_\nu(t(z) - t(z')) = L_\nu = \text{konstant für } |t(z) - t(z')| \leq \Delta T_{DS} \quad (4.10)$$

Somit berechnet sich die Emissivität¹ durch

$$\begin{aligned} \varepsilon_\nu(z) &= \int_z^{z_{max}} L_\nu(t(z) - t(z')) \dot{\rho}_*(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' \\ &= \begin{cases} L_\nu \cdot \Delta T_{DS} \cdot \dot{\rho}_*(z) & z_{min} \leq z \leq z_{max} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Zur Berechnung der Leuchtkraft des Dark Stars ist es gerechtfertigt für dieses Modell einen Schwarzkörperstrahler zu betrachten. Durch das Plancksche Strahlungsgesetz, das mit folgender Gleichung die spezifische spektrale Intensität angibt.

$$I(\nu, T) = I_\nu(T) = \frac{2h\pi\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (4.12)$$

¹wobei Gleichung 4.11 nur exakt so zutrifft, falls auch Gl. 4.14 gilt

Um daraus die spezifische spektrale Luminosität zu erhalten, muss noch mit der abstrahlenden Fläche multipliziert werden.

$$L_\nu(T, R) = I_\nu(T) \cdot A(R) = I_\nu(T) \cdot 4\pi R^2 \quad (4.13)$$

Somit ergibt sich L_ν als Funktion der Temperatur und des Radius des Dark Stars. Was weiterhin zu beachten ist, dass in Formel 4.5 die spezifische Luminosität pro Sonnenmasse eingeht, da die SFR in den Einheiten [$M_\odot \text{ a}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$] angegeben ist. Für alle Modelle ist ein geschwindigkeitsgemittelter Selbstannihilationswirkungs-

	$\mathbf{M}_{DS} [M_\odot]$	$\mathbf{T}_{DS} [10^3 \text{ K}]$	$\mathbf{R}_{DS} [10^{10} \text{ m}]$	$\mathbf{m}_\chi [\text{GeV}]$
Modell 1	690	7,5	110	1
Modell 2	600	8,5	71	100
Modell 3	310	9,3	21	10^4

Tabelle 4.4: verschiedene Dark Star Modelle für verschiedene dunkle Materie Teilchenmassen m_χ aus Spolyar *et al.* (2009)

querschnitt von $\langle v\sigma \rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ angenommen worden. Somit berechnet sich der Beitrag von Dark Stars zur EHL-Dichte für die unterschiedlichen Modelle wie in Abb. 4.1 dargestellt.

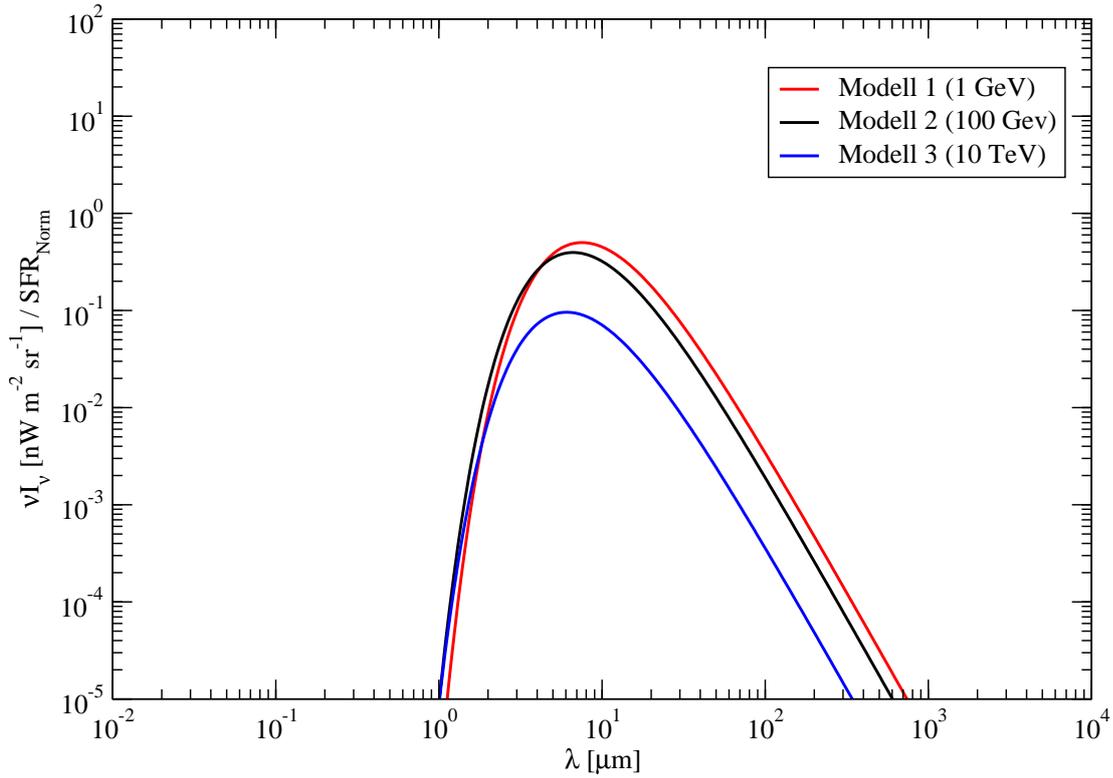


Abbildung 4.1: Einfluss der verschiedenen Dark Star Modelle auf die EHL-Dichte

Modell 2 wird hier als Bezugspunkt festgelegt, wenn in weiteren Abschnitten der Einfluss der anderen Parameter untersucht wird. Als Gründe dafür sprechen der teilchenphysikalisch gut motivierte Fall für die Masse des dunklen Materie-Teilchens von $m_\chi = 100$ GeV (siehe zB. Bertone *et al.* 2005; Jungman *et al.* 1996), wie auch ein zwischen beiden Extremen liegender resultierender EHL, wie man in Abb. 4.1 leicht sehen kann. Der Unterschied zwischen den Modellen 1 und 3 fällt mit ca. 1 Größenordnung nicht sehr stark aus; auch die Position der Maxima der einzelnen Modelle liegt recht nah beieinander, wie man sich leicht anhand von Gleichung 4.1 und Gleichung 4.2 klar machen kann.

Der zweite Faktor der Gleichung 4.10 ΔT_{DS} wirkt sich, wie leicht nachvollzogen werden kann (siehe Gleichung 4.5), linear auf den resultierenden EHL aus. Trotzdem ist eine Auswertung des Infrarothintergrundes bezüglich der Lebensdauer der Dark Star Phase wichtig, da gleich mehrere physikalisch interessante Erklärungen, wie zum Beispiel der Einfang dunkler Materie via Streuung an Baryonen (Iocco *et al.* 2008; Iocco 2008; Taoso *et al.* 2008; Yoon *et al.* 2008) oder verlängerte adiabatische Kontraktion dunkler Materie (Freese *et al.* 2010) zur Verlängerung des Dark Star Stadiums beitragen können. Für diese Arbeit hier wurden Lebensdauern des Dark Star Stadiums ΔT_{DS} von jeweils 10^5 , 10^6 und 10^7 Jahren verwendet, wobei nicht unterschieden worden ist auf welche Art und Weise diese Zeitspan-

nen zustande gekommen sind. Diese Werte sind, wie in eben genannten Quellen nachzulesen ist, abhängig von dem zugrundeliegenden Modell, das für die Entwicklung des Dark Stars angenommen wird, relativ konservativ gewählt; es gibt weiterhin Annahmen, dass die Lebensdauer von Dark Stars sogar bis zu $\mathcal{O}(10^9)$ erreichen können (Freese *et al.* 2010). Als Bezugspunkt werden hier 10^6 Jahre (siehe Tab. 4.2) angenommen, das als sehr gut verträglich mit den Ergebnissen von Spolyar *et al.* (2008), Spolyar *et al.* (2009) und Iocco *et al.* (2008) angesehen werden kann. Der resultierende EHL ist in Abb. 4.2 zu sehen.

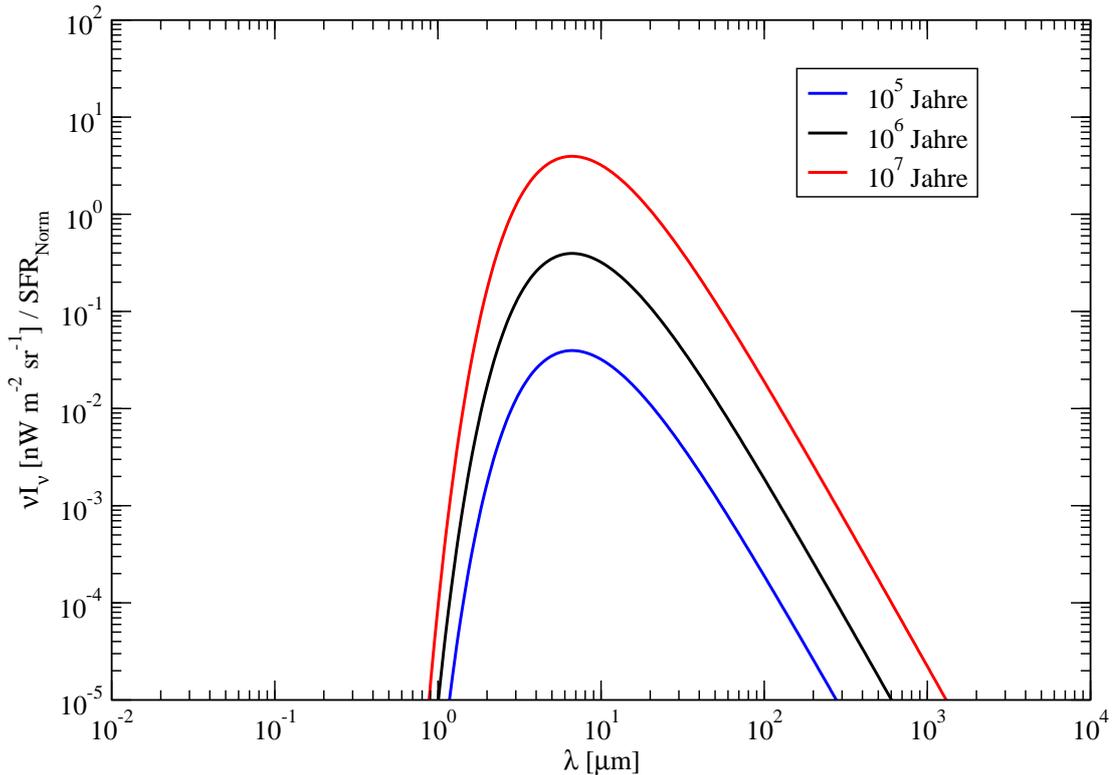


Abbildung 4.2: Einfluss von verschiedenen Lebensdauern des Dark Stars auf den EHL

4.2.3 Der Einfluss der Sternentstehungsrate auf den EHL

Die Parameter mit der entscheidenden Wichtigkeit für das letztendliche Ergebnis des Extragalaktischen Hintergrundlichts, sind die Entstehungszeitpunkte, die Entstehungsdauer und Sternentstehungsrate von Dark Stars im Universum. Motiviert durch die Ergebnisse von Iocco *et al.* (2008); Spolyar *et al.* (2008) wird in dieser Simulation davon ausgegangen, dass sich ein Großteil, wenn nicht sogar alle Sterne der Population III durch eine Dark Star Phase entwickelt haben. Es ist aber nicht bekannt, ob sich auch bei anderen Sternen als den ersten vielleicht

auch ein Dark Star ähnliches Szenario entwickeln haben kann. Eine der wichtigsten Voraussetzungen sind hohe Dichten dunkler Materie, die durch den Kollaps des Protosterns weiter erhöht werden. Dafür sind POP III Sternentstehungsgebiete am geeignetsten, da man davon ausgeht, dass sich diese im Zentrum ungestörter dunkler Materie-Halos befinden. Allerdings ist es nicht auszuschließen, dass gleiche oder ähnliche günstige Voraussetzungen für die Entstehung von Dark Stars auch an anderen Orten oder zu anderen Zeitabschnitten als den bisher untersuchten herrschen können. Wie allerdings schon vorher angemerkt, orientiert sich die SFR von Dark Stars in dieser Simulation an den Wertebereichen, die man auch von der SFR der POP III Sterne erwartet (Maio *et al.* 2010; Trenti & Stiavelli 2009). Um die Abhängigkeit des EHL von dem Absolutwert der SFR deutlich zu kennzeichnen, sind die Einheiten des EHL in den Abbildungen 4.1, 4.2, 4.4 und 4.5. in Bezug auf einen Normierungsfaktor SFR_{Norm} angegeben. Siehe dazu auch Abb. 4.3

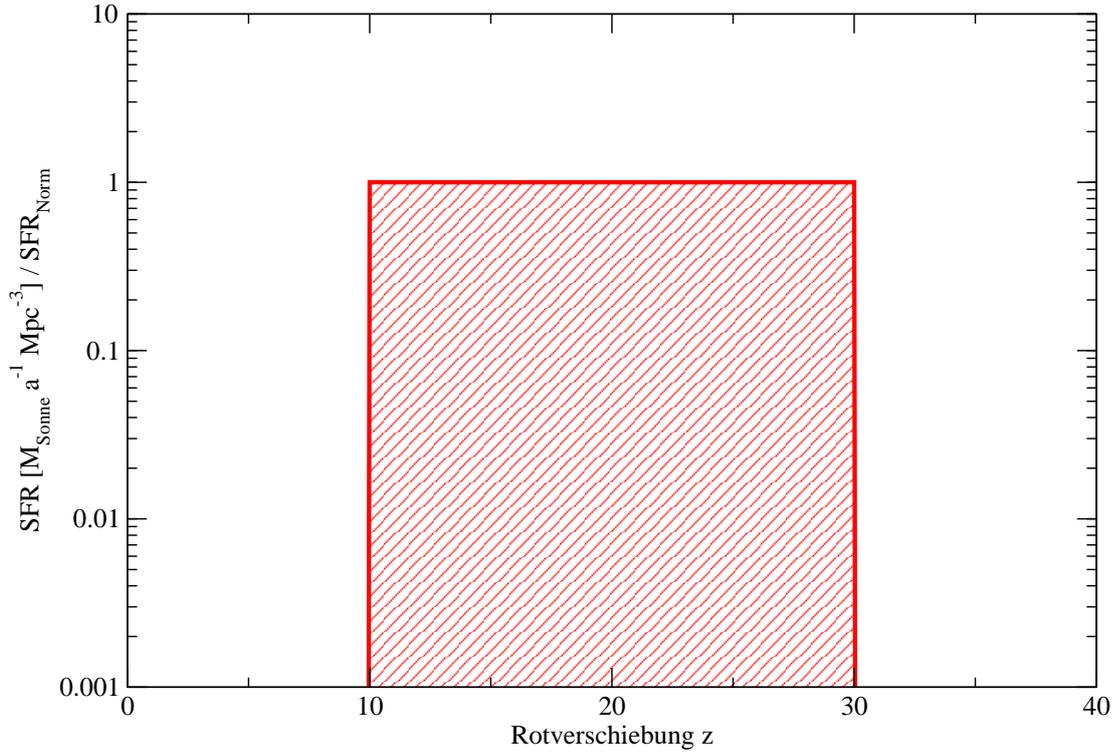


Abbildung 4.3: Beispielhafte SFR für $z_{min} = 10$ und $z_{max} = 30$; der schraffierte Bereich stellt die Anzahldichte der Dark Stars pro Mpc^3 geteilt durch SFR_{Norm} dar ($\int_{z_{min}}^{z_{max}} \dot{\rho}_*(z) dz$).

Allgemein lässt sich die SFR, wie sie in dieser Simulation verwendet worden ist,

schreiben wie in Gleichung 4.14.

$$\dot{\rho}_*(z) = \text{SFR}_{\text{Norm}} [\Theta(z - z_{\min}) - \Theta(z - z_{\max})] M_{\odot} \text{ a}^{-1} \text{ Mpc}^{-3} \quad (4.14)$$

Es ist leicht nachzuvollziehen, dass der Infrarothintergrund unter den gewählten Annahmen somit direkt proportional zu SFR_{Norm} ist.

Weiterhin wurde die Auswirkung des Rotverschiebungsintervalls ($z_{\min} \leq z \leq z_{\max}$) und somit der Zeitspanne der Entstehung von Dark Stars auf das Extragalaktische Hintergrundlicht untersucht. Dafür ist es nützlich, sich den Zusammenhang zwischen der kosmischen Zeit t und der dazu gehörigen Rotverschiebung z zu verdeutlichen (siehe Gleichung 4.15 ²):

$$t = t_0 - \int_0^z \frac{dz'}{H_0(1+z')E(z')} \quad t_0 = \text{Alter des Universums} \quad (4.15)$$

Der interessantere Faktor ist sicherlich z_{\min} , denn schon durch kurze Überlegung lässt sich erkennen, dass diejenigen Dark Stars, die bis zur geringsten Rotverschiebung Licht emittieren, den größten Anteil zum EHL haben werden. Resultate für 3 verschiedene Wert von z_{\min} (5, 10, 15) sind in Abb. 4.4 dargestellt.

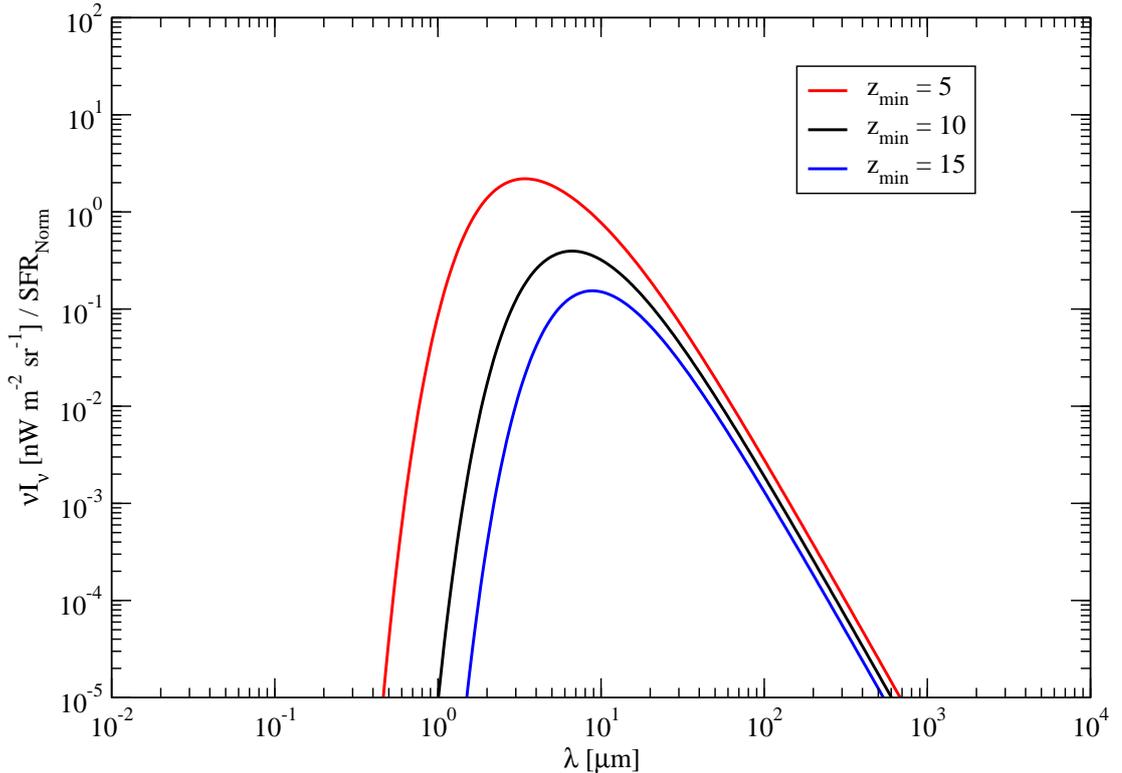


Abbildung 4.4: EHL für verschiedene Werte von z_{\min}

² $E(z)$ wie in Gl. 4.9

Als Bezugswert wird der Fall mit $z_{min} = 10$ wie in Tabelle 4.2 aufgeführt ist, weiterhin verwendet.

Um den Effekt einzelner Phasen der Dark Star Entstehung zu verdeutlichen, wurde in Abbildung 4.5 dargestellt, welche Rotverschiebungsbereiche, in denen Sternentstehung stattfindet, wie viel Beitrag zum Extragalaktischen Hintergrund liefern. Dazu wurde die Spanne von $z = 5$ bis $z = 30$ in 5 gleich große Intervalle zerlegt und der zugehörige Infrarothintergrund bestimmt.

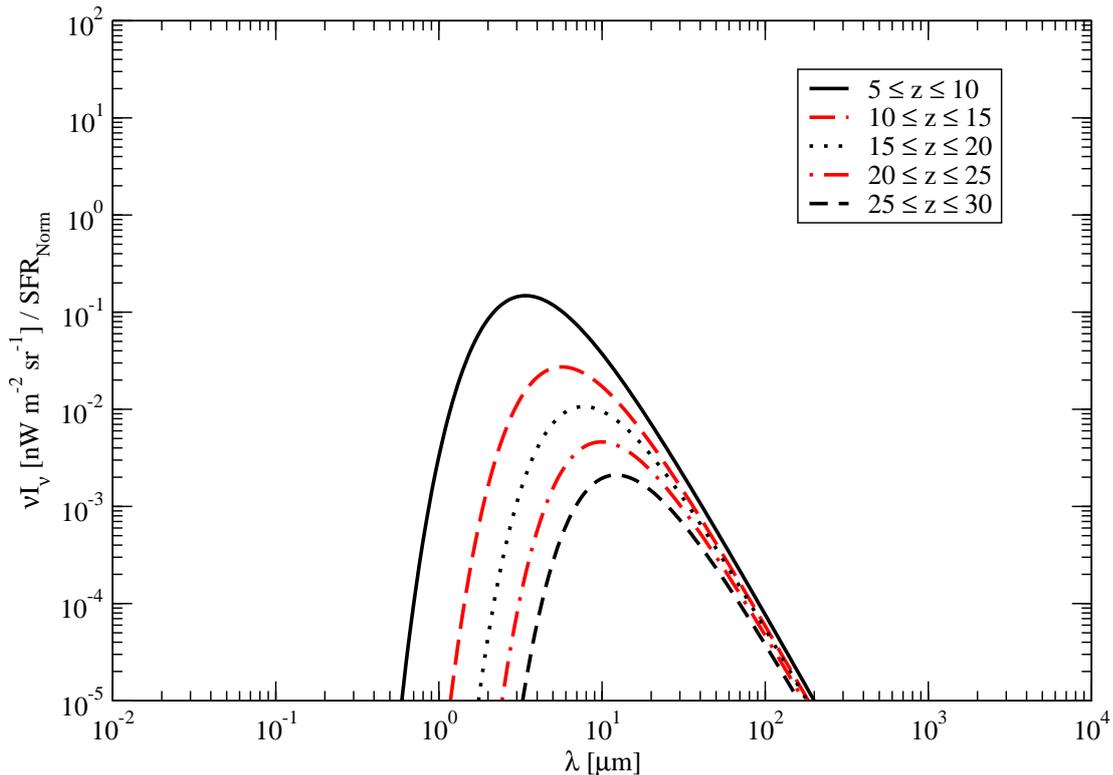


Abbildung 4.5: Auswirkung verschiedener Phasen der Dark Star Entstehung auf den EHL

4.2.4 Variationen weiterer Parameter

Neben den in den vorherigen Abschnitten angesprochenen Faktoren und deren Auswirkung auf den EHL, gibt es auch Parameter, die einen kleineren Einfluss auf das resultierende Hintergrundlicht haben. Am besten verdeutlicht man dies durch folgende Abschätzungen, da aufgrund der zu erwarteten Änderungen am Gesamtergebnis eine Darstellung in einer Abbildung nur von geringer Aussagekraft wäre.

Veränderung der kosmologischen Parameter

Die Resultate des Beitrags von Dark Stars zum Extragalaktischen Hintergrundlicht unter dem Aspekt der verschiedenen kosmologischen Modelle soll in dieser Arbeit hier nicht diskutiert werden, deshalb beschränkt man den Fokus auf die Werte von H_0 , Ω_m und Ω_Λ und deren Unsicherheiten im Kontext des Λ CDM Modells der Kosmologie. Ω_k und Ω_r können im Rahmen der aktuellsten Daten (Komatsu *et al.* 2010) mit Null verträglich angenommen werden. Wie in Gleichung 4.8 und 4.9 zu sehen ist, gehen die kosmologischen Faktoren durch $\left| \frac{dt'}{dz'} \right|$ in die Berechnung des EHL ein. Wenn die Emissivität durch Gleichung 4.11 beschrieben werden kann, dann ist sie nicht abhängig von den zugrundeliegenden kosmologischen Größen. Also wird die Abhängigkeit von den kosmologischen Parameter allein durch Gl. 4.6 festgelegt. Dazu nun folgende Rechnung ³:

$$\begin{aligned}
 \nu I_\nu(z) &= \nu \frac{c}{4\pi} \int_z^{z_{max}} \varepsilon_{\nu'}(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' \\
 &= \nu \frac{c}{4\pi} \int_z^{z_{max}} \varepsilon_{\nu'}(z') \frac{dz'}{H_0(1+z')\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}} \\
 &= \nu \frac{c}{4\pi} \frac{1}{H_0\sqrt{\Omega_m}} \int_z^{z_{max}} \varepsilon_{\nu'}(z') \frac{dz'}{(1+z')\sqrt{(1+z')^3 + \frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_m}}} \\
 &\approx \frac{1}{H_0\sqrt{\Omega_m}} \nu \frac{c}{4\pi} \int_z^{z_{max}} \varepsilon_{\nu'}(z') \frac{dz'}{(1+z')\sqrt{(1+z')^3}} \\
 \nu I_\nu(z) &\propto \frac{1}{H_0\sqrt{\Omega_m}}
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Nimmt man nun Extremfälle im Rahmen des Λ CDM Modells für die Hubblekonstante H_0 und Energiedichte Ω_m an, zum Beispiel $50 \leq H_0 \leq 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ und $0,1 \leq \Omega_m \leq 0,5$, dann sieht man leicht, dass selbst mit solchen weit gefassten Annahmen⁴, der Effekt auf das Hintergrundlicht zu $\frac{1}{\Delta H_0 \sqrt{\Delta \Omega_m}} = \frac{1}{2\sqrt{5}} \approx 0,2$ ergibt. Verwendet man hingegen die aktuell gemessenen Fehler auf H_0 und Ω_m ergibt sich keine nennenswerte Auswirkung auf das Resultat.

Auswirkung der Integrationsgrenze z_{max} auf den EHL

In Abbildung 4.5 wird die Auswirkung verschiedener Entstehungsintervalle von Dark Stars auf den Extragalaktischen Hintergrund dargestellt. Hier dagegen soll

³die Vereinfachung in Gl. 4.16 ist nur zulässig, da $(1+z_{min})^3 \gg \frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_m}$ (siehe auch Gl. 4.11)

⁴diese Wertespanssen sind quasi ausgeschlossen (Komatsu *et al.* 2010)

nun die Bedeutung des Parameters z_{max} untersucht werden, wobei z_{min} nicht geändert wird. Den Effekt einer Variation von z_{min} sieht man in Abbildung 4.4 dargestellt. Etwas willkürlich (siehe Tab. 4.2) wird für die obere Integrationsgrenze z_{max} in den Gleichungen 4.5 und 4.6 ein Zahlenwert von 30 angenommen. Nun soll begründet werden, warum diese Annahme sinnvoll ist:

- physikalisch betrachtet, ist es sehr wahrscheinlich, dass die ersten Sterne bei dieser Rotverschiebung entstanden sind (Bromm & Larson 2004)
- mathematisch soll im Folgenden kurz abgeschätzt werden, dass bei einem hinreichend großen Wert von z_{max} eine weitere Vergrößerung der oberen Integrationsgrenze einen minimalen Beitrag zum Resultat liefern wird

Dafür wird $Z > z_{max}$ gewählt und Gleichung 4.6 mit Z als oberer Grenze ausgewertet:

$$\begin{aligned}
 I_\nu(z) &= \nu \frac{c}{4\pi} \int_z^Z \varepsilon_{\nu'}(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' \\
 &= \nu \frac{c}{4\pi} \left[\int_z^{z_{max}} \varepsilon_{\nu'}(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' + \int_{z_{max}}^Z \varepsilon_{\nu'}(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' \right] \quad (4.17)
 \end{aligned}$$

Danach schätzt man den Zweiten Summanden aus Gl. 4.17 ab und zwar mit Hilfe:

$$\begin{aligned}
 &\int_{z_{max}}^Z \varepsilon_{\nu'}(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' \stackrel{\text{Gl.4.11}}{=} \int_{z_{max}}^Z L_{\nu'}(z') \cdot \Delta T_{DS} \cdot \dot{\rho}_*(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' \\
 \stackrel{\text{Gl.4.13}}{=} &\underbrace{K}_{\text{konstant}} \cdot (1 + z_{max})^{-3} \cdot \int_{z_{max}}^Z (1 + z')^3 \frac{1}{e^{a \cdot (1+z')} - 1} \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz', \quad a = \text{konst.} \\
 = &K \cdot H_0 \cdot (1 + z_{max})^{-3} \int_{z_{max}}^Z \frac{(1 + z')^3 dz'}{(e^{a \cdot (1+z')} - 1)(1 + z') \sqrt{\Omega_m (1 + z')^3 + \Omega_\Lambda}} \\
 \leq &K \cdot H_0 \frac{1}{\sqrt{\Omega_m}} \cdot (1 + z_{max})^{-3} \int_{z_{max}}^Z \frac{dz'}{e^{a \cdot (1+z')} - 1} \\
 \leq &\underbrace{K \cdot H_0 \frac{1}{\sqrt{\Omega_m}}}_{=C} \cdot (1 + z_{max})^{-3} \left[\frac{\ln(e^{a(1+z)} - 1)}{a} - (1 + z) \right]_{z_{max}}^Z \quad (4.18)
 \end{aligned}$$

Wenn man für das Ergebnis aus Rechnung 4.18 z gegen ∞ streben lässt, erhält man: z_{max}

$$\begin{aligned} \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{C}{(1+z_{max})^3} \left[\frac{\ln(e^{a(1+z)} - 1)}{a} - (1+z) \right]_{z_{max}}^Z \\ = \frac{C}{(1+z_{max})^3} \underbrace{\left((1+z_{max}) - \frac{\ln(e^{a(1+z_{max})} - 1)}{a} \right)}_{f(z_{max})} \end{aligned} \quad (4.19)$$

Den Beitrag, den man aus der Funktion $f(z_{max})$ erhält, geht gegen Null für große Werte von z_{max} , falls a nicht in pathologischen Wertebereichen liegt. Für die Anwendung in dieser Arbeit hier ist das aber auszuschließen. $f(z_{max})$ ist immer streng monoton fallend für $a > 0$ und $z_{max} > 0$, was natürlich per Definition gegeben ist. Weiterhin strebt der erste Faktor des Ergebnisses aus 4.19, $\frac{C}{(1+z_{max}^3)}$, auch gegen Null und somit natürlich auch das Produkt der beiden Faktoren aus Term 4.19. Somit ist gezeigt, dass der Einfluss von z_{max} bei genügend großen Werten zu vernachlässigen ist.

4.3 Abgleich der Ergebnisse der Simulation mit Daten des EHL

In den vorherigen Abschnitten wurden verschiedene Parameter der Simulation besprochen, sowie deren Effekt auf den Beitrag von Dark Stars zum Extragalaktischen Hintergrundlicht. In diesem Abschnitt werden nun alle vorhergegangenen Überlegungen in Verhältnis zueinander gesetzt und mögliche Szenarien der Dark Star Entstehung, deren Eigenschaften und die Möglichkeit einer Detektion im isotropen extragalaktischen Hintergrund diskutiert. In den vorherigen Abschnitten wurde jeweils ein Parameter der Simulation (zB. das DS-Modell, usw.) variiert und die Auswirkung auf die EHL-Dichte besprochen, wobei für die jeweiligen anderen Eingabewerte die Referenzwerte aus Tabelle 4.2 verwendet wurden. Dabei wurde jeweils ein Minimalwert und ein Maximalwert des variierten Parameters betrachtet.

In Tabelle 4.5 werden nun 3 verschiedene Sätze von Parametern aufgeführt (genannt Szenarien), die jeweils diejenigen Parameter zusammenfassen, die den maximalen (Szenario 1), den minimalen (Szenario 3) und so gesehen einen mittleren (Szenario 2, vgl. Tabelle 4.2) resultierenden Beitrag zur EHL-Dichte liefern. Der Vergleich dieser Szenarien mit den Daten aus Abbildung 3.3, erlaubt nun die Höhe des Beitrags von Dark Stars zur gesamten EHL-Dichte zu besprechen, sowie Aussichten zu einer möglichen Messung dieser Signatur zu liefern.

In Abbildung 4.6 ist zu sehen, dass für alle 3 Szenarien das jeweilige Maximum ihres Beitrags zur Hintergrunddichte um $\sim 5 - 10 \mu\text{m}$ herum liegt. Damit fällt es

	Szenario 1	Szenario 2	Szenario 3
DS-Modell	Modell 1	Modell 2	Modell 3
Lebensdauer [Jahren]	10^7	10^6	10^5
z_{min}	5	10	15
SFR _{Norm}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}
EHL _{max} [nW m⁻² sr⁻¹]	$\approx 2 \cdot 10^{-2}$	$\approx 4 \cdot 10^{-5}$	$\approx 4 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 4.5: Verschiedene Parameterkonfigurationen von Dark Stars

in das Minimum zwischen⁵ den beiden Hauptbeiträgen zur EHL-Dichte, nämlich der Emission von Galaxien (bei $\sim 1 \mu\text{m}$) und der thermischen Reemission des Staubs (bei $\sim 100 \mu\text{m}$) (siehe Abschnitt 3.2). Die EHL-Dichte beträgt in diesem eben angesprochenen Wellenlängenbereich ($5 - 10 \mu\text{m}$) ca. $1 - 10 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Vergleicht man die maximalen Beiträge der einzelnen Szenarien aus Tabelle 4.5 damit, kann man folgende Schlüsse ziehen:

- Das Maximum der EHL-Dichte, das von Dark Stars verursacht wird, liegt in einem Wellenlängenintervall, in dem ein Minimum der dominierenden Beiträge (das sind Galaxien und Staub) zum diffusen Hintergrund zu erwarten ist.
- Im Maximalfall (Szenario 1) der in dieser Arbeit untersuchten Parameterkonfigurationen liegt der Beitrag von Dark Stars im Prozentbereich der gesamten EHL-Dichte. ($2 \cdot 10^{-2} \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$)
- Szenario 2 und Szenario 3 liegen weit unterhalb eines messbaren Beitrags zur Dichte des Extragalaktischen Hintergrundlichts. Allerdings ist anzumerken, dass der Anteil von Szenario 2 an der EHL-Dichte um den Faktor $\sim 10^5$ unterhalb der gemessenen Daten liegt und damit leicht besser als der benötigte Verstärkungsfaktor von 10^6 , um Dark Stars mit dem zukünftigen JWST direkt zu detektieren (siehe Abschnitt 4.1).

⁵anzumerken ist hier, dass die Achsen in Abb. 4.6 logarithmisch skaliert sind

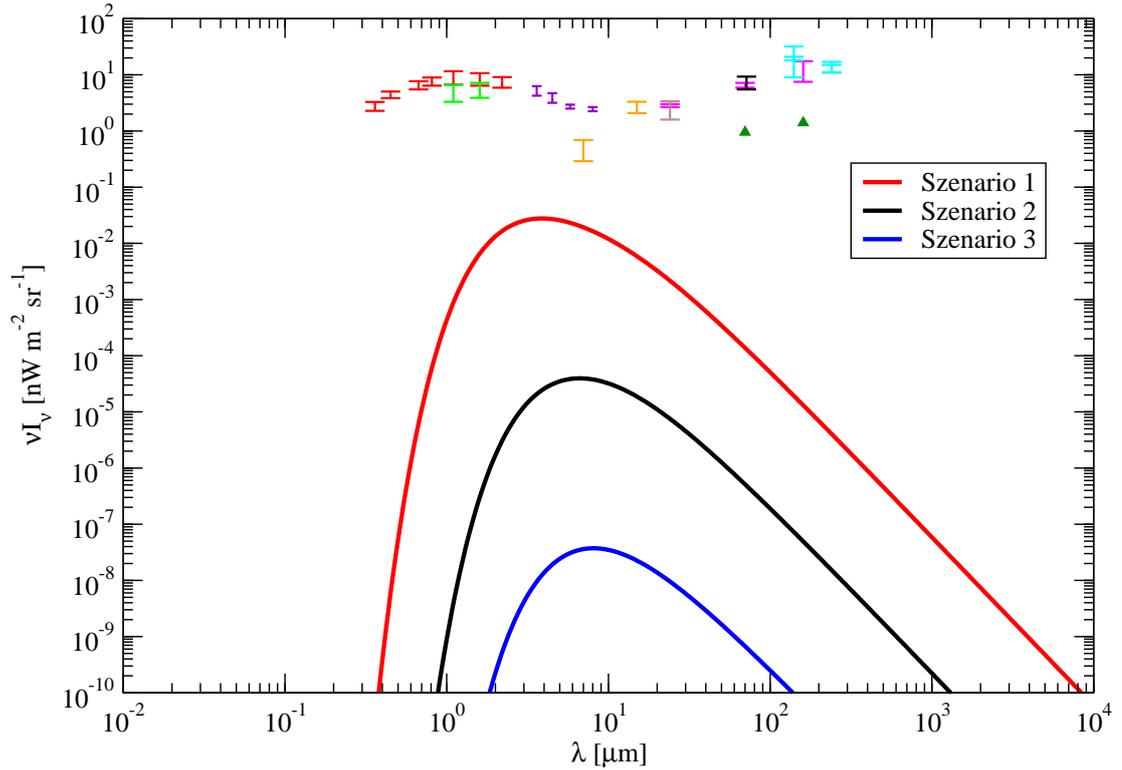


Abbildung 4.6: Dark Star Beitrag zum EHL für verschiedene Parameterkonfigurationen (siehe Tabelle 4.5); Daten aus Béthermin *et al.* 2010: magenta, Dole *et al.* 2004: dunkelgrün (untere Grenzen), Fazio *et al.* 2004: violett, Frayer *et al.* 2006: schwarz, Hauser *et al.* 1998: zyan, Madau & Pozzetti 2000: rot, Metcalfe *et al.* 2003: orange, Papovich *et al.* 2004: braun, Thompson *et al.* 2007: hellgrün. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Messwerte hier nicht explizit gekennzeichnet, sondern nur Fehlerbalken dargestellt (siehe Abb. 3.3 zur genauen Datenlage).

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Der Großteil der Masse im Universum ist aller Voraussicht nach von nicht-baryonischer Art und elektrisch neutral. Diese Teilchen können nicht direkt mit Photonen wechselwirken; man spricht daher von „dunkler“ Materie. Den im Moment einzigen Hinweis auf eine Wechselwirkung mit baryonischer Materie sind die vielzähligen gravitativen Phänomene, die auch in dieser Arbeit hier beschrieben sind (siehe Abschnitt 2.2.1). Eine der größten offenen Fragen der aktuellen Forschung ist die nach der genauen Natur der dunklen Materie. Deswegen gibt es in der heutigen Astrophysik eine Vielzahl von unterschiedlichen Ansätzen dunkle Materie mit anderen Methoden und aufgrund anderer Wechselwirkungen als der Gravitation nachzuweisen.

Einige vielversprechende theoretische Modelle sagen ein stabiles Majoranateilchen als Kandidaten für dunkle Materie voraus. Diese dunkle Materieteilchen können bei der Bildung der ersten Sterne eine entscheidene Rolle spielen und durch Selbstannihilation zur alleinigen Energiequelle dieses stellaren Objektes, der dann Dark Star genannt wird, werden. Diese Dark Stars unterscheiden sich in vielen Merkmalen von „normalen“ Sternen, die ihren Energiebedarf durch Kernfusion decken. Allerdings besteht heute keine Möglichkeit, diese weit entfernten Objekte durch direkte Beobachtung zu entdecken und damit einen indirekten Hinweis auf die Art der dunklen Materie zu bekommen. Als Alternative bietet sich hier die diffuse extragalaktische Hintergrundstrahlung an. Das EHL enthält grundlegende Informationen über die Entwicklungsgeschichte des Universums, die Bildung von Sternen und Galaxien, sogar das Licht der ersten Sterne kann eine detektierbare Signatur in der EHL-Dichte hinterlassen haben.

In dieser Arbeit wurde ein Modell für die numerische Berechnung des Beitrags von Dark Stars zur diffusen Hintergrundstrahlung entwickelt. Der Einfluss verschiedener Eingangsparameter des Modells wurde einzeln untersucht und diskutiert. Daraufhin wurden Extremmodelle ermittelt (sog. Szenarien siehe Abschnitt 4.3) und deren resultierender Beitrag zur EHL-Dichte ermittelt. Die Resultate sind:

- Die Signatur von Dark Stars in der EHL-Dichte unterscheidet sich in der Lage ihres Maximums (zwischen $\sim 5 \mu\text{m}$ und $\sim 10 \mu\text{m}$), von den Maxima, die durch Staub und Sterne verursacht werden.
- Im Maximalfall der hier untersuchten Parameter kann der Beitrag von Dark Stars einige Prozent der EHL-Dichte ausmachen.

- In weniger optimistischen Szenarien ist der diffuse Detektionskanal von Dark Stars gegenüber einer direkten Detektion mit dem JWST leicht im Vorteil. Allerdings ist eine Detektion in beiden Fällen sehr unwahrscheinlich aufgrund von 5 bzw. 6 Größenordnungen Unterschied in der Messempfindlichkeit.

Zusammenfassend kann man sagen:

In dieser Arbeit wurde ein Modell entwickelt mit dem eine Untersuchung des Extragalaktischen Hintergrundlichts auf Signaturen von selbstannihilierender dunkler Materie in Form von Dark Stars möglich ist. Es hat sich gezeigt, dass unter günstigen Bedingungen ein möglicher Beitrag von Dark Stars zur EHL-Dichte messbar sein kann. Weiterhin liefert diese Methode erstmals eine Möglichkeit das EHL als „Instrument“ zur indirekten Suche nach dunkler Materie zu nutzen und eröffnet somit einen neuen Wellenlängenbereich der elektromagnetischen Strahlung für die indirekte Suche nach dunkler Materie. Erwähnenswert ist weiterhin, dass die Suche nach Signaturen von Dark Stars im EHL eine bislang einzigartige Möglichkeit ist, Anhaltspunkte für selbstannihilierende DM im frühen Universum zu liefern.

5.2 Ausblick

Die in dieser Arbeit entwickelte Methode zur Berechnung der EHL-Dichte liefert erste Ergebnisse und beschreibt den Effekt einzelner Parameter auf das Resultat. Die nun folgenden Vorschläge zur Verbesserungen des Modells können in drei Bereiche aufgeteilt werden:

- **Technische Verbesserungen:** Durch ein verbessertes Binning in den Integrationsschritten über die Rotverschiebung z und die Änderung von logarithmischen Intervallen auf lineare, können numerische Probleme umgangen werden, die durch die relativ kurzen Lebensdauern der Dark Stars entstehen. Die Implementierung einer Subroutine, die ein Spektrum aus einer Textdatei einlesen kann, ist geplant. Auch die Art, wie Eingabeparameter übergeben werden und die Simulationen abgespeichert werden, soll dahingehend geändert werden, so dass mit einem Programm aufruf mehrere Parameterkonfigurationen berechnet werden können.
- **Verbesserung des physikalischen Modells:** Bisher gehen in die Simulation sehr viele vereinfachende Annahmen über das physikalische Modell der Dark Stars ein. So wird das Spektrum der DS durch einen Schwarzkörperstrahler gegeben, allerdings besteht durch die Verwendung des PHOENIX-Programmcodes¹ die Möglichkeit, ein realistisches Spektrum eines DS zu

¹durch die Zusammenarbeit mit der PHOENIX-Arbeitsgruppe an der Hamburger Sternwarte, eine Kooperation hat in der Endphase dieser Arbeit bereits begonnen

modellieren und als Eingangsparameter zu verwenden. Ebenso lassen sich für die Entwicklung der Luminosität, der kosmischen Sternentstehungsrate, usw. realistischere Modellbeschreibungen finden, die die Qualität der Aussagen der Simulation steigern werden.

- **Neue theoretische Ansätze:** Das Modell der Dark Stars ist in der bisherigen Literatur nur mit selbstannihilierender dunkler Materie berechnet worden. Prinzipiell stellt sich die Frage, ob ähnliche Vorhersagen für die Entstehung der ersten Sterne getroffen werden können, wenn man zerfallende dunkle Materie annimmt, zB. Gravitino² dunkle Materie. Equivalente Fragestellungen tauchen für viele andere Kandidaten für kalte, dunkle Materie auf.

Zum Schluss möchte ich hier noch daraufhinweisen, dass durch neue experimentelle Ergebnisse in der Astrophysik³, aber auch in der Teilchenphysik (LHC) die Suche nach dunkler Materie in den nächsten Jahren spannend bleiben wird und neue Erkenntnisse über die Natur dieser mysteriösen Materie liefern wird.

²der supersymmetrische Partner des Gravitons

³zB. JWST, Herschel, Plank

A C-Programme

Dies ist das Hauptprogramm, mit dem die Simulation betrieben wurde. Hauptfunktion ist die Berechnung der EHL-Dichte (Calc_Background). Weitere Hilfsprogramme kommen hiernach.

A.1 DarkStars.c

```
#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include "constants.h"
#include "myutil.h"
#include "integrationnew.h"
#include "cosmo.h"
#include "DarkStars.h"
#include "input.h"
#include "nrutil.h"
#include "interpol.h"

double Backgrounddebug (double *x, double *k); // debug
double Blackbodyfreqdebug(double lambda); // debug

double **FieldEmiTot;
double **FieldEmiTotvsz;
double **FieldEmiTotfreq;
double **FieldEmiTotfreqvsz;
double **FieldBackTot;
double **FieldBackTotvsz;
double **FieldBackTotfreq;
double **FieldBackTotfreqvsz;
double *Redshift;
double *Lambda;
double *Frequency;
double *Lookupz;
double *Lookuptime;
double *xx;
double *ww;

int main (void)
{
    /* debugging */
    /*double test = Blackbodyfreqdebug(100.);
    printf("\n%e\n",test);*/
    /* end debugging */
    FieldEmiTot = matrix(1,zBINmax,1,laBINmax);
    FieldEmiTotvsz = matrix(1,laBINmax,1,zBINmax);
    FieldEmiTotfreq = matrix(1,zBINmax,1,laBINmax);
    FieldEmiTotfreqvsz = matrix(1,laBINmax,1,zBINmax);
    FieldBackTot = matrix(1,zBINmax,1,laBINmax);
    FieldBackTotvsz = matrix(1,laBINmax,1,zBINmax);
    FieldBackTotfreq = matrix(1,zBINmax,1,laBINmax);
    FieldBackTotfreqvsz = matrix(1,laBINmax,1,zBINmax);
    Redshift = vector(1,zBINmax);
    Lambda = vector(1,laBINmax);
    Frequency = vector(1,laBINmax);
    Lookupz = vector(1,BIN);
    Lookuptime = vector(1,BIN);
    xx=vector(1,1000000);
    ww=vector(1,1000000);
    Inigauleg(xx,ww);
    IniLookup(Lookupz, Lookuptime, BIN);
    IniRedshift(Redshift, zBINmax);
    IniLambda(Lambda, Frequency, laBINmax);
    Calc_Emissivity("./OUTPUTDATA/Emi_DSvsWavelength.dat", "./OUTPUTDATA/Emi_DSvsRedshift.dat",
    "./OUTPUTDATA/Emi_DSfreqvsHz.dat", "./OUTPUTDATA/Emi_DSfreqvsRedshift.dat");
    Calc_Background("./OUTPUTDATA/Background_DSvsWavel.dat", "./OUTPUTDATA/Background_DSvsRedshift.dat",
    "./OUTPUTDATA/Background_DSfreqvsWl.dat", "./OUTPUTDATA/Background_DSfreqvsRedshift.dat");
```

```

/* free disc space */

free_matrix(FieldEmiTot,1,zBINmax,1,laBINmax);
free_matrix(FieldEmiTotvsz,1,laBINmax,1,zBINmax);
free_matrix(FieldEmiTotfreq,1,zBINmax,1,laBINmax);
free_matrix(FieldEmiTotfreqvsz,1,laBINmax,1,zBINmax);
free_matrix(FieldBackTot,1,zBINmax,1,laBINmax);
free_matrix(FieldBackTotvsz,1,laBINmax,1,zBINmax);
free_matrix(FieldBackTotfreq,1,zBINmax,1,laBINmax);
free_matrix(FieldBackTotfreqvsz,1,laBINmax,1,zBINmax);
free_vector(Redshift,1,zBINmax);
free_vector(Lambda,1,laBINmax);
free_vector(Frequency,1,laBINmax);
free_vector(Lookupz,1,BIN);
free_vector(Lookuptime,1,BIN);
free_vector(xx,1,1000000);
free_vector(wv,1,1000000);

printf("This is the end...\n");

return 0;
}

void Calc_Background(char *filename1,char *filename2,char *filename3,char *filename4)
{

int i,j;

double lambda,z;
double erg1,erg2;
double logRedshift;
double loglambda;
double background;//,backgroundfreq;
double k[3];

for(i=1;i<=zBINmax;i++)
{

for(j=1;j<=laBINmax;j++)
{

loglambda = Lambda[j];
logRedshift = Redshift[i];

z = pow(10,logRedshift);
lambda = pow(10,loglambda);

if(z > zMAX || lambda < LambdaMIN || lambda > LambdaMAX)
{
erg1 = 0.;
erg2 = 0.;
}
else
{
k[0] = loglambda;
k[1] = interpol(Lookupz,Lookuptime,BIN,z);
k[2] = z;
/*
background = integration(Background, logRedshift, log10(zMAX), k);
erg1 = CLIGHT/(lambda*1e-10) * CLIGHT/(4.*PI) * background / (MpcTom*MpcTom*MpcTom) * 1e2;
*/

background = integration(Background, logRedshift, log10(zMAX), k);

erg1 = CLIGHT/(lambda*1e-10) * CLIGHT/(4.*PI) * background / (MpcTom*MpcTom*MpcTom) * 1e2;
// erg1 = background;

printf(".");
fflush(stdout);
}

if(erg1>0.)
{
FieldBackTot[i][j] = log10(erg1);
FieldBackTotvsz[j][i] = log10(erg1);
}
else
{
FieldBackTot[i][j] = -41.;
FieldBackTotvsz[j][i] = -41.;
}

/* Begin debugging */
/* if(i==91)
{
double backtest;
double testz[1];

```

```

testz[0] = logRedshift;
backtest = Backgrounddebug(testz, k);
printf("step: %i lamda: %lf emi: %e\n", j, lambda*1e-4, backtest);
}
*/
/* End debugging */
}

}

for(j=1; j<=laBINmax; j++)
{
    Lambda[j]=Lambda[j]-4;
}

WriteFile2D(filename1, "Background [nW m^-2 sr^-1]", "Redshift", "lambda [microns]",
    zBINmax, laBINmax, Redshift, Lambda, FieldBackTot);
WriteFile2D(filename2, "Background [nW m^-2 sr^-1]", "lambda [microns]", "Redshift",
    laBINmax, zBINmax, Lambda, Redshift, FieldBackTotvsz);

for(j=1; j<=laBINmax; j++)
{
    Lambda[j]=Lambda[j]+4;
}

// WriteFile2D(filename3, "Background [nW m^-2 sr^-1]", "Redshift", "lambda [angstoem]",
zBINmax, laBINmax, Redshift, Lambda, FieldBackTotfreq);
// WriteFile2D(filename4, "Background [nW m^-2 sr^-1]", "lambda [angstroem]", "Redshift",
laBINmax, zBINmax, Lambda, Redshift, FieldBackTotfreqvsz);

}

void Calc_Emissivity(char *filename1, char *filename2, char *filename3, char * filename4)
{
    int i, j;

    double lambda, nu, z;
    double logRedshift;
    double loglambda;
    double emissivity, emi_cont;
    double k[3], ta[1];
    FILE *testfile, *steps;

    for(i=1; i<=zBINmax; i++)
    {
        for(j=1; j<=laBINmax; j++)
        {

            logRedshift = Redshift[i];
            loglambda = Lambda[j];

            z = pow(10, logRedshift);
            lambda = pow(10, loglambda);
            nu = CLIGHT/lambda;

            if(z > zMAX || lambda < LambdaMIN || lambda > LambdaMAX)
                emissivity = 0.;
            else
            {
                k[0] = loglambda;
                k[1] = interpol(Lookupz, Lookuptime, BIN, z)*sToyr;
                k[2] = Redshift[i];
                ta[0] = Redshift[i];
                // emi_cont = integration(Emissivityfreq, logRedshift, log10(zMAX), k);
                // changed back to integration, check shape of Emi
                emi_cont = DS_Life * SFR(&Redshift[i], k) * LumiGalFreq(&Redshift[i], k);
                // simplified but true for default asumptions

                /* begin debugging */
                /* if (j==17 && i==91)
                {
                    printf("\nemi: %e\n", emi_cont);
                    printf("DS_Life: %lf\n", DS_Life);
                    printf("SFR: %lf\n", SFR(&Redshift[i], k));
                    printf("Lumi: %e\n", LumiGalFreq(&Redshift[i], k));
                    printf("Lumi (by formula): %e\n", 2.*HA*pow((CLIGHT/(pow(10, k[0])*1e-10)), 3.)
                        /CLIGHT/CLIGHT/(exp((double)(HA*(CLIGHT/(pow(10, k[0])*1e-10))/KBOLTZ/temp))-1.)
                        *4*PI*r_star*r_star*1e7/m_star); // [erg s^-1 Hz^-1]);
                    printf("HA: %e\n", HA);
                    printf("PI: %lf\n", PI);
                    printf("Radius: %lf\n", r_star);
                    printf("Temperature: %lf\n", temp);
                    printf("Redshift: %lf\n", pow(10, Redshift[i]));
                    printf("lambda: %lf\n", pow(10, k[0])*1e-4);
                }
                */
            }
        }
    }
}

```

```

*/
/* end debugging */
emissivity = emi_cont;

printf("*");
fflush(stdout);
}

    if(emissivity>0)
    {
FieldEmiTot[i][j] = log10(emissivity);
FieldEmiTotvsz[j][i] = log10(emissivity);
    }
    else
    {
FieldEmiTot[i][j] = -41;
FieldEmiTotvsz[j][i] = -41;
    }
}
}

testfile = fopen("./OUTPUTDATA/SFR.dat","w");

for(i=1;i<=BIN;i++)
{
double z = i*0.05;
double log10z = log10(z);

//printf("step: %i redshift: %lf\n", i, z);
fprintf(testfile,"%lf %lf\n",z,SFR(&log10z,NULL)); // crude force output!!!
}

fclose(testfile);

steps = fopen("./OUTPUTDATA/steps.dat","w");

for(i=1;i<=zBINmax;i++)
{
double z = pow(10,Redshift[i]);
fprintf(steps,"step: %i redshift: %lf\n",i,z);
}

for(j=1;j<=laBINmax;j++)
{
Lambda[j]=Lambda[j]-4;
fprintf(steps,"step: %i wavelength: %lf microns\n", j, pow(10,Lambda[j]));
}

fclose(steps);

WriteFile2D(filename1,"Emissivity [erg s^-1 Hz^-1 Mpc^-3]","Redshift","lambda [microns]",
zBINmax,laBINmax,Redshift,Lambda,FieldEmiTot);

WriteFile2D(filename2, "Emissivity [erg s^-1 Hz^-1 Mpc^-3]","lambda [microns]","Redshift",
laBINmax,zBINmax,Lambda,Redshift,FieldEmiTotvsz);

for(j=1;j<=laBINmax;j++)
{
Lambda[j]=Lambda[j]+4;
}
}

double Background (double *x, double *k)
{
double erg,emi;
double logz = x[0];
double z_back = pow(10,logz);
double lambda = pow(10,k[0]);

// double einsz = (1.+k[2])/(1.+z_back);
double lambdaS = lambda * (1.+k[2])/(1.+z_back);
double kb[3];
kb[0] = log10(lambdaS);
kb[1] = interpol(Lookupz,Lookuptime,BIN,z_back) * sToyr;
kb[2] = pow(10,logz);

// emi = integration(Emissivityfreq,logz,log10(zMAX),kb); // use integration check in Emi
// emi = 1.; // troubleshoot !!!

emi = DS_Life * SFR(x, kb) * LumiGalfreq(x, kb); // simplified but true for my default assumptions

// erg = emi * dtdz(x,NULL) * einsz * einsz;
erg = emi * dtdz(x,NULL) /* einsz * einsz*/; // debug

```

```

    return erg * log(10) * z_back;
}

double Backgroundfreq (double *x, double *k)
{
    double erg,emi;
    double logz = x[0];
    double z_back = pow(10,logz);
    double lambda = pow(10,k[0]);

    double einsz = (1.+z_back)/(1.+k[2]);
    double lambdaS = lambda/einsz;
    double kbf[3];
    kbf[0] = log10(lambdaS);
    kbf[1] = interpol(Lookupz,Lookuptime,BIN,z_back) * sToyr;
    kbf[2] = pow(10,logz);

    emi = integration(Emissivityfreq,logz,log10(zMAX),kbf);

    erg = emi * dtdz(x,NULL) * einsz;

    return erg * log(10) * z_back;
}

double Emissivityfreq (double *x, double *k)
{
    double erg, age;
    double logz = x[0];
    double z_emi = pow(10,logz);
    double l[2];

    age = k[1] - interpol(Lookupz,Lookuptime,BIN,z_emi)*sToyr;

    if(age>DS_Life)
        erg=0.;
    else
    {
        l[0] = k[0];
        l[1] = age;

        erg = LumiGalfreq(x,l) * SFR(x,NULL) * dtdz(x,NULL) * sToyr;
    }

    return erg * log(10) * z_emi;
}

double Emissivity (double *x, double *k)
{
    double erg, age;
    double lambda = pow(10,k[0])*angstroem; // [m]
    double nu = CLIGHT/lambda; // [Hz]
    double logz = x[0];
    double z_emi = pow(10,logz);
    double l[2];

    age = k[1] - interpol(Lookupz,Lookuptime,BIN,z_emi)*sToyr;

    if(age>DS_Life)
        erg=0.;
    else
    {
        l[0] = k[0];
        l[1] = age;

        erg = LumiGal(x,l) * SFR(x,NULL) * dtdz(x,NULL) * sToyr; // [erg s-1 angstroem-1 Mpc-3]
        erg = erg * lambda / nu / angstroem; // [erg s-1 Hz-1 Mpc-3]
    }

    return erg * log(10) * z_emi;
}

double LumiGalfreq(double *x, double *k)
{
    double loglambda = k[0];
    //double age = k[1];
    double erg;
    double lambdacal = pow(10,loglambda);
    double L_Gal;
    /*
    if(age>DS_Life)
    {
        erg = 0.;
    }
    else
    */
    // {

```

```

    if(loglambda<Lambda[1])
        return 0.;
    else
    {
        // L_Gal = Blackbody(lambdacal); // original
        L_Gal = Blackbodyfreq(lambdacal); // [ ... Hz^-1]
        // erg = L_Gal * L_SUN / m_star /angstrom / CLIGHT*(lambdacal*angstrom)*(lambdacal*angstrom);
        // [erg s^-1 Hz^-1 M_SUN^-1] original

        /* here in frequency intervalls */
        erg = L_Gal / m_star; // [erg s^-1 Hz^-1 M_SUN^-1]
    }
// }

    return erg;
}

double LumiGal(double *x, double *k)
{
    double loglambda = k[0];
    double age = k[1];
    double erg;
    double lambdacal = pow(10, loglambda);
    double L_Gal;

    if(age > DS_Life)
    {
        erg = 0.;
    }
    else
    {
        if(loglambda<Lambda[1])
            return 0.;
        else
        {
            L_Gal = Blackbody(lambdacal);

            erg = L_Gal / m_star; // [erg s^-1 A^-1 M_SUN^-1]
        }
    }

    return erg;
}

double SFR (double *x, double *k)
{
    double erg,aSFR,bSFR;
    double z = pow(10,x[0]);

    aSFR = pow(1+SFRmax,-SFRalpha)*SFRnorm;
    bSFR = pow(1+SFRmax,SFRalpha-SFRbeta);

    if(z>zMAX || z<zMIN)
        erg = 0.;
    else
    {
        erg = z<SFRmax ? pow(z+1,SFRalpha)*aSFR : pow(z+1,SFRbeta)*bSFR*aSFR; // [M_sun Mpc^-3 yr^-1]
        // erg = 1.; // caution: constant SFR!!!
    }

    return erg;
}

double Blackbody(double lambda)
{
    double erg;

    lambda = lambda*angstrom; // [m]
    erg = 2.*PI*HA*CLIGHT*CLIGHT/(lambda*lambda*lambda*lambda)/(exp(HA*CLIGHT/
(lambda*KBOLTZ*temp))-1); // [J s^-1 sr^-1 m^-2 m^-1]
    erg = erg*4*PI*r_star*r_star*1e7/L_SUN*angstrom; // [L_sun A^-1]

    return erg;
}

double Blackbodyfreq(double lambda)
{
    double erg,nu;

    lambda = lambda*angstrom;
    nu = CLIGHT/lambda;

    erg = 2.*HA*pow(nu,3.)/CLIGHT/CLIGHT/(exp((double)(HA*nu/KBOLTZ/temp))-1.); // [J s^-1 sr^-1 m^-2 Hz^-1]
    erg = erg*4*PI*r_star*r_star*1e7; // [erg s^-1 Hz^-1]

    return erg;
}

```

```

/* Debugging */

double Backgrounddebug (double *x, double *k)
{
    double erg,emi;

    double logz = x[0];
    double z_back = pow(10,logz);
    double lambda = pow(10,k[0]);

    // double einsz = (1.+k[2])/(1.+z_back);
    double lambdaS = lambda * (1.+k[2])/(1.+z_back);
    double kb[3];
    kb[0] = log10(lambdaS);
    kb[1] = interpol(Lookupz,Lookuptime,BIN,z_back) * sToyr;
    kb[2] = pow(10,logz);

    // emi = integration(Emissivity,logz,log10(zMAX),kb); // use this until problem fixed
    // emi = 1.; // troubleshoot !!!

    emi = DS_Life * SFR(x, kb) * LumiGalfreq(x, kb); // should do the same as in Calc_Emissivity, but won't work (yet)

    // erg = emi * dtdz(x,NULL) * einsz * einsz;
    erg = emi * dtdz(x,NULL); // debug

    return emi;
}

double Blackbodyfreqdebug(double lambda)
{
    double erg,nu;

    lambda = lambda*angstroem;
    nu = CLIGHT/lambda;
    double HAdurchK = HA/KBOLTZ;

    erg /*= 2.*PI*HA*pow(nu,3.)/CLIGHT/CLIGHT*/(exp((double)(nu*HAdurchK/temp))-1.); // [J s^-1 sr^-1 m^-2 Hz^-1]
    // erg = erg*4*PI*r_star*r_star*1e7/L_SUN; // [L_sun Hz^-1]

    return erg = exp(nu*HAdurchK/temp);
}

```

A.2 cosmo.c

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include "constants.h"
#include "myutil.h"
#include "integrationnew.h"
#include "cosmo.h"
#include "input.h"

double LookbackTime(double *x, double *k)
{
    double z = x[0];
    double IntUp = 3.;

    double erg = integration(logEquationofz, log10(z), IntUp, x) / (h0*100./MpcToKm);
    return erg; // [s]
}

double logEquationofz(double *x, double *k)
{
    double z = pow(10, x[0]);
    double zplus1 = z+1.;

    return 1./(zplus1*sqrt((OmegaM*zplus1+OmegaR)*zplus1*zplus1+OmegaL)) * log(10) * z;
}

double dtdz(double *x, double *k)
{
    double z = pow(10, x[0]);
    double zplus1 = z+1.;

    double E = Eofz(&z, NULL);
    return 1./(E*zplus1*h0*100/MpcToKm);
}

double Eofz(double *x, double *k)
{

```

```

double z = x[0];
double zplus1 = z+1.;
double Eq = zplus1*zplus1*zplus1*OmegaM+zplus1*zplus1*OmegaR+OmegaL;
return sqrt(Eq);
}

```

A.3 myutil.c

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include "constants.h"
#include "nrutil.h"
#include "input.h"
#include "cosmo.h"

// struct table {double z; double time;};

void ReadFile2D(char *filename, int fileBin, double *xfile, double *yfile)
{
    int i;
    char test='#';
    char helpc;
    FILE *ffile;
    // double help;

    printf("\n Reading %s ... \n", filename);

    ffile = fopen(filename,"r");

    while(test=='#')
    {
        fscanf(ffile,"%s*[\n]", &test);
        helpc=test;
        if(helpc=='#' || helpc=='-');
        else
            printf("\n*** ERROR *** Format ReadFile2D *** %c \n",helpc);
        printf("readfile: %c\n", test);
    }

    for (i=1;i<=fileBin;i++)
    {
        fscanf(ffile,"%lf", &xfile[i]);
        fscanf(ffile,"%lf\n", &yfile[i]);
        printf("ReadFile2D: %e %e \n", xfile[i], yfile[i]);
        printf("\n");
    }
    fclose(ffile);
}

void WriteFile2D(char *filename, char *fileTitel, char *fileXtitel, char *fileYtitel, int xBIN, int yBIN, double *xfile, double *yfile,
double **FileField)
{
    FILE *ffile;
    int i,j;
    // fprintf(stderr,"%s", fileTitel);
    ffile = fopen(filename,"w");
    fprintf(ffile,"#----- %s ----- \n",fileTitel);
    fprintf(ffile,"# first row : %s \n",fileXtitel);
    fprintf(ffile,"# first column : %s \n",fileYtitel);
    fprintf(ffile,"#----- \n");
    fprintf(ffile,"#\n");

    for(i=1;i<=xBIN;i++)
    {
        fprintf(ffile," %i          ",i);
    }

    for(i=1;i<=xBIN;i++);
    {
        fprintf(ffile," %e ", pow(10,xfile[i]));
    }

    fprintf(ffile," \n");

    for(i=1;i<=yBIN;i++)
    {
        fprintf(ffile,"%e ", pow(10,yfile[i]));

        for(j=1;j<=xBIN;j++)
        {
            if(pow(10,FileField[j][i])<1e-48)
                FileField[j][i]=-48;
            fprintf(ffile," %e ",pow(10,FileField[j][i]));
        }
    }
}

```

```

    fprintf(ffile, "\n");
}

fclose(ffile);

printf("\n Wrote ''s''\n", filename);
}

void WriteFile(char *filename, char *fileTitel, char *fileXtitel, char *fileYtitel, int xBIN, int yBIN,
double *xfile, double *yfile, double **FileField)
{
    FILE *ffile;
    int i, j;
    ffile = fopen(filename, "w");
    fprintf(ffile, "#-----\n", fileTitel);
    fprintf(ffile, "# first row : %s \n", fileXtitel);
    fprintf(ffile, "# first column: %s \n", fileYtitel);
    fprintf(ffile, "#-----\n");
    fprintf(ffile, "\n#");

    for(i=1; i<=yBIN; i++)
        fprintf(ffile, " %e", pow(10, yfile[i*(laBINmax/yBIN)]));

    for(i=1; i<=xBIN; i++)
    {
        fprintf(ffile, " %e", pow(10, xfile[i]));

        for(j=1; j<=yBIN; j++)
        {
            fprintf(ffile, " %e", pow(10, FileField[i][j*(laBINmax/yBIN)]));
        }

        fprintf(ffile, "\n");
    }

    fclose(ffile);

    printf("\n Wrote ''s''\n", filename);
}
/* Initialising Redshift linear */

void IniRedshiftLin(double *x, int xBINmax)
{
    int i;

    for(i=1; i<=xBINmax; i++)
    {
        x[i] = (50./xBINmax)*i;
    }
}

//---Initialising log10 steps---//

void IniRedshift(double *x, int xBINmax)
{
    int i;

    for(i=1; i<=xBINmax; i++)
    {
        x[i] = -4. + ((i-1.)/(xBINmax-1.))*5.699; // z ranges from 0.0001 till 50
    }
}

void IniLambda(double *y, double *z, int yBINmax)
{
    int i;

    for(i=1; i<=yBINmax; i++)
    {
        y[i] = 2. + ((i-1.)/(yBINmax-1.))*11.3; // lambda ranges from 10^2 till 2*10^13 ANGSTROEM
        z[i] = log10(CLIGHT)-y[i];
    }
}

//---Initialising Lookuptable---//

void IniLookup(double *x, double *y, int BIN)
{
    int k;
    for(k=1; k<=BIN; k++)
    {
        double zt;
        x[k] = (k-1.)/(BIN-1.)*52;
        zt = x[k];
        y[k] = LookbackTime(&zt, NULL);
    }
}

```

```
}  
}
```

A.4 nrutil.c

```
/*---numerical utilities---*/  
  
#include <stdio.h>  
#include <stddef.h>  
#include <stdlib.h>  
#include "input.h"  
#define NR_END 1  
#define FREE_ARG char*  
  
/* Numerical Recipes standard error handler */  
void nrerror (char error_text[])  
{  
    void exit();  
  
    fprintf(stderr,"Numerical Recipes run-time error...\n");  
    fprintf(stderr,"%s\n", error_text);  
    fprintf(stderr,"...now exiting to system...\n");  
    exit(1);  
}  
  
/* allocate a struct table vector with subscript range v[nl...nh] */  
/* struct table *tvector(long nl, long nh)  
{  
    struct table *t;  
  
    t=(struct table *)malloc((size_t) ((nh-nl+1+NR_END)*sizeof(struct table)));  
    if (!t)  
nrerror("allocation failure in tvector()");  
    return t-nl+NR_END;  
}  
  
free a struct table vector allocated with tvector ()  
void free_tvector(struct table *t, long nl, long nh)  
{  
    free((FREE_ARG) (t+nl-NR_END));  
}  
*/  
/* allocate a double vector with subscript range v[nl...nh] */  
double *vector(long nl, long nh)  
{  
    double *v;  
  
    v=(double *)malloc((size_t) ((nh-nl+1+NR_END)*sizeof(double)));  
    if (!v)  
nrerror("allocation failure in vector()");  
    return v-nl+NR_END;  
}  
  
/* free a double vector allocated with vector () */  
void free_vector(double *v, long nl, long nh)  
{  
    free((FREE_ARG) (v+nl-NR_END));  
}  
  
/* allocate a double matrix with subscript range m[nrl...nrh][ncl...nch] */  
double **matrix(long nrl, long nrh, long ncl, long nch)  
{  
    long i, nrow=nrh-nrl+1, ncol=nch-ncl+1;  
    double **m;  
  
    /* allocate pointers to rows */  
    m=(double **) malloc((size_t)((nrow+NR_END)*sizeof(double*)));  
    if(!m) nrerror("allocation failure 1 in matrix()");  
    m += NR_END;  
    m -= nrl;  
  
    /* allocate rows and set pointers to them */  
    m[nrl]=(double *) malloc((size_t)((nrow*ncol+NR_END)*sizeof(double)));  
    if(!m[nrl]) nrerror("allocation failure 2 in matrix()");  
    m[nrl] += NR_END;  
    m[nrl] -= ncl;  
  
    for(i=nrl+1;i<=nrh;i++) m[i]=m[i-1]+ncol;
```

```

    /* return pointer to array of pointers to rows */
    return m;
}

/* free a double matrix allocated by matrix() */
void free_matrix(double **m, long nrl, long nrh, long ncl, long nch)
{
    free((FREE_ARG) (m[nrl]+ncl-NR_END));
    free((FREE_ARG) (m+nrh-NR_END));
}

```

A.5 integrationnew.c

```

/* integration via gaussian quadrature using legendre polynoms */

#include <math.h>
#include "integrationnew.h"
#include "nrutil.h"
// #include "integrationtest.h"
#define EPS 3.0e-11
int MAX=80;

// actual integration //

double integration(double(*func)(double *,double *), double a, double b, double *k)
{
    int j,i,m,n;
    double xr,xm,*dx,*erg;
    double *x,*w;

    x=vector(1,1000);
    w=vector(1,1000);

    xm=0.5*(b+a); // meanvalue
    xr=0.5*(b-a); // stepwidth
    erg=0;

    m=(MAX+1)/2;
    n=MAX;

    for (i=1;i<=m;i++)
    {
        x[i]=xm-xr*xx[i];
        x[n+1-i]=xm+xr*xx[i];
        w[i]=xr*ww[i];
        w[n+1-i]=w[i];
    }

    for (j=1;j<=MAX;j++)
    {
        erg += w[j]*func(&x[j],k);
    }

    free_vector(x,1,1000);
    free_vector(w,1,1000);

    return erg;
}

// calculation of abscissas and weights //

void Inigauleg(double x[], double w[])
{
    int m,j,i;
    double z1,z,pp,p3,p2,p1;
    int n = MAX;

    m=(n+1)/2;
    // xm=0.5;
    // xl=0.5;

    for (i=1;i<=m;i++)
    {
        z=cos(3.141592654*(i-0.25)/(n+0.5));
        do
        {
            p1=1.0;
            p2=0.0;
            for (j=1;j<=n;j++)
            {
                p3=p2;
                p2=p1;
                p1=((2.0*j-1.0)*z*p2-(j-1.0)*p3)/j;
            }
        }
    }
}

```

```
    }
    pp=n*(z*p1-p2)/(z*z-1.0);
    z1=z;
    z=z1-p1/pp;
}
while (fabs(z-z1)>EPS);
x[i]=z;
x[n+1-i]=z;
w[i]=2.0/((1.0-z*z)*pp*pp);
w[n+1-i]=w[i];
}
}
```

A.6 interpol.c

```
#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include "interpol.h"
#include "input.h"

int locatemin(double x[],int BIN, double z)
{
    int erg,il;

    if(z < x[1])
    {
        printf("Error %lf out of range!\n",z);
        return 1;
    }
    else if(z > x[BIN])
    {
        printf("Error %lf out of range!\n",z);
        return BIN;
    }
    else
        for(il=1;il<=BIN;il++)
        {
            if(x[il] >= z)
            {
                erg = il-1;
                il = BIN+1;
            }
        }
    return erg;
}

double interpol(double *x, double *y,int BIN, double val)
{
    int jot = locatemin(x,BIN-1,val);

    if(x[1] > val || val > x[BIN])
    {
        printf("Error in locate...\n");
        return 0.;
    }
    else
        return (y[jot+1]-y[jot])/(x[jot+1]-x[jot])*(val-x[jot])+y[jot];
}
}
```

A.7 constants.c und input.c

```
#include <stdio.h>

const double SFRmax = 2.;
const double SFRnorm = 1e-4;
const double SFRalpha = 9.;
const double SFRbeta = 0.;

const double r_star = 71e10; // [m]
const double m_star = 600.; // [M_SUN]
const double temp = 8.5e3; // [K]
const double DS_Life = 1e6; // [a]

const double r_sun = 6.957e8; // [m]
const double m_sun = 1.; // [M_SUN]
```

```
const double temp_sun = 5778.; // [K]

const double zMIN = 10.;
const double zMAX = 30.;
const double LambdaMIN = 91.;
const double LambdaMAX = 1e14;

const int zBINmax = 100;
const int laBINmax = 1000;
const int BIN = 10000;

/* cosmological constants */

const double OmegaM = 0.27;
const double OmegaL = 0.73;
const double OmegaR = 0.;
const double h0 = 0.705; // [100 Km s-1 Mpc-1]

/* natural constants */

const double PI = 3.1415926535;
const double HA = 6.62606896e-34; // [Js]
const double CLIGHT = 2.99792458e8; // [m\s]
const double KBOLTZ = 1.3806504e-23; // [J\K]
const double L_SUN = 3.826e33; // [erg\s]

/* calculation factors */

const double IMAX = 1001; // Binlaenge
const double angstroem = 1e-10; // meter to angstroem
const double sToyr = 1./(60.*60.*24.*365.);
const double MpcToKm = 1e6*3.09e13;
const double MpcTom = 1e6*3.09e13*1e3;
```


Abbildungsverzeichnis

2.1	Ergebnisse einer numerischen Simulation zur Strukturentstehung. Man sieht die Herausbildung von primordialen Sternentstehungsgebieten in einem Standard Λ CDM Modell. Gezeigt ist die Gasdichte bei $z = 17$ innerhalb eines Gebietes mit ~ 50 kpc Kantlänge. Die hellen Punkte zeigen die Stellen an, an denen die ersten Sterne geboren werden. (aus Yoshida <i>et al.</i> 2003)	10
2.2	WMAP 7 Jahres Daten des CMB; gezeigt sind Temperaturfluktuationen von $\pm 200 \mu\text{K}$ (rot entspricht wärmeren, blau kälteren Stellen) aus WMAP-Homepage (2010)	15
2.3	Gravitationslinseneffekt: links Aufnahme des Galaxienhaufens 0024+1654 mit dem Hubble Space Telescope, rechts Computerrekonstruktion der Masseverteilung des Galaxienhaufens (aus Freese 2009).	16
2.4	Der Coma Galaxienhaufen, Aufnahme des Röntgensatellits ROSAT. Man erkennt 3 Galaxien (kleine Quellen rechts unten, rechts oben, links oben) und eine große, ausgedehnte Emissionsregion in der Mitte (heißes Gas), Bild aus Freese (2009)	17
2.5	Rotationskurve von NGC 6503. Die durchgezogene Linie beschreibt die Anpassungsfunktion an die gemessenen Daten. Die modellierten Anteile an der Rotationskurve von Gas, der Scheibe und des Halos aus dunkler Materie sind jeweils als solche markiert (aus Bertone <i>et al.</i> 2005).	18
2.6	Der sogenannte Bulletcluster, rötlich ist die Verteilung des baryonischen Gases zu sehen, die blauen Bereiche zeigen die Verteilung der dunklen Materie an	19
3.1	Metagalaktisches Strahlungsfeld, gezeigt sind: CRB (Cosmic Radio Background) - kosmischer Radiohintergrund, CMB - Mikrowellenhintergrund, CIB (Cosmic Infrared Background) - kosmischer Infrarothintergrund, CUVOB (Cosmic Ultraviolet/Optical Background) - kosmischer Ultraviolet-/ optischer Hintergrund, CXB (Cosmic X-ray Background) - kosmischer Röntgenhintergrund, CGB (Cosmic γ -ray Background) - kosmischer γ -Strahlenhintergrund, aus Hauser & Dwek (2001)	25

3.2	Spektrale Energieverteilung verschiedener Vordergrundquellen bei der direkten Messung des EHL. Zodiaklicht (rote, offene Dreiecke) ist der dominierende Anteil des Vordergrunds. Weiter sind gezeigt: helle galaktische Quellen (türkise Sterne), schwache galaktische Quellen (rosa, offene Quadrate), Beiträge des interstellaren Mediums (grüne, offene Rauten), sowie die insgesamt Helligkeit (schwarze, offene Punkte) und die verbleibende Helligkeit, abzüglich aller Vordergrundbeiträge (blaue Punkte) (aus Hauser & Dwek 2001).	27
3.3	Aktuelle Daten des Extragalaktischen Hintergrundlichts; Datensammlung aus Mazin & Raue (2007), regelmäßig aktualisiert. Hierbei bezeichnen Datenpunkte mit Pfeilen nach oben, untere Grenzen und Punkte mit Pfeilen nach unten, obere Grenzen. Daten aus direkten Messungen sind mit ihren jeweiligen Fehlern angegeben. .	28
4.1	Einfluss der verschiedenen Dark Star Modelle auf die EHL-Dichte	36
4.2	Einfluss von verschiedenen Lebensdauern des Dark Stars auf den EHL	37
4.3	Beispielhafte SFR für $z_{min} = 10$ und $z_{max} = 30$; der schraffierte Bereich stellt die Anzahldichte der Dark Stars pro Mpc^3 geteilt durch SFR_{Norm} dar ($\int_{z_{min}}^{z_{max}} \dot{\rho}_*(z) dz$).	38
4.4	EHL für verschiedene Werte von z_{min}	39
4.5	Auswirkung verschiedener Phasen der Dark Star Entstehung auf den EHL	40
4.6	Dark Star Beitrag zum EHL für verschiedene Parameterkonfigurationen (siehe Tabelle 4.5); Daten aus Béthermin <i>et al.</i> 2010: magenta, Dole <i>et al.</i> 2004: dunkelgrün (untere Grenzen), Fazio <i>et al.</i> 2004: violett, Frayer <i>et al.</i> 2006: schwarz, Hauser <i>et al.</i> 1998: zyan, Madau & Pozzetti 2000: rot, Metcalfe <i>et al.</i> 2003: orange, Papovich <i>et al.</i> 2004: braun, Thompson <i>et al.</i> 2007: hellgrün. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Messwerte hier nicht explizit gekennzeichnet, sondern nur Fehlerbalken dargestellt (siehe Abb. 3.3 zur genauen Datenlage).	45

Tabellenverzeichnis

4.1	Beispiel eines Dark Stars	31
4.2	Gewählte Referenzwerte für Dark Stars	34
4.3	Parameter des Λ CDM Modells (Komatsu <i>et al.</i> 2010; Hinshaw <i>et al.</i> 2009)	34
4.4	verschiedene Dark Star Modelle für verschiedene dunkle Materie Teilchenmassen m_χ aus Spolyar <i>et al.</i> (2009)	35
4.5	Verschiedene Parameterkonfigurationen von Dark Stars	44

Literaturverzeichnis

- ADELMAN-MCCARTHY, J. K., & ET AL. 2005. The SDSS Photometric Catalog, Release 4 (Adelman-McCarthy+, 2006). *VizieR Online Data Catalog*, **2267**(Nov.), 0–+.
- BERTONE, G., HOOPER, D., & SILK, J. 2005. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Phys. Rep.*, **405**(Jan.), 279–390.
- BÉTHERMIN, M., DOLE, H., BEELEN, A., & AUSSEL, H. 2010. Spitzer deep and wide legacy mid- and far-infrared number counts and lower limits of cosmic infrared background. *Astron. Astrophys.*, **512**(Mar.), A78+.
- BRIEL, U. G. 1997. Morphology and 2D temperature distribution of the X-ray emitting gas in galaxy clusters. *Astrophysical Letters Communications*, **36**(Dec.), 181–189.
- BROMM, V., & LARSON, R. B. 2004. The First Stars. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **42**(Sept.), 79–118.
- CLOWE, D., BRADAČ, M., GONZALEZ, A. H., MARKEVITCH, M., RANDALL, S. W., JONES, C., & ZARITSKY, D. 2006. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *Astrophys. J., Lett.*, **648**(Sept.), L109–L113.
- DOLE, H., LE FLOC’H, E., PÉREZ-GONZÁLEZ, P. G., PAPOVICH, C., EGAMI, E., LAGACHE, G., ALONSO-HERRERO, A., ENGELBRACHT, C. W., GORDON, K. D., HINES, D. C., KRAUSE, O., MISSELT, K. A., MORRISON, J. E., RIEKE, G. H., RIEKE, M. J., RIGBY, J. R., YOUNG, E. T., BAI, L., BLAYLOCK, M., NEUGEBAUER, G., BEICHMAN, C. A., FRAYER, D. T., MOULD, J. R., & RICHARDS, P. L. 2004. Far-infrared Source Counts at 70 and 160 Microns in Spitzer Deep Surveys. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **154**(Sept.), 87–92.
- DYSON, F. W., EDDINGTON, A. S., & DAVIDSON, C. 1920. A Determination of the Deflection of Light by the Sun’s Gravitational Field, from Observations Made at the Total Eclipse of May 29, 1919. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, **220**, 291–333.
- FAZIO, G. G., ASHBY, M. L. N., BARMBY, P., HORA, J. L., HUANG, J.-S., PAHRE, M. A., WANG, Z., WILLNER, S. P., ARENDT, R. G., MOSELEY, S. H., BRODWIN, M., EISENHARDT, P., STERN, D., TOLLESTRUP, E. V.,

- & WRIGHT, E. L. 2004. Number Counts at $3 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m}$ from the Spitzer Space Telescope. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **154**(Sept.), 39–43.
- FRAYER, D. T., HUYNH, M. T., CHARY, R., DICKINSON, M., ELBAZ, D., FADDA, D., SURACE, J. A., TEPLITZ, H. I., YAN, L., & MOBASHER, B. 2006. Spitzer 70 Micron Source Counts in GOODS-North. *Astrophys. J., Lett.*, **647**(Aug.), L9–L12.
- FREESE, K. 2009. Review of Observational Evidence for Dark Matter in the Universe and in upcoming searches for Dark Stars. *Pages 113–126 of: E. PÉCONTAL, T. BUCHERT, P. DI STEFANO, & Y. COPIN (ed), EAS Publications Series. EAS Publications Series, vol. 36.*
- FREESE, K., BODENHEIMER, P., SPOLYAR, D., & GONDOLO, P. 2008. Stellar Structure of Dark Stars: A First Phase of Stellar Evolution Resulting from Dark Matter Annihilation. *Astrophys. J., Lett.*, **685**(Oct.), L101–L104.
- FREESE, K., ILIE, C., SPOLYAR, D., VALLURI, M., & BODENHEIMER, P. 2010. Supermassive Dark Stars: Detectable in JWST. *ArXiv e-prints*, Feb.
- GARDNER, J. P., MATHER, J. C., CLAMPIN, M., DOYON, R., GREENHOUSE, M. A., HAMMEL, H. B., HUTCHINGS, J. B., JAKOBSEN, P., LILLY, S. J., LONG, K. S., LUNINE, J. I., MCCAUGHREAN, M. J., MOUNTAIN, M., NELLA, J., RIEKE, G. H., RIEKE, M. J., RIX, H.-W., SMITH, E. P., SONNEBORN, G., STIAVELLI, M., STOCKMAN, H. S., WINDHORST, R. A., & WRIGHT, G. S. 2006. The James Webb Space Telescope. *Space Science Reviews*, **123**(Apr.), 485–606.
- HAUSER, M. G., & DWEK, E. 2001. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **39**, 249.
- HAUSER, M. G., ARENDT, R. G., KELSALL, T., DWEK, E., ODEGARD, N., *et al.* 1998. The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections. *The Astrophysical Journal*, **508**, 25.
- HINSHAW, G., WEILAND, J. L., HILL, R. S., ODEGARD, N., LARSON, D., BENNETT, C. L., DUNKLEY, J., GOLD, B., GREASON, M. R., JAROSIK, N., KOMATSU, E., NOLTA, M. R., PAGE, L., SPERGEL, D. N., WOLLACK, E., HALPERN, M., KOGUT, A., LIMON, M., MEYER, S. S., TUCKER, G. S., & WRIGHT, E. L. 2009. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Data Processing, Sky Maps, and Basic Results. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **180**(Feb.), 225–245.

- HUTCHINGS, R. M., SANTORO, F., THOMAS, P. A., & COUCHMAN, H. M. P. 2002. How big were the first cosmological objects? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **330**(Mar.), 927–936.
- IOCCO, F. 2008. Dark Matter Capture and Annihilation on the First Stars: Preliminary Estimates. *Astrophys. J., Lett.*, **677**(Apr.), L1–L4.
- IOCCO, F., BRESSAN, A., RIPAMONTI, E., SCHNEIDER, R., FERRARA, A., & MARIGO, P. 2008. Dark matter annihilation effects on the first stars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **390**(Nov.), 1655–1669.
- JEANS, J. H. 1902. The Stability of a Spherical Nebula. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, **199**, 1–53.
- JUNGMAN, G., KAMIONKOWSKI, M., & GRIEST, K. 1996. Supersymmetric Dark Matter. *Physics Reports*, **267**, 195.
- KNEISKE, T. M., MANNHEIM, K., & HARTMANN, D. H. 2002. Implications of cosmological gamma-ray absorption. I. Evolution of the metagalactic radiation field. *Astron. Astrophys.*, **386**(Apr.), 1–11.
- KNEISKE, T. M., BRETZ, T., MANNHEIM, K., & HARTMANN, D. H. 2004. Implications of cosmological gamma-ray absorption. II. Modification of gamma-ray spectra. *Astron. Astrophys.*, **413**(Jan.), 807–815.
- KOMATSU, E., SMITH, K. M., DUNKLEY, J., BENNETT, C. L., GOLD, B., HINSHAW, G., JAROSIK, N., LARSON, D., NOLTA, M. R., PAGE, L., SPERGEL, D. N., HALPERN, M., HILL, R. S., KOGUT, A., LIMON, M., MEYER, S. S., ODEGARD, N., TUCKER, G. S., WEILAND, J. L., WOLLACK, E., & WRIGHT, E. L. 2010. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *ArXiv e-prints*, Jan.
- MADAU, P., & POZZETTI, L. 2000. Deep galaxy counts, extragalactic background light and the stellar baryon budget. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **312**, L9.
- MAIO, U., CIARDI, B., DOLAG, K., TORNATORE, L., & KHOCHFAR, S. 2010. The transition from population III to population II-I star formation. *ArXiv e-prints*, Mar.
- MAZIN, D., & RAUE, M. 2007. New limits on the density of the extragalactic background light in the optical to the far infrared from the spectra of all known TeV blazars. *Astron. Astrophys.*, **471**(Aug.), 439–452.
- MCDOWELL, M. R. C. 1961. On the formation of H₂ in H I regions. *The Observatory*, **81**(Dec.), 240–243.

- METCALFE, L., KNEIB, J.-P., MCBREEN, B., ALTIERI, B., BIVIANO, A., DELANEY, M., ELBAZ, D., KESSLER, M. F., LEECH, K., OKUMURA, K., OTT, S., PEREZ-MARTINEZ, R., SANCHEZ-FERNANDEZ, C., & SCHULZ, B. 2003. An ISOCAM survey through gravitationally lensing galaxy clusters. I. Source lists and source counts for A370, A2218 and A2390. *Astron. Astrophys.*, **407**(Sept.), 791–822.
- OSTRIKER, J. P., & STEINHARDT, P. 2003. New Light on Dark Matter. *Science*, **300**(June), 1909–1914.
- PAPOVICH, C., DOLE, H., EGAMI, E., LE FLOC’H, E., PÉREZ-GONZÁLEZ, P. G., ALONSO-HERRERO, A., BAI, L., BEICHMAN, C. A., BLAYLOCK, M., ENGELBRACHT, C. W., GORDON, K. D., HINES, D. C., MISSELT, K. A., MORRISON, J. E., MOULD, J., MUZEROLLE, J., NEUGEBAUER, G., RICHARDS, P. L., RIEKE, G. H., RIEKE, M. J., RIGBY, J. R., SU, K. Y. L., & YOUNG, E. T. 2004. The 24 Micron Source Counts in Deep Spitzer Space Telescope Surveys. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **154**(Sept.), 70–74.
- PEEBLES, P. J. E. 1993. *Principles of physical cosmology*. Princeton Series in Physics, Princeton, NJ: Princeton University Press, —c1993.
- RAUE, M. 2007. *New Constraints on the Density of the Extragalactic Background Light and the Discovery of TeV gamma-rays from the BL Lac 1ES 0347-121 and the Extended Source HESS J1023-575*. Ph.D. thesis, Universität Hamburg.
- RUBIN, V. C., & FORD, JR., W. K. 1970. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophys. J.*, **159**(Feb.), 379–+.
- SHU, F. H., ADAMS, F. C., & LIZANO, S. 1987. Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 23–81.
- SPOLYAR, D., FREESE, K., & GONDOLO, P. 2008. Dark Matter and the First Stars: A New Phase of Stellar Evolution. *Physical Review Letters*, **100**(5), 051101–+.
- SPOLYAR, D., BODENHEIMER, P., FREESE, K., & GONDOLO, P. 2009. Dark Stars: A New Look at the First Stars in the Universe. *Astrophys. J.*, **705**(Nov.), 1031–1042.
- SPRINGEL, V., WHITE, S. D. M., JENKINS, A., FRENK, C. S., YOSHIDA, N., GAO, L., NAVARRO, J., THACKER, R., CROTON, D., HELLY, J., PEACOCK, J. A., COLE, S., THOMAS, P., COUCHMAN, H., EVRARD, A., COLBERG, J., & PEARCE, F. 2005. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, **435**(June), 629–636.

- TAOSO, M., BERTONE, G., MEYNET, G., & EKSTRÖM, S. 2008. Dark matter annihilations in Population III stars. *Phys. Rev. D*, **78**(12), 123510–+.
- THOMPSON, R. I., EISENSTEIN, D., FAN, X., RIEKE, M., & KENNICUTT, R. C. 2007. Constraints on the Cosmic Near-Infrared Background Excess from NICMOS Deep Field Observations. *Astrophys. J.*, **657**(Mar.), 669–680.
- TORNATORE, L., FERRARA, A., & SCHNEIDER, R. 2007. Population III stars: hidden or disappeared? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **382**(Dec.), 945–950.
- TRENTI, M., & STIAVELLI, M. 2009. Formation Rates of Population III Stars and Chemical Enrichment of Halos during the Reionization Era. *Astrophys. J.*, **694**(Apr.), 879–892.
- UNSÖLD, A., & BASCHEK, B. 2002. *Der neue Kosmos. Einführung in die Astronomie und Astrophysik.*
- WEISSKOPF, M. C., BRINKMAN, B., CANIZARES, C., GARMIRE, G., MURRAY, S., & VAN SPEYBROECK, L. P. 2002. An Overview of the Performance and Scientific Results from the Chandra X-Ray Observatory. *Publ. Astron. Soc. Pac.z*, **114**(Jan.), 1–24.
- WMAP-HOMEPAGE. 2010. *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)*. <http://map.gsfc.nasa.gov/>. <http://map.gsfc.nasa.gov/>.
- WRIGHT, E. L. 2006. A Cosmology Calculator for the World Wide Web. *Publ. Astron. Soc. Pac.z*, **118**(Dec.), 1711–1715.
- YOON, S.-C., IOCCO, F., & AKIYAMA, S. 2008. Evolution of the First Stars with Dark Matter Burning. *Astrophys. J., Lett.*, **688**(Nov.), L1–L4.
- YOSHIDA, N., ABEL, T., HERNQUIST, L., & SUGIYAMA, N. 2003. Simulations of Early Structure Formation: Primordial Gas Clouds. *Astrophys. J.*, **592**(Aug.), 645–663.
- ZWICKY, F. 1933. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, **6**, 110–127.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zu allererst möchte ich mich bei Prof. Horns für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe bedanken und für die Gelegenheit, diese Diplomarbeit anfertigen zu können. Außerdem bedanke ich mich für die Möglichkeit an zwei Reisen, einmal nach Erlangen zum HESS Kollaborationstreffen und ein weiteres Mal zu einer Konferenz nach Zeuthen, teilnehmen zu können. Ebenfalls gilt mein besonderer Dank Dr. Tanja Kneiske für die interessante Aufgabenstellung und sorgfältige Betreuung dieser vorliegenden Arbeit. In gleichem Maße möchte ich mich bei Dr. Martin Raue und Dr. Dominik Elsässer für ihre aufopfernde Hilfe bei der Fertigstellung dieser Diplomarbeit bedanken. Ohne sie wäre diese nicht zustande gekommen.

Natürlich bedanke ich mich bei der ganzen Arbeitsgruppe für die stets nette, kollegiale und manchmal auch sehr heitere Arbeitsatmosphäre. Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Freundin Barbara, meinen Freunden und meiner Familie (ihr wisst, wen ich damit meine) für die Unterstützung während meiner Studienzeit bedanken.

Erklärung

Hiermit versichere ich, Andreas Maurer, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine weiteren Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen verwendet habe. Mit einer universitätsinternen Veröffentlichung bin ich einverstanden.

Hamburg, den 4.Mai 2010
Andreas Maurer