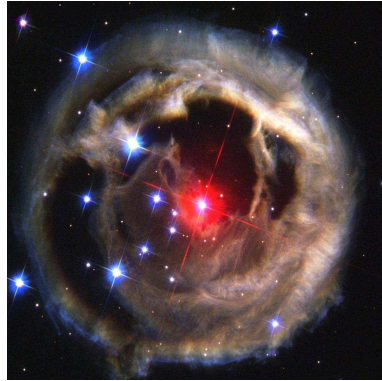


NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT II - PHYSIK
UNIVERSITÄT REGENSBURG



*Ausbildungsseminar
Nukleare Astrophysik - Kerne und Sterne*

Entwicklung zum Weißen Zwerg

Vortrag von
Franz-Xaver Schrettenbrunner
am 15.05.2007
im Sommersemester 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Weißer Zwerge - eine allgemeine Betrachtung	2
1.1	Geschichtliches	2
1.2	Vorsicht: Verwechslungsgefahr! - Was ist ein weißer Zwerg?	3
1.3	Charakteristische Größen weißer Zwerge	4
1.4	Die Entwicklung zum weißen Zwerg	5
1.5	Verschiedene Arten weißer Zwerge	8
1.6	Möglichkeiten der Entdeckung weißer Zwerge	12
2	Mathematisch-physikalische Betrachtungsweise weißer Zwerge	13
2.1	Rückblick auf die Zustandsgleichungen	13
2.2	Theorie der weißen Zwerge und Chandrasekhar-Masse	13
2.3	Die Feinstrukturkonstante der Gravitation	16
2.4	Weitere Betrachtungen zum Radius weißer Zwerge	16
2.5	Weißer Zwerge in der Abkühlphase	17
3	Beispiele am Himmel	18
3.1	Das Doppelsternsystem Sirius	18
3.2	Objekt G117-B15A - die genaueste Uhr des Universums	19

1 Weiße Zwerge - eine allgemeine Betrachtung

1.1 Geschichtliches



Abbildung 1: Das Sternbild des Großen Hundes

Im 19. Jahrhundert untersuchte man den Stern Sirius (der im Übrigen schon im alten Ägypten angebetet wurde). Sirius befindet sich im Sternbild Canis Majoris und ist der Hauptstern im Sternbild „Großer Hund“. Aufgrund seiner hohen Oberflächentemperatur von etwa $10000K$ ist er eines der hellsten Objekte am Sternenhimmel. Im Jahre 1844 schließlich nahm der Astronom Friedrich Bessel diesen Stern genauer unter die Lupe und erkannte, dass Sirius eine geringfügige Hin- und Herbewegung macht. Da die Keplerschen Gesetze und die Newtonsche Mechanik zu dieser Zeit schon bekannt waren, musste es nach diesen Theorien also einen Begleiter in unmittelbarer Nähe geben. Dieses mysteriöse Objekt wurde schließlich im Jahre 1863 von Alvan Clark entdeckt und war der erste bekannte **Weiße Zwerg** mit dem Namen Sirius-B.

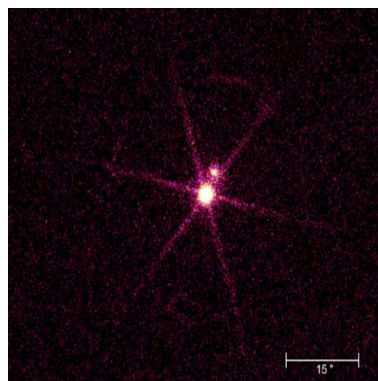


Abbildung 2: Sirius-A und Sirius-B, Aufnahme im Röntgenbereich: Der weiße Zwerg ist mit dem Auge nicht zu erkennen, da der Hauptstern im Vergleich riesig ist und die Leuchtkraft die des weißen Zwerges im sichtbaren Bereich weit übersteigt.

Weißer Zwerge schienen zunächst sehr unphysikalisch zu sein, da für ihre Beschreibung die bis dato noch nicht entdeckte Physik der Relativitätstheorie und der Quantenmechanik zwingend nötig ist. So konnte man diese neue Art von Sternen erst ungefähr Mitte des 20. Jahrhunderts eindeutig beschreiben, allerdings entdeckte man schon Ende des 19. Jahrhunderts viele dieser neuen Objekte, da man salopp gesagt wusste, dass weiße Zwerge vor allem in Doppelsternsystemen zu suchen sind und man mit Sirius-B ein Vergleichsspektrum eines weißen Zwerges hat.

Nach diesem kurzen geschichtlichen Abriss sollen nun im ersten Abschnitt des Vortrags einige allgemeine Eigenschaften weißer Zwerge erläutert werden. Dabei soll die Frage geklärt werden, was weiße Zwerge eigentlich darstellen und wo sie im Bild der Sterne einzuordnen sind. Im zweiten Teil steht anschließend die physikalische Betrachtung im Vordergrund und es werden einige Rechnungen zu interessanten Eigenschaften weißer Zwerge gemacht. Abschließend werden noch zwei weiße Zwerge kurz vorgestellt und ihre Besonderheiten erläutert.

1.2 Vorsicht: Verwechslungsgefahr! - Was ist ein weißer Zwerg?

Wenn man sich ein wenig mit der Kosmologie und den Objekten des Himmels beschäftigt, stellt man fest, dass es verschiedene Sterntypen gibt, die in anderen Vorträgen behandelt werden oder schon behandelt worden sind. Weiße Zwerge sind nicht die einzigen Zwerge in der Familie der Sterne. Es existieren noch rote, braune und schwarze Zwerge, wobei die beiden ersteren zunächst nicht viel mit ihren weißen Artgenossen zu tun haben.

- *roter Zwerg oder rote Zwergsterne:* Diese kleinen Sterne, die nur bis zu 0.57 Sonnenmassen besitzen, fusionieren Wasserstoff zu Helium, wie es auch in unserer Sonne der Fall ist. Da ihre Oberflächentemperatur ungefähr um die Hälfte kleiner als die der Sonne ist, geben sie vor allem im Infrarot- und Rotbereich Strahlung mit geringer Intensität ab. Aufgrund der geringen Masse haben sie eine Lebenserwartung von mehreren 10 oder sogar 100 Milliarden Jahren. Eine anschließende Heliumfusion nach Verbrennen des Wasserstoffvorrates findet nicht mehr statt.
- *brauner Zwerg:* Bei diesen winzigen Sternen, die nur unter 0.08 Sonnenmassen besitzen, reicht der Gravitationsdruck nicht aus, um die Wasserstofffusion zu starten. Allerdings gibt es noch weitere Kernreaktionen, die bereits bei niedrigeren Aktivierungsenergien stattfinden. Dies sind unter anderem die Lithiumfusion $Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow 2He_2^4$ oder die Deuteriumfusion $D_1^2 + H_1^1 \rightarrow He_2^3$. Braune Zwerge weisen weitere interessante Eigenschaften im Bereich ihrer Entstehung auf.

Es bleibt schließlich noch die Frage zu klären, was nun weiße Zwerge eigentlich sind. Eine kurze und präzise Antwort ist: **Weiße Zwerge sind eine mögliche Form der Endphase in der Sternenentwicklung, sobald eine Sonne sämtliche Fusionsprozesse eingestellt hat.** Jedoch nicht alle Sterne enden bei ihrem „Tod“ als weiße Zwerge. Ob und wann ein ausgebrannter Stern zu einem schwarzen Loch, einem Neutronenstern oder eben zum weißen Zwerg wird, entscheidet allein seine Startmasse. Diese Anfangs-Endmasse-Beziehung und die typischen Größen weißer Zwerge wird im nächsten Abschnitt erläutert. Abbildung 3 soll einen groben Überblick über die möglichen Entwicklungswege von Sternen aufzeigen.

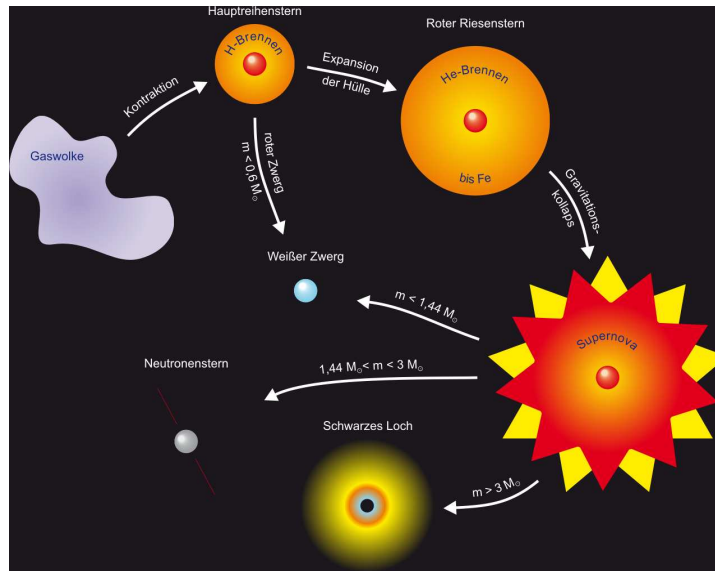


Abbildung 3: Sterne - Von der Geburt bis zum Tod

1.3 Charakteristische Größen weißer Zwerge

Weißer Zwerge nehmen eine besondere Stellung ein. Ihre Eigenschaften sind nicht mehr mit den Hauptreihensternen zu vergleichen, da in ihnen keine Kernfusion mehr geschieht und sie nur mehr einen „toten“ Brocken im Weltall darstellen. Aus einem früheren Vortrag haben wir ja schon kennengelernt, welche Grundgrößen für einen Stern der Hauptreihe wichtig sind. Weißer Zwerge weichen von diesen Größen natürlich ab. Wir betrachten desweiteren die charakteristischen Größen eines weißen Zwerges, nämlich Masse, Radius, Effektivtemperatur, Leuchtkraft und chemische Zusammensetzung. Als Vergleich dazu nehmen wir die Daten der Sonne.

Größe	Sonne	Weißer Zwerg
rel. Masse	1	0,08 bis 1,44*Sonne
Radius	700.000 km	10 ⁴ km
Effektivtemperatur	5.777 K	5.000 bis 200.000 K
Leuchtkraft	1	0,00255*Sonne (Sirius)
chem. Zusammensetzung	v.A. H	verschieden, siehe später
Dichte	1,4 $\frac{g}{cm^3}$	ca. 10 ⁹ $\frac{kg}{m^3}$

Tabelle 1: Die Sonne im Vergleich mit weißen Zwergen

Wenden wir uns zunächst der Masse weißer Zwerge zu. Sie ist stets kleiner als 1,44 Sonnenmassen. Diese Grenze ist auch bekannt unter der Chandrasekhar-Masse. Im Allgemeinen gibt es nur weiße Zwerge im Bereich von $3 \cdot 10^{30} kg$ bis $2 \cdot 10^{27} kg$. Wie genau es dazu kommt, hören wir exakt in einem Vortrag über die Chandrasekhar-Grenzmasse bzw. in Abschnitt 2 wird eine Näherungslösung gefunden. Bei weißen Zwergen befinden wir uns also grob im Bereich einer bis einem Tausendstel der Sonnenmasse.

Viel interessanter ist dabei der geringe Radius eines weißen Zwerges. Im Durchschnitt liegt er in der Größenordnung $10^4 km$, das entspricht nur $\frac{1}{70}$ stel dem der Sonne. In einem weißen Zwerg finden allerdings wie schon erwähnt keine Fusions-

prozesse mehr statt, das heißt es existiert im Inneren auch kein Strahlungsdruck mehr und die Gravitation presst den weißen Zwerg auf eine kleine Kugel zusammen. Benutzt man die Formel $g = \Gamma \frac{m}{r^2}$ und setzt für m und r die Größen weißer Zwerge ein, so kommt man auf eine Fallbeschleunigung auf der Oberfläche von dem $10^4 - 10^5$ -fachen der Oberflächenbeschleunigung unserer Erde.

Betrachtet man nun die Masse und den Radius miteinander, so kann man auf eine mittlere Dichte eines weißen Zwerges schließen. Sie beträgt bei Sirius-B der 92.000-fachen Dichte der Sonne. Bei so großen Dichten reichen die klassischen Gesetze der Physik bei weitem nicht mehr aus und quantenmechanische (auch relativistische) Effekte treten auf. Dazu aber wiederum im Abschnitt 2 mehr.

Wenden wir uns nun der effektiven Temperatur zu. Die kleinsten weißen Zwerge (vor Allem die im Endstadium der Sternenentwicklung) besitzen immer noch eine Effektivtemperatur von 5000K, das entspricht der der Sonne. Die heißesten weißen Zwerge, besonders jene, die sich nach dem Ende der Roten-Riesen-Phase gebildet haben, können im Bereich bis zu $10^5 K$ warm sein. Geht man näherungsweise davon aus, dass sich ein Stern wie ein schwarzer Körper verhält, so liegt das Maximum des abgestrahlten Spektrums weißer Zwerge jenseits des sichtbaren Bereiches in kurzwelligeren Gebieten.

Die Leuchtkraft eines weißen Zwerges scheint dabei nur allzu gering zu sein, wenn man doch auf der anderen Seite eine so heiße Effektivtemperatur misst. Jedoch ist dies kein Widerspruch, da die Leuchtkraft definiert ist als $dL(r) = 4\pi r^2 dr \rho(r) \epsilon(r)$ und somit proportional zu r^2 ist.

Als letztes wäre noch die chemische Zusammensetzung weißer Zwerge von Bedeutung. Hier gibt es unterschiedliche Konfigurationen und die einzelnen Zwerg-Typen werden im übernächsten Abschnitt behandelt.



Abbildung 4: Größenvergleich Roter Riese - Sonne - Weißer Zwerg

1.4 Die Entwicklung zum weißen Zwerg

Wie schon erwähnt stehen weiße Zwerge am Ende der stellaren Evolution. Neben den weißen Zwergen gibt es auch noch andere Endstadien der Sternenentwicklung. Ob aus einer Sonne ein weißer Zwerg wird, entscheidet vor allem die Anfangsmasse, das heißt, es kann wie bei einem roten Zwerg vorkommen, dass man schon sagen kann, dass dieser Stern in 100 Milliarden Jahren zu einem weißen Zwerg wird. Die Anfangsmasse und das Endstadium hängen folgendermaßen zusammen, grundsätzlich kann es auf drei verschiedene Arten zum weißen Zwerg kommen.

- *Anfangsmasse < 0.5 Sonnenmassen:*
Diese Sterne sind in der Lage, Wasserstoff zu fusionieren. Beim Übergang vom Kernbrennen des Wasserstoffes in das Schalenbrennen wandert Helium zum Sterninneren. Jedoch kommt es erst bei Sternen von über 0.5 Sonnenmassen zur Heliumfusion, da dann erst die Zündmasse für entartete Heliumkerne erreicht wird. Nach Ende der Wasserstofffusion geht dieser Stern sofort zum weißen Zwerg über, ohne dabei die Rote-Riesenphase zu durchlaufen. Ein Beispiel hierfür sind die roten Zwergsterne.
- *0.5 Sonnenmassen < Anfangsmasse < 2.3 Sonnenmassen*
Diese Sterne besitzen die Voraussetzung, nach dem Wasserstoffbrennen zusätzlich die Fusion von Helium durchzuführen. Durch das weitergehende Schalenbrennen, dem Einfluss stellarer Winde und dem sogenannten Heliumflash kommt es immer wieder dazu, dass die äußeren Hüllen abgestoßen werden und der Stern während seiner letzten Brennphase an Material verliert. Die Endmasse befindet sich dann unter der Chandrasekhar-Grenze und es entsteht wiederum ein weißer Zwerg.
- *2.3 Sonnenmassen < Anfangsmasse < 8 Sonnenmassen*
Diese schweren Sterne sind in der Lage, weitere Fusionsprozesse in ihrer „Todesphase“ zu starten, jedoch ist das Endprodukt eine Mischung aus Kohlenstoff, Sauerstoff und zum Teil auch Fluor und Spuren von schwereren Metallen. Während dieser letzten Brennphasen kommt es aufgrund von Sternwinden und Bildung von planetaren Nebeln sowie durch einzelne Flashes neuer Fusionen zu einer erheblichen Abstoßung ihrer eigenen Masse. Auch diese Sterne enden ganz zum Schluss als Weiße Zwerge mit einer Grenzmasse unter 1.44 Sonnenmassen.

Alle Sterne mit einer größeren Anfangsmasse als 8 Sonnenmassen enden nicht mehr als weiße Zwerge, sondern als Neutronensterne, schwarze Löcher oder Quarksterne (Existenz noch nicht bewiesen). Die meisten der am Himmel beobachtbaren Objekte (ca. 90%) fallen unter das Kriterium, weniger als 8 Sonnenmassen zu besitzen und entwickeln sich schließlich zum weißen Zwerg. Die Abstoßung der äußeren Hülle kann dabei enorme Ausmaße annehmen, dieser Vorgang ist jedoch nicht zu verwechseln mit einer Supernova.



Abbildung 5: Die Abstoßung der Hülle, in der Mitte der zurückgebliebene weiße Zwerg

Um zu verdeutlichen, wie genau der Stern in seinen letzten Brennphasen zum weißen Zwerg übergeht, muss man das Hertzsprung-Russel-Diagramm betrachten. Weiße Zwerge besitzen hohe effektive Temperaturen und geringe Leuchtkraft und sind daher in diesem Diagramm links unten zu finden.

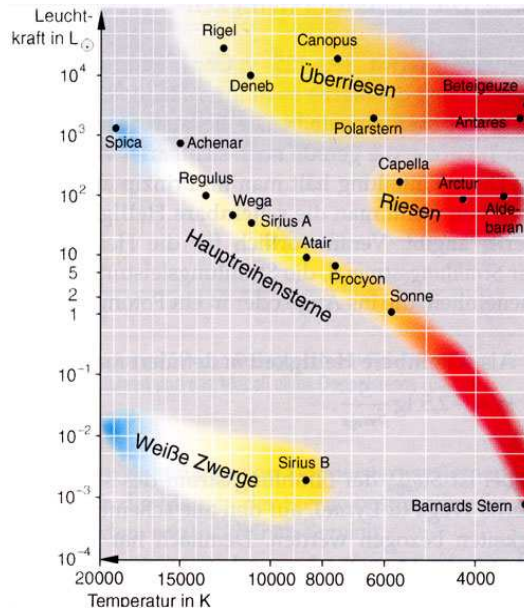


Abbildung 6: Hertzsprung-Russel-Diagramm

Der Übergang im Hertzsprung-Russel-Diagramm sieht folgendermaßen aus. Nach der roten Riesen-Phase stoßt der Stern noch einmal Materie ab, er geht in den Bereich der planetaren Nebelphase über. Dieser Bereich liegt im HRD links oben, das heißt wir haben es hier mit einem Stadium sehr großer Leuchtkraft und sehr großen Temperaturen zu tun. Nach dem Erlöschen der letzten Brennphase kontrahiert der Stern sehr schnell, da der Strahlungsdruck nicht mehr existent ist. Der Gravitationsdruck überwiegt und der Stern schrumpft in sich zusammen, bis ihn nur noch der Druck des entarteten Elektronengases stabilisiert. Dies ist ein quantenmechanischer Prozess und wird nochmal in Abschnitt 2 des Vortrages aufgegriffen.

Diese plötzliche Kontraktion des Sterns führt letztendlich zu einer Temperaturzunahme, im weiteren Verlauf der Entwicklung zum weißen Zwerg nimmt jedoch die Leuchtkraft stark ab, da die abgestrahlte Leistung nur mehr von der Restwärme des Sterns herrührt. Anschließend finden keine weiteren Prozesse mehr statt. Der weiße Zwerg gibt jetzt kontinuierlich seine Restwärme in Form von elektromagnetischer Strahlung ab. Der Wärmeenergie-transport geht dabei vom Kern aus zur Oberfläche. Dieser Vorgang kann sich über mehrere Milliarden Jahre hinziehen, wobei der weiße Zwerg im HRD kontinuierlich nach rechts unten wandert. Abbildung 7 illustriert noch einmal schematisch die Entwicklung bis hin zum weißen Zwerg.

In der weiteren Abkühlphase kann es schließlich dazu kommen, dass Kristallisationsprozesse einsetzen. Dies ist wieder ein kleiner, wenn auch eher unbedeutender thermischer Energiegewinn für den weißen Zwerg. Eine gute Näherung für die Kühldauer eines weißen Zwerges ist gegeben durch $\tau = 1,7 * 10^6 \left(\frac{M/M_s}{L/L_s} \right)^{5/7}$ Jahre. Ist auch diese letzte Phase abgeschlossen, so spricht man nur noch von einem schwarzen Zwerg. Der Stern ist nun endgültig am Ende seines Lebensweges.

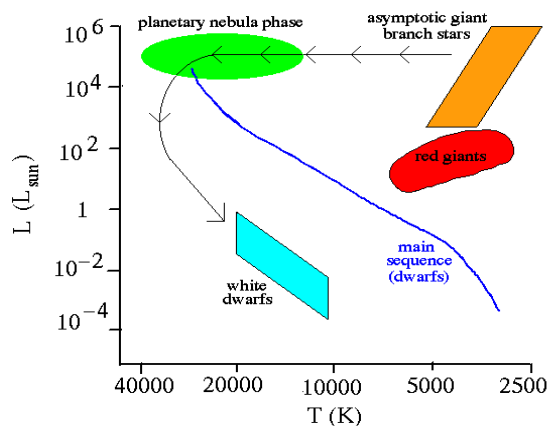


Abbildung 7: Entwicklung zum weißen Zwerg

1.5 Verschiedene Arten weißer Zwerge

Weißer Zwerge sind in ihrer Erscheinungsform und ihrer chemischen Zusammensetzung vielseitig. Weiße Zwerge kommen in allen Galaxien vor und sie sind das am häufigsten beobachtete Endstadium in der Entwicklung von Zentralgestirnen. Deshalb ist es auch gerechtfertigt, eine weitere Unterteilung vorzunehmen.

Die Klassifizierung weißer Zwerge geschieht im Wesentlichen durch Unterscheidung ihrer vorwiegenden Spektrallinien im sichtbaren Bereich und der effektiven Temperatur. Zunächst werden weiße Zwerge grundsätzlich mit einem D bezeichnet. D steht für degenerate (entartet). Der zweite Buchstabe gibt Aufschluss über seine vorwiegenden Spektrallinien und somit auf die auftretenden Elemente in seiner Atmosphäre, die darauffolgende Zahl ist ein Maß für seine effektive Temperatur. Um dies an einem Beispiel zu verdeutlichen nehmen wir einen weißen Zwerg mit der Bezeichnung DA1. Dies ist ein weißer Zwerg mit ausgeprägten Balmer-Wasserstofflinien und der Temperatur $37.500K < T_{eff} < 100.000$. Die folgende Auflistung soll einen Überblick über die einzelnen Typen weißer Zwerge liefern:

- DA: Dominanz der Balmer-Wasserstofflinien. Diese Sterne besitzen eine reine Wasserstoffatmosphäre.
- DB: Dominanz von Helium-Linien (nicht-ionisiertes Helium). Diese Sterne besitzen eine reine Heliumatmosphäre.
- DO: Dominanz von Linien des ionisierten Heliums. Kann auch Spuren von einfach ionisiertem Helium und Wasserstoff enthalten.
- DC: Keine charakteristischen Linien überwiegen. Keine Linie weicht mehr als fünf Prozent von dem Kontinuum des gesamten Spektrums ab.
- DQ: Ausgeprägte Linien von Kohlenstoff. Handelt es sich um einen heißen Stern, so findet man Absorptionslinien von atomarem Kohlenstoff, bei kälteren weißen Zwerge auch Absorptionslinien von molekularem Kohlenstoff.
- DZ: Dominante Linien von Metallen her rührend. Vor allem Absorptionslinien von Calcium. Kein Wasserstoff oder Helium in der Atmosphäre. Wurde früher auch mit DF oder DG bezeichnet.
- DX: (noch) nicht identifizierte Spektraltypen, eventuell verändert durch den Einfluss magnetischer Felder.

Sollten zusätzlich weitere Phänomene in den spektralen Linien auftreten, so werden die Bezeichnungen erweitert:

- P: Das elektromagnetische Spektrum ist polarisiert.
- H: Das Spektrum ist durch ein Magnetfeld aufgespalten worden (Zeemann-Effekt).
- V: Das Spektrum verändert sich zeitlich.
- PEC: Das Spektrum zeigt Eigenheiten und Abweichungen.
- zwei Beispiele:
 - DBAQ4 würde einen weißen Zwerg (D) beschreiben, der vor allem Helium-Absorptionslinien (B) zeigt, dann schwächere Wasserstofflinien aufweist (A), zusätzlich noch in geringen Maße ein Kohlenstoffspektrum (Q) besitzt und eine effektive Temperatur (4) von 12000K hat.
 - DXP5 bezeichnet einen weißen Zwerg (D) mit nicht identifiziertem Spektrum, welches jedoch polarisiert und durch den Zeemann-Effekt aufgespalten wurde.

Zudem können die Spektren weißer Zwerge noch einige Besonderheiten aufweisen. Einen großen Einfluss auf die Linien im Spektrum nimmt zum Beispiel der Stark-Effekt. Dieser Effekt kann quantenmechanisch beschrieben werden und erklärt, wie es bei der Anwesenheit starker elektrischer Felder zu einer Verbreiterung der spektralen Linien kommt. Viele weiße Zwerge zeigen ein solches Verhalten in ihrem Spektrum. Auch der thermische Dopplereffekt spielt hier eine große Rolle. Bei heißen weißen Zwergen bewegen sich die Gase in ihrer Atmosphäre sehr schnell in alle Richtungen und es kommt zur spektralen Aufweitung.

Eine Besonderheit unter den weißen Zwergen bilden die DA-Zwerge mit einem großen Anteil an Wasserstoff. Hier kommt es nämlich zu der Ausbildung einer Wasserstoffatmosphäre um den Kern aus schwereren Elementen. Während der Abkühlphase eines DA-Zwerges kommt es dabei zu einem charakteristischen bläulichem Leuchten. Dies macht es auf der anderen Seite wieder einfacher wenn man sich der Aufgabe stellt, neu entdeckte weiße Zwerge zu klassifizieren. Desweiteren muss man bei der Analyse von Spektren auf die relativistische Rotverschiebung achten.

Abbildung 8 zeigt das sichtbare Spektrum eines typischen DA-Zwerges mit dem Namen Eri B. Dies ist ein DA-Zwerg mit einer ausgeprägten Wasserstoffatmosphäre. Man kann hier deutlich erkennen, dass die einzelnen Linien nicht mehr diskret sind sondern eine deutliche Verbreiterung aufweisen. Außerdem treten in diesem Spektrum die Linien der Balmer-Serie sehr schön auf. Die Balmer-Serie wird beschrieben durch Übergänge des atomaren Wasserstoffs zwischen den energetischen Zuständen $n+2$ auf den Zustand 2 unter Abstrahlung elektromagnetischer Wellen gemäß der Formel $\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right)$ mit $R_{\infty} \approx 1,097 * 10^7 m^{-1}$ und $m > 2$. Diese Übergänge liegen im sichtbaren Bereich. Deutlich zu erkennen sind dabei die $H - \alpha$ bis $H - \delta$ Absorptionslinien.

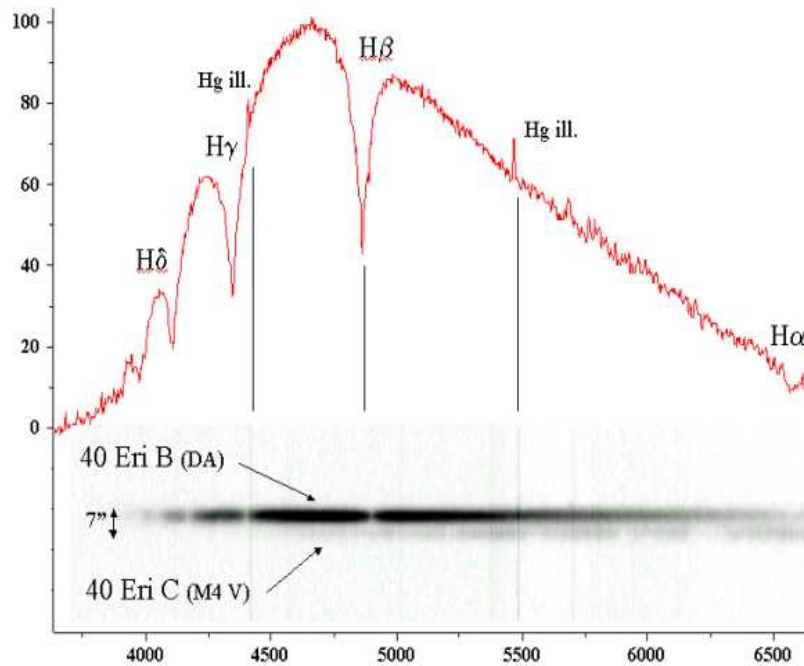


Abbildung 8: Spektrum des weißen Zwerges Eri B (Klasse DA)

Der Aufbau der weißen Zwerge ist zwiebelartig. DA-, DB- und DO-Zwerge zum Beispiel besitzen meistens einen Kern aus Kohlenstoff und Sauerstoff. Darüber bilden sich weitere dünnere Hüllen aus zum Beispiel neutralem oder ionisiertem Helium bzw. Wasserstoff. Die chemische Endzusammensetzung eines weißen Zwerges ist wiederum gegeben durch seine Startmasse, das heißt unter anderem, welche Brennphasen er in seiner Roten-Riesen-Phase durchgemacht hat. Zudem können im Kern noch Spuren von schwereren Elementen vorhanden sein.

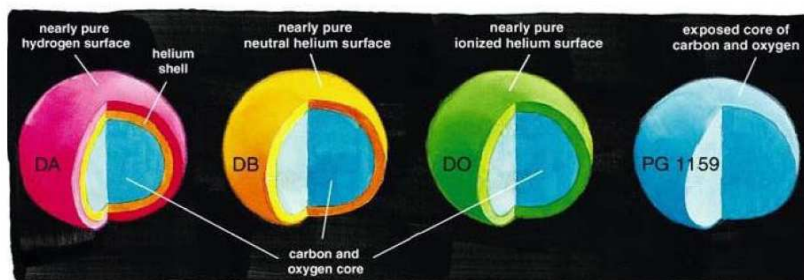


Abbildung 9: Der prinzipielle Aufbau verschiedener Zwergtypen

Zum Schluss dieses Abschnitts soll noch auf die Häufigkeit der einzelnen Klassen weißer Zwerge eingegangen werden. Es stellt sich heraus, dass ungefähr zwei Drittel der weißen Zwerge im Bereich um 0.6 Sonnenmassen liegen. Diese Betrachtung ist unabhängig von der Tatsache, dass die meisten weißen Zwerge vom Typ DA sind. Somit muss man sich nochmal genauere Gedanken über die Beziehung zwischen Anfangs- und Endmasse eines Sterns machen. Während der Roten-Riesen-Phase

kann man Sterne beobachten, die bis zu 10^{-4} Sonnenmassen pro Jahr verlieren. Aus genaueren Untersuchungen in der Roten-Riesen-Phase konnte man empirische Gesetze über Anfangs- und Endmasse eines Sterns feststellen. Drei dieser Gesetzmäßigkeiten von den Astrophysikern Weidemann, Herwig und Jeffries sind in Abbildung 10 aufgeführt.

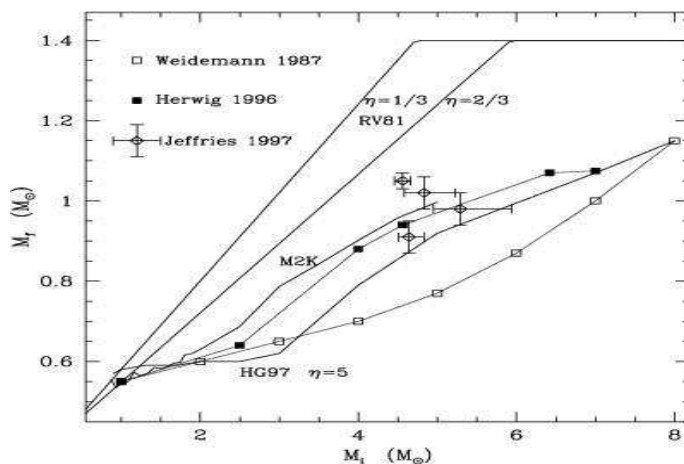


Abbildung 10: Empirisch gefundene Anfangs-Endmasse-Beziehungen

Man erkennt in Abbildung 10 sehr schön, dass die Graphen von Weidemann und Herwig sehr flach verlaufen, also eine große Änderung der Startmasse eines Sterns nur eine kleine Änderung seiner Endmasse zur Folge hat und Sterne mit einer Anfangsmasse von bis zu zwei Sonnenmassen immer noch als weiße Zwerge unter 0,6 Sonnenmassen enden. Da die meisten Sterne über eine Masse zwischen einer und drei Sonnenmassen verfügen und die Kurve in diesem Bereich sehr flach verläuft, kommt man auf diesen Peak der Endmasse weißer Zwerge im Bereich von 0,6 Sonnenmassen.

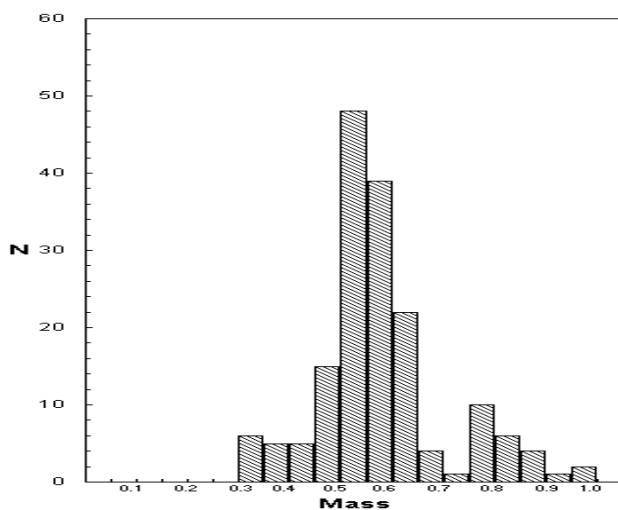


Abbildung 11: Massenverteilung von 127 beobachteten weißen Zwergen

1.6 Möglichkeiten der Entdeckung weißer Zwerge

Nachdem wir nun die verschiedenen Arten weißer Zwerge kennengelernt haben, richten wir unser Augenmerk auf die Möglichkeiten, wie man sie eigentlich entdecken kann. Grundsätzlich war dies zu Beginn der Weißen-Zwerg-Forschung ein Problem. Wie schon vorher erwähnt, besitzen weiße Zwerge im Vergleich zu Sternen auf der Hauptreihe des HRD bzw. roten Riesen eine extrem geringe Leuchtkraft und sehr kleine Radien. Das heisst, dass die Leuchtkraft der anderen Zentralgestirne am Himmel die der weißen Zwerge stark übersteigt. Erst die weitere Entwicklung des Teleskops machte es im 19. Jahrhundert, möglich, den ersten relativ sonnennahen Weißen Zwerg zu beobachten. Man muss sich bei der Suche nach weißen Zwergen mit ein paar Tricks behelfen.

Die erste Methode basiert auf dem gleichen Prinzip wie die Entdeckung von Sirius-B. Dazu beobachtet man zunächst einmal über einen längeren Zeitraum hinweg Sterne. Stellt sich nun heraus, dass einer dieser Sterne eine elliptische Bewegung um einen Schwerpunkt macht bzw. am Himmel hin- und heroszilliert, so kann man nach den Newtonschen und Keplerschen Gesetzen davon ausgehen, dass sich in unmittelbarer Nähe ein zunächst nicht sichtbares aber dennoch massereiches Objekt befinden muss, welches mit dem an sich betrachteten Zentralgestirn um den gemeinsamen Schwerpunkt kreist. Ist die Masse, die Umlaufzeit und die große Halbachse des Sterns ermittelt (wie zum Beispiel im Vortrag über Zustandsgrößen der Sterne beschrieben), so kann man Rückschlüsse darauf ziehen, wo sich das andere Objekt befinden muss. Dieses Verfahren ist natürlich nur anwendbar, wenn sich ein weißer Zwerg in einem Doppelsternsystem befindet, wie es auch bei Sirius-A und Sirius-B der Fall ist. Dieses Verfahren eignet sich nebenbei bemerkt auch bei der Entdeckung von Gasriesen in extraterrestrischen Systemen.

Eine weitere Methode basiert auf der Theorie der Schwarzkörperstrahlung. In erster grober Näherung verhalten sich weiße Zwerge wie Hohlraumstrahler. Dessen Strahlungsmaximum hat einen Wert, der proportional zu T^4 ist. Weiße Zwerge, deren Temperatur im Vergleich zu den Sternen auf der Hauptreihe größer ist, zeigen daher ein Strahlungsmaximum im Ultraviolett- bis Röntgenbereich. Mit der Erfindung von Röntgenteleskopen fällt es heute leichter, neue weiße Zwerge zu entdecken. Auch spektroskopische Messungen in einem kleinen Raumwinkel des Weltalls können zur Entdeckung neuer weißer Zwerge führen. Charakteristisch für weiße Zwerge ist die durch den Stark-Effekt verursachte Linienverbreiterung, wie schon im vorherigen Abschnitt behandelt. Stellt man nun wiederum mit Hilfe der Astrospektroskopie fest, dass man in einem leeren Bereich des Weltalls plötzlich diese typischen Linienverbreiterungen im Spektrum feststellt, so ist dies ein Indiz dafür, dass in diesem Raumwinkel ein Objekt vorhanden sein muss. Weitere Untersuchungen können anschließend einen neuen weißen Zwerg ans Tageslicht bringen.

2 Mathematisch-physikalische Betrachtungsweise weißer Zwerge

In diesem zweiten Abschnitt soll nun kurz darauf eingegangen werden, welche physikalischen Modelle hergenommen werden, um weiße Zwerge zu beschreiben. Im Wesentlichen werden nur die Ergebnisse dargestellt und auf kompliziertere Rechnungen verzichtet. Zunächst werden noch einmal die Zustandsgleichungen in Erinnerung gerufen und dann verifiziert, warum dies bei weißen Zwergen so nicht der Fall sein kann. Zum Schluss soll dann noch auf weitere Besonderheiten wie die Abkühlphase weißer Zwerge eingegangen werden.

2.1 Rückblick auf die Zustandsgleichungen

Setzt man im Labor ein Experiment mit Gasteilchen an, so sagt uns die statistische Physik, dass das Gas das Volumen gleichmäßig ausfüllt, welches ihm zur Verfügung gestellt wird. Betrachtet man jetzt Gaswolken, wie sie im Kosmos vorkommen, so greift dieses Prinzip nicht mehr, da die Gravitation die Gaswolken instabil macht und sie so kollabieren. Eine wesentliche Bedingung für ein stabiles Gasobjekt ist, dass der innere Gasdruck der Gravitation entgegenwirkt, also

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}\rho(r) \quad (1)$$

Geht man davon aus, dass die Masse nur eine Funktion des Radius ist, so ist die Gesamtmasse eines Sterns gegeben durch

$$M(r) = 4\pi \int_0^R r^2 \rho(r) dr \quad (2)$$

Diese zwei Gleichungen sind der Ausgangspunkt zur Bestimmung der Grundgleichungen eines Sterns und die einzelnen Zusammenhänge wurden in einem vorherigen Vortrag ausführlich erläutert. Dieser Ansatz ist auch unter anderem zur Bestimmung von charakteristischen Größen weißer Zwerge brauchbar.

2.2 Theorie der weißen Zwerge und Chandrasekhar-Masse

Für die Herleitung von Grundgleichungen, die die weißen Zwerge exakt beschreiben, muss man zusätzlich noch quantenmechanische und relativistische Effekte hinzuziehen. Bei Sternen der Hauptreihe und deren hohen Temperaturen im Inneren kann man die Wechselwirkung der einzelnen Teilchen gegenüber der thermischen Energie vernachlässigen, die Materie verhält sich wie ein ideales Gas. Nach der Roten-Riesen-Phase kollabiert der Stern anschließend, da sämtliche Fusionsprozesse erloschen sind und die Gravitation überwiegt. Der Gegendruck, welcher der Gravitation standhält und den Stern im Gleichgewicht hält, ist ausschließlich gegeben durch den Druck des **Fermigas** der Elektronen im Sterninneren. In diesem Fall kann die Temperatur $T = 0$ gesetzt werden, da bei hohen Dichten im Sterninneren auch Temperaturen von mehreren Millionen Kelvin keinen Einfluss mehr auf die Zustandsgleichungen haben.

Um eine exakte Beschreibung für den Radius und die Masse weißer Zwerge zu bekommen, bedient man sich der polytropen Zustandsgleichung, bei der $P = k\rho^\gamma$ ist, setzt diese in die Gleichung $\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}\rho(r)$ ein und man kommt zu der in einem früheren Vortrag bereits beschriebenen Lane-Emden-Differentialgleichung. Mit

der Annahme, dass beim entarteten Elektronengas alle niedrigsten Energieniveaus bis zum Maximalimpuls aufgefüllt sind, kann man Sternradien und -massen weißer Zwerge ermitteln. Dies geschieht in einem weiteren Vortrag über die Chandrasekhar-Grenzmasse.

Es gibt allerdings noch eine einfachere Möglichkeit, die Radien und Massen weißer Zwerge zu berechnen, auch wenn diese nicht ganz exakt ist. Sie stimmt in einem Dichtebereich $10^4 \frac{kg}{m^3} < \rho < 10^{13} \frac{kg}{m^3}$ gut mit exakteren Rechnungen überein und soll hier kurz vorgestellt werden.

Man geht zunächst davon aus, dass der hohe Druck des Elektronengases darauf zurückzuführen ist, dass Elektronen dem Pauliprinzip genügen und nur zwei Elektronen aufgrund ihres halbzahligen Spins den gleichen Quantenzustand besetzen können. Setzt man d gleich dem mittleren Abstand der Elektronen und geht davon aus, dass sich die Elektronen nur in einem kleinen Volumenelement d^3 bewegen, so kommt es aufgrund der Unschärferelation zu einem maximalen Impuls

$$p_F d \approx \hbar \quad (3)$$

der Elektronen. Daraus lässt sich die mittlere kinetische Energie der Elektronen berechnen:

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{md^2} \quad (4)$$

Diese mittlere Energie wird mit Fermienergie bezeichnet. Sie ist indirekt proportional zu d^2 . Da aufgrund der hohen Gravitationskraft den Elektronen sehr wenig mittlere Weglänge zugesprochen wird, kann man davon ausgehen, dass diese Energie sehr viel größer ist als die thermische Energie der Elektronen, also $E_F \gg k_B T$. In diesem Fall spricht man vom entarteten Elektronengas und die Temperatur wird gleich Null gesetzt.

Setzt man in die ideale Gasgleichung $pV = RT$ ein, dass das Molvolumen V durch die Dichte beschrieben werden kann $V = \frac{L\mu}{\rho}$ (L : Loschmidtsche Zahl; μ : Masse eines Gasmoleküls, benutzt zusätzlich, dass $k_B = \frac{R}{L}$ ist und multipliziert beide Seiten mit c^2 , so kommt man zunächst auf eine allgemeine Zustandsgleichung der Form

$$f(\rho, T) = \frac{p}{\rho c^2} = \frac{k_B T}{\mu c^2} \quad (5)$$

Für den entarteten Fall benutzt man nun diese Gleichung und f wird zu

$$f = \frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{E_F}{\mu c^2} = \frac{\hbar^2}{m\mu d^2 c^2} \quad (6)$$

Da die mittlere Fermienergie E_F indirekt proportional zur Masse m ist, tragen vor allem leichte Teilchen zur Fermienergie bei. Bei hohen Sterndichten kann der Druck des Ionengases oder Protonengases im Stern gegenüber dem des Elektronengases vernachlässigt werden. Für die Ruhemassendichte wird allerdings der Druck der Ionen verantwortlich sein. Sei m die Masse der Elektronen und μ die Masse der Ionen, so kann die mittlere Dichte im Stern annähernd mit

$$\rho = \frac{m + \mu}{d^3} = \frac{\mu}{d^3} \quad (7)$$

Diese Gleichung aufgelöst nach d und eingesetzt in die Zustandsgleichung f ergibt

$$\frac{p}{\rho c^2} = \frac{\hbar^2 \rho^{\frac{2}{3}}}{m \mu^{\frac{5}{3}} c^2} = \frac{m}{\mu} \left(\frac{\rho}{\rho_C} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (8)$$

, wobei $\rho_C = \frac{\mu}{(\hbar/mc)^3} := \frac{\mu}{\lambda_e^3}$ ist. Diese Gleichung berücksichtigt allerdings nicht relativistische Effekte, die bei $\rho = \rho_C$ auftreten. Bei Vernachlässigung der Ruhemasse der Elektronen wird $E_F \approx p_F c$. Beginnt man die Rechnung mit diesem Ausgangspunkt, so erhält man als zentrales Ergebnis für die Zustandsgleichung:

$$f(\rho) = \frac{p}{\rho c^2} = \frac{m}{\mu} \left(\frac{\rho}{\rho_C} \right)^{\frac{n}{3}} \quad (9)$$

wobei $n = 1$ für $\rho > \rho_C$ und $n = 2$ für $\rho < \rho_C$ ist.

Nun wendet man sich der Gravitation zu. Angenommen, die Masse auf dem Stern ist homogen verteilt und die Dichte ist an jedem Punkt des Sterns gleich, also $M \approx \rho R^3$ (ohne Vorfaktor $\frac{4\pi}{3}$), dann kann eine weitere Gleichung (ohne Herleitung) gefunden werden:

$$f(\rho) \approx \frac{GM}{Rc^2} = \frac{GM^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{1}{3}}}{c^2} \quad (10)$$

wobei G die Gravitationskonstante darstellt. Auflösen nach M ergibt:

$$M(\rho) = \frac{f(\rho)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\rho}} \cdot \frac{c^3}{G^{\frac{3}{2}}} \quad (11)$$

Setzt man nun für $f(\rho)$ die obige obige Beziehung ein, so erhält man als Ergebnis die Masse eines Sterns mit entartetem Elektronengas in Abhängigkeit seiner mittleren Dichte:

$$M(\rho) = \begin{cases} \left(\frac{mc^2}{G\mu} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\sqrt{\rho}}{\rho_C}; & \rho < \rho_C \\ \left(\frac{mc^2}{G\mu} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho_C}}; & \rho > \rho_C \end{cases} \quad (12)$$

Aus dieser Gleichung folgt also, dass es für weiße Zwerge eine obere Grenzmasse gibt, auch besser bekannt unter Chandrasekhar-Grenze. Man findet sie, indem man in den zweiten Teil der obigen Gleichung wiederum

$$\rho_C = \frac{\mu}{(\hbar/mc)^3}$$

resubstituiert, und erhält nach kurzer Rechnung die obere Grenzmasse kompakter Objekte mit

$$M_C = \left(\frac{\hbar c}{G\mu^2} \right)^{\frac{3}{2}} \mu \quad (13)$$

Zum Schluss dieser Rechnung muss noch einmal betont werden, dass diese Rechnung keinesfalls präzise ist und viele Näherungen wie die Annahme einer konstanten Dichte eingebracht wurden. Eine exakte Darstellung der Chandrasekhar-Masse wird in einem anderen Vortrag vorgestellt werden. Dennoch stimmt dieses Ergebnis relativ gut mit den präzisen Rechnungen überein und beinhaltet einen weiteren physikalisch interessanten Aspekt, der im nächsten Abschnitt vorgestellt werden soll.

2.3 Die Feinstrukturkonstante der Gravitation

Auch wenn die Gefahr besteht, jetzt kurz vom Thema der weißen Zwerge abzuschweifen, sollte man sich trotzdem kurz dem Term $\left(\frac{\hbar c}{G\mu^2}\right)^{\frac{3}{2}}$ zuwenden. Dieser Ausdruck ist eine dimensionslose Konstante. Man definiert nun $\alpha_G = \frac{G\mu^2}{\hbar c}$ als die Feinstrukturkonstante der Gravitation. Nimmt man für μ die Masse eines Protons, so erhält man $\alpha_G \approx 6 \cdot 10^{-39}$. Diese dimensionslose Größe charakterisiert die Stärke der Gravitationswechselwirkung ähnlich wie die Sommerfeldschen Feinstrukturkonstante für die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung $\alpha_S = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$. Für die Chandrasekhar-Grenzmasse, wie sie im oberen Kapitel vereinfacht hergeleitet wurde, bedeutet das (bei Annahme es handle sich im Stern um Protonen) eine kritische Masse von ungefähr 1,5 Sonnenmassen, der exakte Wert bei fein säuberlicher quantenmechanischer Rechnung liegt bei 1,44 Sonnenmassen.

2.4 Weitere Betrachtungen zum Radius weißer Zwerge

Zur Bestimmung der Radien weißer Zwerge nimmt man vereinfacht an, dass die Masse homogen verteilt sein soll und die Dichte konstant bleibt. Unter Vernachlässigung des Faktors $\frac{4\pi}{3}$ gilt also:

$$R \approx \left(\frac{M}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{M_C}{\rho_C}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{M}{M_C}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_C}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (14)$$

Benutzt man die Gleichungen 12 und 13, so wird nach geschicktem Einsetzen und Umformen eine Beziehung zwischen Masse und Dichte gefunden:

$$M = M_C \left(\frac{\rho}{\rho_C}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

Dies setzt man wiederum in die obige Gleichung 14 ein und man erhält den Radius weißer Zwerge:

$$R = \left(\frac{M_C}{\rho_C}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho}{\rho_C}\right)^{\frac{1}{3}} = R_C \left(\frac{\rho}{\rho_C}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (16)$$

$R_C = \left(\frac{M_C}{\rho_C}\right)^{\frac{1}{3}}$ ist somit der Radius der schwerstmöglichen weißen Zwerge. Mit der oben hergeleiteten Chandrasekhar-Grenzmasse $M_C = \alpha_G^{-\frac{3}{2}}$ und der im Abschnitt 2.2 genannten Definition von $\rho_C = \frac{\mu}{\lambda_e^3}$ erhält man durch Einsetzen in R_C :

$$R_C \approx \lambda_e \alpha_G^{-\frac{1}{2}} \approx 10^7 m = 10^4 km \quad (17)$$

Damit ist gezeigt, dass sich die Radien weißer Zwerge im Bereich $10^4 km$ bewegen, also im Endeffekt etwas größere Ausmaße wie mancher Gasriese haben. Ein weißer Zwerg ist von seinem typischen Radius nicht weit von großen Gasriesen in anderen stellaren Systemen entfernt. Zum Vergleich dazu hat Jupiter den Radius $0,7 \cdot 10^4 km$, ist also noch um ca. einen Faktor 10 von der Größe eines weißen Zwerges entfernt. Abbildung 12 zeigt noch einmal die Beziehung zwischen der Masse und dem Radius weißer Zwerge. Ab der Grenzmasse von 1,44 Sonnenmassen kollabiert der weiße Zwerg. Welche Effekte da genau passieren wird in einem späteren Vortrag über Neutronensterne noch erläutert.

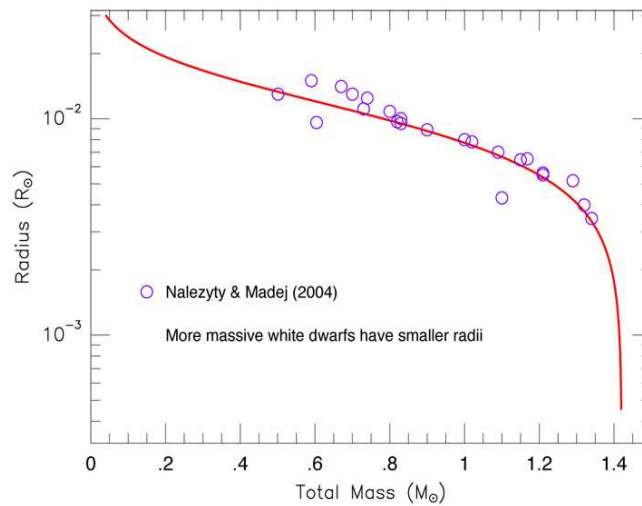


Abbildung 12: Masse-Radius-Beziehung und einige beobachtete weiße Zwerge

2.5 Weiße Zwerge in der Abkühlphase

Die exakte Berechnung der Temperatur weißer Zwerge in Abhängigkeit der Zeit ist mathematisch aufwendig und würde den zeitlichen Rahmen des Vortrages stark erweitern. Darum sollen hier nur einige Ergebnisse präsentiert werden.

Die gesamte Abkühldauer eines weißen Zwerges bezogen auf Leuchtkraft und Masse der Sonne kann näherungsweise gefunden werden durch $\tau = 1,7 \cdot 10^6 \left(\frac{M/M_s}{L/L_s} \right)^{5/7}$ Jahre.

Dabei beziehen sich M und L auf den Stern selbst und nicht auf den aus ihm werdenden weißen Zwerg. Wenn die Sonne also als weißer Zwerg endet, bleibt uns ihr Restleuchten noch $1,7 \cdot 10^6$ Jahre erhalten (auch wenn ironischerweise die Erde aufgrund der Roten-Riesen-Phase der Sonne bereits nicht mehr existieren wird). Die Abkühlzeit kann also bei schwereren Sternen mit größerer Leuchtkraft als die der Sonne bis hin zu 10 Milliarden Jahren betragen. Das Alter des Universums selbst beträgt 14 Milliarden Jahre und die Brennphasen derjenigen Sterne, die zu einem weißen Zwerg werden, liegen auch in dem Bereich von $10^9 a$. Das heißt im Endeffekt, dass bisher noch sehr wenige „tote“ schwarze Zwerge im Universum existieren.

Zusätzlich tritt noch ein weiterer Effekt in der späten Abkühlphase eines weißen Zwerges auf. Bei sinkender Temperatur kann es zu Kristallisationsprozessen und Ausbildung von Gitterstrukturen im weißen Zwerg kommen. Die daraus resultierende freiwerdende Schmelz- bzw. Kondensationswärme erhitzt den weißen Zwerg noch einmal um einen geringen Wert, so dass seine Abkühlzeit und somit Lebensdauer noch einmal verlängert wird.

3 Beispiele am Himmel

3.1 Das Doppelsternsystem Sirius

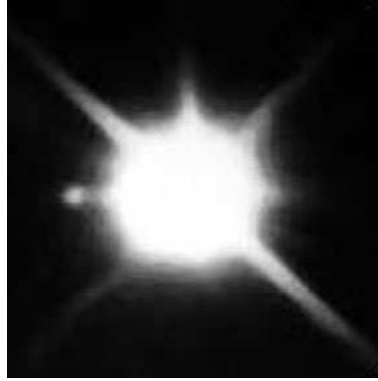


Abbildung 13: Hochaufgelöstes Teleskopbild vom System Sirius

Das Doppelsternsystem Sirius im Sternbild des großen Hundes gehört zu einem der besterforschten Sonnensysteme. Der Hauptstern Sirius-A zeichnet sich durch seine enorme Helligkeit am Himmel aus. Aus diesem Grund unterzog man ihn im 19. Jahrhundert näheren Untersuchungen und stellte fest, dass er eine Hin- und Herbewegung durchführte. Binnen 20 Jahren wurde auch dieses Rätsel gelöst, Sirius-A besitzt einen Begleitstern, nämlich den kleineren, schwächer leuchtenden weißen Zwerg Sirius-B. Die Periodendauer eines Umlaufes beträgt ca. 50 Jahre. Kennt man die Masse von Sirius-A, so kann man die Masse seines Begleiters ermitteln. Diese Entdeckung war grandios, denn zum einen hatte man ein Doppelssternsystem gefunden und zum anderen gleichzeitig den ersten weißen Zwerg entdeckt.

Was die Entdeckung eigentlich so schwierig machte war, dass die Leuchtkraft des Hauptsterns im Vergleich zu seinem Weißen-Zwerg-Begleiter so enorm ist. Das Spektrum von Sirius-A deckt den ganzen sichtbaren Bereich ab und hat einen Peak im gelb-grünen Bereich. Gemäß dem Planckschen Strahlungsgesetz (angenommen, ein Stern verhält sich wie ein Hohlraumstrahler) nimmt das Maximum der Energiedichte mit einem Faktor T^4 zu. Da Sirius B eine Oberflächentemperatur von ca. 5400K besitzt, strahlt er seine thermische Restenergie im Röntgenbereich ab. Erst mit der Erfindung von Röntgenteleskopen konnten schließlich genauere Aufnahmen des Doppelsystems gemacht werden (vgl. dazu Abb.2).

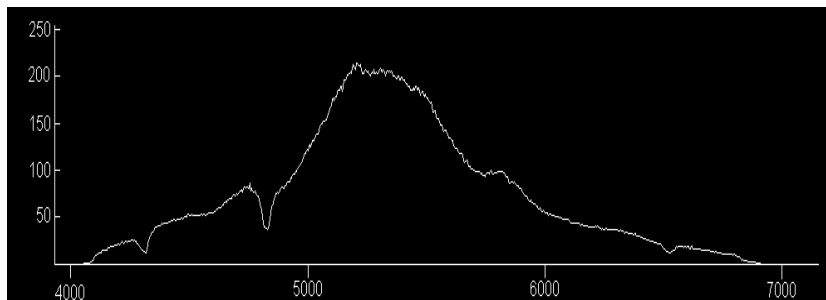


Abbildung 14: Das relative Spektrum von Sirius-A zwischen 400 und 700 nm

Man kann sich jetzt noch fragen, wie sich das System weiter entwickelt. Dazu betrachtet man die Masse von Sirius-A, welche bei ca. 2,3 Sonnenmassen liegt. Das heißt aber, dass Sirius-A am Ende seiner Fusionsphase zum roten Riesen wird und Teile seines Sternenmaterials in das All hinausschleudert. Dieses Material, welches hauptsächlich aus geladenen Ionen besteht, kann von Sirius B eingefangen werden. Theoretisch wäre es sogar möglich, dass Sirius-B anschließend die Chandrasekhar-Grenzmasse überschreiten wird und kollabieren würde. Dieses Schauspiel liegt allerdings noch in weiter Ferne.

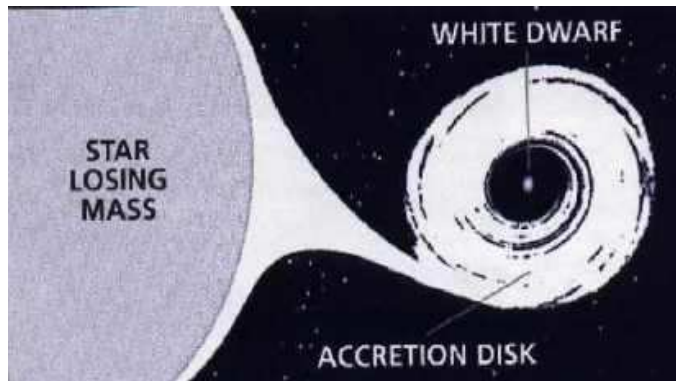


Abbildung 15: Das Ende von Sirius? Möglich wäre, dass Sirius A in seiner Roten-Riesen-Phase Masse verliert, die dann von Sirius-B aufgefangen wird

3.2 Objekt G117-B15A - die genaueste Uhr des Universums

Zum Schluss betrachten wir noch den weißen Zwerg mit dem Namen G117-B15A. Dieser Zwergstern befindet sich im Sternbild des kleinen Löwen. Wissenschaftler der Universität von Texas betrachten dieses kleine Objekt schon seit 1974 am McDonald-Observatorium. G117 besitzt die interessante Eigenschaft, in regelmäßigen Abständen Lichtpulse auszusenden. Diese Pulse wiederholen sich periodisch alle 215 Sekunden.

Diese Eigenschaft an sich ist eigentlich nichts besonderes, die Regelmäßigkeit der Wiederholungen jedoch schon. Da G117 jetzt schon mehr als 30 Jahren im Visier der Forscher steht und die Zeit eine relativ genau messbare Größe darstellt, errechneten die Wissenschaftler der Universität Texas folgendes. Erst in neun Millionen Jahren wird die Pulsfrequenz von G117 um eine Sekunde abweichen. Die modernsten Atomuhren der Erde basieren auf dem Prinzip von Strahlungsübergängen von Atomen in der Hyperfeinstruktur. Die genauesten Atomuhren weichen bereits in 300.000 Jahren um eine Sekunde ab, das heißt G117 ist um einen Faktor 30 präziser! Diese Pulsation könnte auch als Ausgangspunkt für die Entdeckung weiterer Planeten um G117 sein. Prinzipiell würde ein Planet und der weiße Zwerg um einen gemeinsamen Schwerpunkt kreisen, das heißt, die Entfernung zwischen G117 und der Erde würde periodisch variieren und die Lichtpulse müssten, aufgrund des relativistischen Dopplereffekts in unterschiedlichen Abständen auf der Erde detektiert werden können. Die genauesten Messungen ergaben aber bisher, dass in diesem ausgebrannten Sternensystem kein Planet mit der Masse größer als der des Jupiters existiert.



Abbildung 16: Das McDonald-Observatorium der Universität von Texas: Hier untersucht man seit mehreren Jahrzehnten den weißen Zwerg G117-B15A

Abbildungs- und Literaturverzeichnis

Abbildungen:

- Abb.1: http://www.wdr.de/themen/forschung/astronomie/blick_ins_all/sternenhimmel/galerien/_mo/fotos_dezember_05.jhtml?bseite=6
- Abb.2: http://chandra.harvard.edu/photo/2000/0065/SiriusAB_scale.jpg
- Abb.3: <http://de.wikipedia.org/wiki/Bild:Sternentwicklung.png>
- Abb.4: <http://www.der-kosmos.de/pics/groessenvergleich.jpg>
- Abb.5: http://www.hyaden.de/images/white-dwarf_s.jpg
- Abb.6: www2.dgb.ch
- Abb.7: www.hs.uni-hamburg.de
- Abb.8: <http://www.astrogeo.va.it/astronom/spettri/nane-bi/40eri.gif>
- Abb.9: http://astro.uni-tuebingen.de/wilms/teach/lavilla06/04_gueth.pdf
- Abb.10: www.aanda.org/.../2006/08/aa1198-04/img622.gif
- Abb.11: www.amherst.edu/rloldershaw/SMF_files/fig2.gif
- Abb.12: http://www.williams.edu/Astronomy/Course-Pages/111/Images/mass_radius_web.jpg
- Abb.13: <http://www.epsilon-lyrae.de/Spektroskopie/Sternspektren/sirius.gif>
- Abb.14: <http://www.joergresag.privat.t-online.de/mybk4htm/sirius.jpg>
- Abb.15: <http://www.universetoday.com/am/uploads/2004-0709telescope-lg.jpg>
- Ann.16: www.astro.indiana.edu

nützliche Literatur:

- http://astro.uni-tuebingen.de/wilms/teach/lavilla06/04_gueth.pdf
- <http://www.as.utexas.edu/astronomy/education/spring01/lambert/classnotes15.html>
- <http://www-nw.uni-regensburg.de/.gew24501.wegscheider.physik.uni-regensburg.de/skripten/index.htm>
- R. und H. Sexl: Weiße Zwerge - schwarze Löcher; Verlag Vieweg Braunschweig 1975
- Nrh.-Wf. Akademie der Wissenschaften: Vorträge Naturwissenschaften 399-404, Westdeutscher Verlag GmbH Opladen 1993
- Paper der Landessternwarte Königsstuhl Heidelberg, Max Camenzind: Compact Objects in Astrophysics - White Dwarfs in Observation and Structure, 23. November 2004
- <http://www.wissenschaft.de/wissenschaft/news/259733.html>
- Jedes weitere Buch, das eine Einführung in die Kosmologie bzw. Astrophysik gibt, um sich einen allgemeinen Überblick über die Prozesse im Weltall zu verschaffen. Zudem findet man in vielen Büchern über theoretische Astrophysik eine exakte mathematisch-physikalische Beschreibung über entartete Gase und weitere Rechnungen, die in diesem Vortrag angesprochen, jedoch aus Zeitgründen nicht ausgeführt worden sind.