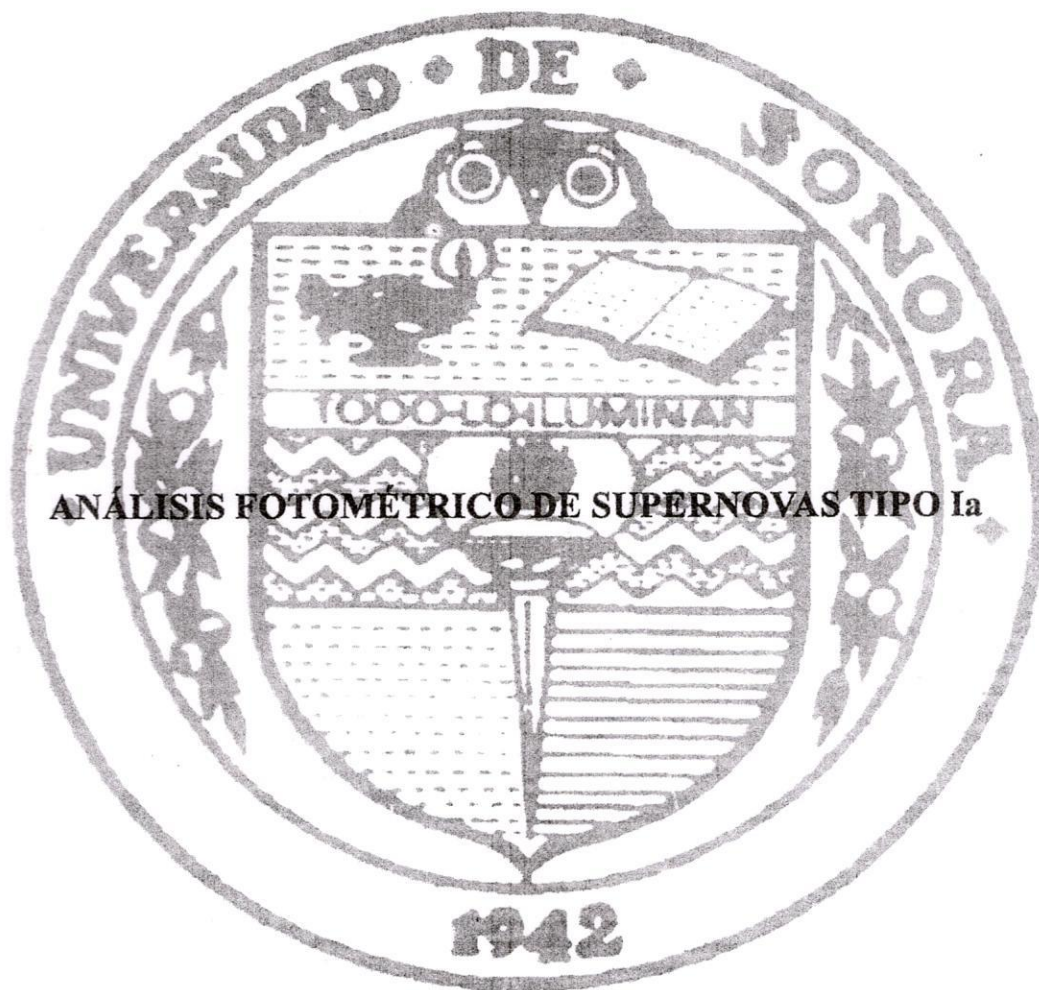


QB843.S95
.P47



15711371

**UNIVERSIDAD DE SONORA
UNIDAD REGIONAL CENTRO
DEPARTAMENTO DE FISICA**



ANÁLISIS FOTOMÉTRICO DE SUPERNOVAS TIPO Ia

**TESIS PARA OBTENER EL TITULO DE LICENCIADO EN FISICA
PRESENTA:**

RAMÓN MARCOS PERALTA VELARDE

**UNIVERSIDAD DE SONORA
UNIDAD REGIONAL CENTRO
DEPARTAMENTO DE FISICA**

ANÁLISIS FOTOMÉTRICO DE SUPERNOVAS TIPO I

**TESIS PARA OBTENER EL TITULO DE LICENCIADO EN FISICA
PRESENTA:**

RAMÓN MARCOS PERALTA VELARDE

Análisis fotométrico de Supernovas tipo Ia

Ramón Marcos Peralta Velarde

6 de enero de 2009

Agradecimientos

Quiero agradecer a mis Padres en primera por darme el apoyo necesario durante la realización de esta Tesis, a mis sinodales por su disposición y ayuda incondicional, a mi director Julio Saucedo por dirigir tan importante trabajo en mi desarrollo académico, a mi novia por estar conmigo y darme aliento a seguir cuando más lo necesitaba y por último a Gustavo Pohls por su incondicional disposición y ayuda en la observación de los datos.

Gracias ...

Índice general

1. Introducción	7
1.1. Supernovas y SNIa s.	8
1.2. Supernovas distintas al tipo Ia.	9
1.3. Fotometría.	9
1.4. Brillo y Luminosidad.	10
2. Marco Teórico	13
2.1. Evolución.	13
2.2. Condición central en las Enanas Blancas.	14
2.3. Energía de Fermi.	14
2.4. Presión de degeneración de electrones.	16
2.5. El Límite de Chandrasekhar.	18
2.5.1. Relación Masa-Volumen.	18
2.5.2. Inestabilidad Dinámica.	19
2.5.3. Estimando el límite de Chandrasekhar.	19
3. Reducción y Análisis de Datos	21
3.1. Extracción del nivel Zero (Bias).	22
3.2. Aplicación del Flat Field (campos planos).	25
3.3. Fotometría.	28
3.4. Curvas de Luz.	32
3.5. Masa de Aire.	34
3.6. Resumen de Observaciones.	34
3.6.1. Temporada de Abril 2007 (OAN).	34
3.6.2. Temporada Junio 2008 (OAN).	35
3.6.3. Temporada Octubre 2007 (David Levy).	36
4. Calibración Fotométrica	38
4.1. Estándar PG1047.	40
4.2. Estándar PG1633.	42
4.3. Estándar SA112.	43
4.4. Estándar SA113.	56

5. Resultados y Conclusiones	58
5.1. Supernova SN2007af en NGC5584.	58
5.2. Supernova SN2008db en NGC50.	62
5.3. Supernova SN2007le en NGC 7721.	64
5.4. Conclusiones.	67

Índice de cuadros

3.1. epar zerocombine	23
3.2. epar ccdproc	24
3.3. epar flatcombine	26
3.4. epar imcombine	27
3.5. epar phot	29
3.6. photpars	29
3.7. epar phot	31
3.8. photpars	32
3.9. Resumen de observación:SN2007af	35
3.10. Resumen de observación:SN2008db	36
4.1. Estandar	39
4.2. Estandar PG1047	41
4.3. Estandar PG1633	43
4.4. Estandar SA112	44
4.5. Estandar SA112	46
4.6. Estandar SA112	48
4.7. Estandar SA112	50
4.8. Estandar SA112	52
4.9. Estándar SA112	54
4.10. Estandar SA113	57
5.1. Sn2007af	60
5.2. Sn2008db	63
5.3. Sn2007le	65

Índice de figuras

4.1. Estandar PG1047: En esta figura podemos ver a la derecha el campo de Landolt y al lado izquierdo vemos el campo que fue observado por mí, mostrando con círculos las estrellas que se tomaron de referencia.	39
4.2. Estandar PG1633: Similar a figura 4.1.	40
4.3. Estandar SA112: Similar a figura 4.1.	40
4.4. Estandar SA113: Similar a figura 4.1.	40
4.5. PG1047: Variaciones de las magnitudes VBR observadas la noche de 17/oct./2007 en la estándar PG1047A, PG1047B y PG1047C. El eje horizontal nos señala el índice de observación de acuerdo al orden en que fue capturada la imagen. La línea punteada muestra la media de las observaciones y la sesgada, la magnitud aparente reportada en Landolt en (1992), para cada uno de los filtros. Nótese que para PG1047B existe una inconsistencia en los filtros VBR con el valor de la magnitud reportado en Landolt (1992).	42
4.6. SA112: Variaciones de las magnitudes VBR observadas la noche de 22/Jun./2008 en las estándar SA112 250 y SA112 275. El eje horizontal nos señala el índice de observación de acuerdo al orden en que fue capturada la imagen. La línea punteada muestra la media de las observaciones y la sesgada, la magnitud aparente reportada en Landolt en (1992), para cada uno de los filtros.	45
4.7. SA112: Variaciones de las magnitudes VBR observadas la noche de 23/Jun./2008 en las estándar SA112 250 y SA112 275. El eje horizontal nos señala el índice de observación de acuerdo al orden en que fue capturada la imagen. La línea punteada muestra la media de las observaciones y la sesgada, la magnitud aparente reportada en Landolt en (1992), para cada uno de los filtros.	47
4.8. SA112: Variaciones de las magnitudes VBR observadas la noche de 27/Jun./2008 en las estándar SA112 250 y SA112 275. El eje horizontal nos señala el índice de observación de acuerdo al orden en que fue capturada la imagen. La línea punteada muestra la media de las observaciones y la sesgada, la magnitud aparente reportada en Landolt en (1992), para cada uno de los filtros.	49

4.9.	SA112: Variaciones de las magnitudes VBR observadas la noche de 28/Jun./2008 en las estándar SA112 250 y SA112 275. El eje horizontal nos señala el índice de observación de acuerdo al orden en que fue capturada la imagen. La línea punteada muestra la media de las observaciones y la sesgada, la magnitud aparente reportada en Landolt en (1992), para cada uno de los filtros.	51
4.10.	SA112: Variaciones de las magnitudes VBR observadas la noche de 29/Jun./2008 en las estándar SA112 250 y SA112 275. El eje horizontal nos señala el índice de observación de acuerdo al orden en que fue capturada la imagen. La línea punteada muestra la media de las observaciones y la sesgada, la magnitud aparente reportada en Landolt en (1992), para cada uno de los filtros.	53
4.11.	SA112: Variaciones de las magnitudes VBR observadas la noche de 30/Jun./2008 en las estándar SA112 250 y SA112 275. El eje horizontal nos señala el índice de observación de acuerdo al orden en que fue capturada la imagen. La línea punteada muestra la media de las observaciones y la sesgada, la magnitud aparente reportada en Landolt en (1992), para cada uno de los filtros.	55
4.12.	SA112: Promedio de la magnitud para diferentes noches en las estándares SA112 250 y SA112 275 en los filtros VBR. El eje horizontal muestra el índice por noche. La línea punteada muestra la media de los promedios en la magnitud aparente y la línea sesgada la magnitud aparente en Landolt (1992) para cada uno de los filtros. Todas estas observaciones fueron realizadas el mes de Junio del 2008.	56
5.1.	NGC5584: En la figura podemos ver a la izquierda el campo de la galaxia antes de la explosión de la supernova SN2007af y a la derecha la misma galaxia con la supernova marcada con un círculo, la observación de esta fue hecha en el telescopio 84cm en SPM.	59
5.2.	SN2007af: El lado izquierdo muestra la variación en magnitud aparente para SN2007af en el filtro V. Los puntos al interior del círculo son mis observaciones; el resto de los mismos fueron tomados de una página Web (astrosurf.com) donde participan varios observadores. El lado derecho muestra curvas de luz más completas observadas por J. D. Simon et al (2007) para esta misma supernova en los filtros IRVB.	61
5.3.	NGC50: Similar a figura 5.1 pero para NGC50 y SN2008db.	62
5.4.	SN2008db: En la figura se muestra la variación de la magnitud aparente en los filtros VBR; esta es una curva de luz parcial de esta supernova.	64
5.5.	NGC7721: Similar a la figura 5.1 pero para NGC7721 y SN2007le.	65
5.6.	SN2007le: Similar a la figura 5.4 pero par SN2007le.	66

Capítulo 1

Introducción

Las curvas de luz de supernovas son muy importantes ya que nos permiten medir distancias en el universo, lo cual a su vez nos ayuda a darnos una idea de cómo es que el universo está acelerando su expansión.

A fines de 1998 dos grupos de investigación estudiando de manera independiente (Riess et al 1998, Perlmutter et al 1998) supernovas lejanas tipo Ia, llegaron casi simultáneamente a una misma conclusión: que el universo no solamente se expande, sino que lo hace cada vez más rápidamente, es decir, que lo hace acelerando su velocidad de expansión. Este notable descubrimiento cosmológico es una de las motivaciones principales que nos han llevado a intentar aprender más acerca del interesante fenómeno de la explosión de estrellas conocidas como supernovas tipo Ia (SN Ia).

En esta tesis presento un estudio fotométrico de SN Ia cercanas, debido a que por un lado, estudios de este tipo demostraron (Phillips 1993, Hamuy et al 1996 y Riess et al 1995) que la luminosidad intrínseca de éstas puede determinarse de manera precisa, dando pauta para la aplicación de esta técnica en la determinación de distancias a SN Ia lejanas. Por otro lado, el estudio de las cercanas, no requiere del uso de telescopios excesivamente grandes, por lo que es posible obtener datos útiles con instrumentos de bajo costo, por ejemplo, con telescopios con diámetros inferiores a un metro. El estudio de SN Ia cercanas son de suma importancia ya que estas nos permiten calibrar para el estudio de SN Ia lejanas.

1.1. Supernovas y SNIa s.

Las supernovas son gigantescas explosiones en que estallan ciertos tipos de estrellas que por lo general se observan en galaxias distantes, que aparentan ser estrellas nuevas sumamente brillantes. De hecho tanto el nombre de nova como el de supernova tienen su origen en la creencia en que estos fenómenos se debían a la aparición de una estrella nueva en el cielo. Ahora sabemos que el incremento en el brillo se debe en el caso de las novas, a explosiones termonucleares que ocurren con cierta regularidad, al caer material a una enana blanca, mientras que en el caso de las supernovas se trata de una gran explosión donde se da a lugar la muerte de la estrella. Por las características que presentan en sus espectros se ha establecido un sistema para la clasificación de supernovas. Aquellas que presentan líneas de hidrógeno en su espectro se les clasifican como tipo II, y a las que no lo muestran se consideran de tipo I. éstas últimas a su vez se subdividen en Ia, Ib y Ic.

Las supernovas tipo Ia (SN's Ia) ocurren en sistemas binarios de estrellas, donde por lo general una enana blanca arrebatada masa, en un jaloneo gravitacional, de las capas externas de la atmósfera de una gigante roja, volviéndose cada vez más masiva, con explosiones termonucleares esporádicas en la superficie de la enana blanca. Estos procesos continúan ocurriendo hasta que la enana blanca alcanza la masa límite de Chandrasekhar, más allá de la cual la degeneración de electrones es incapaz de sostener el peso de la enana blanca, sobreviniendo en ese momento la completa destrucción de la estrella. La masa límite derivada por Chandrasekhar alrededor de 1930 fue de $1.2 M_{\odot}$, cálculos recientes muestran que es de aproximadamente $1.44 M_{\odot}$.

En nuestro caso enfocaremos la atención al estudio de las supernovas tipo Ia, por ser las que más confiablemente se utilizan como candelas estándar para la medición de distancias tanto a galaxias cercanas como a distancias cosmológicas. Esto se debe a que las explosiones de estas supernovas corresponden a un mismo principio físico: la destrucción total de una enana blanca con una masa muy similar a la masa límite de Chandrasekhar. Es por esta razón que alcanzan el mismo brillo, es decir, aproximadamente la misma magnitud absoluta, y pueden usarse como lámparas patrón.

Uno de los principales objetivos de este trabajo será la determinación de curvas de luz (variación del brillo con el tiempo) de 3 SNIa s.

Pero aquí no presento curvas completas, debido a que aún no cuenta la Universidad de Sonora con la infraestructura necesaria para hacer dicho estudio. Lo que he hecho es tomar datos con los telescopios de 84cm y de 1.5m del Observatorio Astronómico Nacional, así como, en condiciones de observación muy distintas, con un telescopio de 14" de diámetro en el observatorio astronómico particular "David Levy", que se localiza en pleno centro de Hermosillo, Sonora. Se pretende que el presente trabajo pueda servir como guía para un observatorio con un telescopio de 0.5 m de diámetro que habrá de ubicarse en un lugar adecuado para este tipo de investigaciones.

1.2. Supernovas distintas al tipo Ia.

Las supernovas tipo II, así como las I distintas a la SN Ia, corresponden a estrellas que explotan al final de su vida. En etapas primitivas de la evolución de una estrella, la energía que se crea en su centro proviene del quemado de hidrogeno para convertirlo en helio. Después de que el hidrógeno se agota, la estrella se contrae hasta alcanzar temperaturas muy altas, dando paso a que ocurra la fusión nuclear para generar elementos cada vez más y más pesados. Eventualmente, en estrellas suficientemente pesadas, se crea hierro en el núcleo y la estrella se vuelve inestable, debido a que el Fe requiere (en lugar de recibir) energía del medio para poder fusionarse. La estrella ya no podrá sostenerse y colapsará gravitacionalmente, arrojando las capas superiores en la súper explosión cósmica que conocemos como supernova. Lo interesante de estas supernovas es que a diferencia de las del tipo Ia, éstas dejan algún tipo de remanente, ya sea un agujero negro, una estrella de neutrones o un pulsar.

1.3. Fotometría.

Fotometría es la medición del brillo (magnitud) de un objeto celeste, es decir, mide cuantos fotones estan llegando. La técnica que utilizaremos para obtener información sobre las supernovas es la de fotometría con imagen directa, que consiste en medir el brillo (magnitud) de las estrellas con diferentes filtros. Los orígenes de esta técnica se remontan a primeros años del siglo XX gracias al descubrimiento del efecto fotoeléctrico y al desarrollo de materiales sensibles a la luz.

La fotometría fue ganando precisión conforme aparecían materiales más sensibles, hasta el día de hoy en que las mediciones se hacen en algunos casos con fotomultiplicadores, pero más comúnmente

con detectores electrónicos conocidos como CCDs (Charge Coupled Devices), que son dispositivos semiconductores bidimensionales de fotodiodos. Los fotomultiplicadores son extremadamente sensibles a la luz, por lo que hay que tener sumo cuidado al trabajar con ellos, mientras que los CCDs son muy versátiles.

Las mediciones fotométricas se realizan a través de filtros, siendo uno de los sistemas fotométricos más recurridos, el de UBVRI desarrollado por Johnson y Morgan en los años cincuenta. Debe tenerse en cuenta que no todos los filtros son estrictamente necesarios. Si queremos hacer mediciones del brillo, posiblemente sea suficiente el filtro V, aunque el B también sería útil para obtener índices de color B-V, etc., y así poder estimar el tipo espectral asociado, o calcular las edades de algunos astros, entre otras. Cabe decir que estos filtros están centrados en determinadas longitudes de onda, así el U ($\lambda = 3650\text{\AA}$), B ($\lambda = 4400\text{\AA}$), V ($\lambda = 5500\text{\AA}$), R ($\lambda = 7000\text{\AA}$), I ($\lambda = 8800\text{\AA}$).

1.4. Brillo y Luminosidad.

La escala de brillos de las estrellas fue establecida por el astrónomo griego Hiparco de Nicea, quien dividió estos brillos en cinco grados o magnitudes; más tarde, con la invención del telescopio por Galileo en 1609, se amplió la escala para incluir astros telescópicos, invisibles al ojo humano por su brillo tan bajo.

A las estrellas más brillantes, les asignó Hiparco la magnitud 1, mientras que a las menos brillantes (apenas visibles al ojo humano) les asignó magnitud 6. De manera que en la escala de magnitud los números más bajos corresponden a los astros más brillantes.

Mediante instrumentos para medir el brillo estelar, los astrónomos modernos han refinado el sistema inicialmente diseñado por los griegos. En este esquema, cinco pasos de diferencia en magnitud corresponden a un factor de 100 en el brillo. Por ende, una estrella de magnitud 1 es 100 veces más brillante que una estrella de magnitud 6. Esto significa que la diferencia de 1 en magnitud representa un factor de aproximadamente 2.5 veces más brillante. Una estrella de magnitud 3 es 2.5 veces más brillante que una estrella de magnitud 4, mientras que una estrella de magnitud 4 es 2.5 veces más brillante que una estrella de magnitud 5.

Objetos extremadamente brillantes como el sol y otros menos brillantes han hecho que la escala de magnitud se extienda más

allá de los valores 1 y 6. Hoy en día sabemos que hay magnitudes menores que 1, e incluso con valores negativos, así como mayores que 6. Sirius, es la estrella más brillante del cielo nocturno y tiene una magnitud de -1.4. El más grande de los telescopios modernos en tierra puede hallar estrellas tan tenues como las de magnitud 25 o más tenues aun. Sin la ayuda de un telescopio, el ojo humano puede ver estrellas tan difusas como las de magnitud 6.

La luminosidad es la potencia (energía por unidad de tiempo) emitida en todas direcciones por un cuerpo celeste. Está directamente relacionada con la magnitud absoluta del astro de la siguiente manera:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log_{10} \frac{F_1}{F_2}$$

Conociendo la luminosidad de la estrella podemos saber cuál es su distancia. Todo esto sigue la ley inversa del cuadrado:

$$F = \frac{L}{4\pi r^2}$$

Donde F es el flujo de la estrella (brillo), L es la luminosidad y r es la distancia a la que se encuentra el astro.

Los astrónomos han medido algunas estrellas llamadas estándar, a las que se ha comprobado que tienen un valor de magnitud constante. éstas a su vez se utilizan para calcular las magnitudes de las estrellas restantes por comparación, estas magnitudes son llamadas aparentes (m), que es la medida de su brillo aparente, es decir, la cantidad de luz que se recibe del objeto.

La magnitud absoluta M es la magnitud aparente que tendría una estrella, si ésta fuera colocada a una distancia de 10 parsecs (suponiendo que no hay extinción por gas y polvo). La magnitud absoluta está relacionada con el brillo real o intrínseco. De lo anterior se sigue que M, m y la distancia d están relacionados por:

$$m - M = 5 \log_{10} d - 5 = 5 \log_{10} \left(\frac{d}{10 \text{ pc}} \right)$$

Pero en toda observación extragaláctica, debe tomarse en cuenta el polvo que está distribuido en la Vía Láctea, lo cual se hace a través de un término al que se denomina coeficiente de extinción, que se denota por A_λ , y que depende de las coordenadas galácticas

de la galaxia que se estudia. Considerando la extinción tenemos que la ecuación anterior nos queda:

$$m_\lambda - M_\lambda = 5 \log_{10} d - 5 + A_\lambda$$

Donde d es la distancia en parsec y A_λ , siempre mayor que cero, representa la magnitud de extinción interestelar.

La extinción es un efecto de dispersión o absorción de la luz al pasar por una barrera de polvo de la galaxia, entonces esto quiere decir que para mayor extinción menor será luz que recibimos. Que en nuestro caso no se considero.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Evolución.

Como ya sabemos las estrellas nacen, evolucionan y mueren, las estrellas nacen en nubes de gas (en su mayor parte hidrógeno) y polvo. Se le llama secuencia principal a la fase en que la estrella quema hidrógeno dentro de su núcleo mediante fusión nuclear, ya que la estrella está instalada en la secuencia principal ésta se compone de un núcleo donde tiene lugar el quemado del hidrógeno para convertirlo en helio. La mayor parte de las estrellas pasan el 90% de su vida en la secuencia principal, consumiendo su combustible en forma gradual, permaneciendo estables por períodos de 2 a 3 millones de años en el caso de las estrellas más grandes, miles de millones de años para estrellas de tamaño medio como el sol, y centenares de miles de millones de años para estrellas más pequeñas. Lentamente la cantidad de hidrógeno disponible en el núcleo disminuye con lo que la estrella ha de contraerse para aumentar su temperatura y detener el colapso gravitacional. Las temperaturas altas en el núcleo permiten fusionar progresivamente nuevas capas de hidrógeno sin procesar, es por eso que las estrellas aumentan su luminosidad a lo largo de la secuencia principal en forma paulatina y regular.

El incremento de temperatura de las estrellas obedece a la relación de Stefan Boltzman, la cual nos permite relacionar la luminosidad y la temperatura:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4$$

Donde R es el radio de la estrella, σ es la constante de Boltzmann

y T es la temperatura efectiva. Cabe resaltar que la luminosidad se modela como un cuerpo negro por la relación de Stefan - Boltzman.

En todas las estrellas existe un balance de fuerzas muy importante, la presión en su núcleo generada por la fusión nuclear y la fuerza de las capas superiores que tienden a caer al núcleo. Si en determinado momento el núcleo deja de generar energía se pierde ese balance, porque entonces las capas empiezan a caer haciendo inestable al núcleo, lo que llevará a la estrella a explotar como supernova de colapso. En este tipo de supernovas están incluidas las de tipo Ib, Ic y II.

2.2. Condición central en las Enanas Blancas.

Es instructivo estimar las condiciones en el centro de una enana blanca. Partiendo de la ecuación de equilibrio hidrostático:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r\rho}{r^2} = -\frac{G(\frac{4}{3}\pi r^3\rho)\rho}{r^2} = -\frac{4}{3}\pi G\rho^2 r$$

Integrando usando la condición en la frontera donde $P=0$ en toda la superficie y la densidad en la esfera constante tenemos:

$$P(r) = \frac{4}{3}\pi G\rho^2(R^2 - r^2)$$

Con $r = 0$ tenemos aproximadamente la presión central, donde consideramos que R_{eb} es el radio de la enana blanca.

$$P_c \approx \frac{2}{3}\pi G\rho^2 R_{eb}^2 \approx 3,8 \times 10^{22} \text{Nm}^{-2}$$

Porqué es la masa de Chandrasekar un límite crítico?, para responder esta pregunta empezamos hablando un poco de lo que es la materia degenerada.

2.3. Energía de Fermi.

La energía de Fermi es el nivel más alto ocupado por el electrón a temperatura cero, y es útil para partículas que son fermiones como es el caso del electrón. Los fermiones se caracterizan por tener spin semientero y obedecer el principio de exclusión de Pauli, que nos dice que dos electrones no pueden ocupar simultáneamente el mismo estado cuántico. De esta manera cuando un sistema posee varios

electrones estos ocuparan niveles de energía superiores a medida que llenan los demás.

Pensemos en los electrones como ondas que se propagan en una caja de longitud L , entonces tenemos que:

$$\lambda_i = \frac{2L}{N_i}$$

Con $i = 1, 2, 3$ que corresponden a las dimensiones x, y, z . N_i son los números cuánticos asociados a cada dimensión, por lo que el momento puede calcularse de la siguiente manera:

$$p_i = \frac{hN_i}{2L}$$

Y calculando la energía cinética

$$\epsilon = \frac{p^2}{2m} \quad (2.1)$$

Donde $p^2 = \sum_{i=1}^3 p_i^2$, entonces:

$$\epsilon = \frac{h^2 N^2}{8mL^2} \quad (2.2)$$

El número total de electrones N corresponde al total de números cuánticos N_i pero cada uno de ellos tiene dos estados debido a la presencia del spin y $N^2 = \sum_{i=1}^3 N_i^2$, entonces tenemos que el número total de electrones en el octante positivo está dado por:

$$N_e = 2\left(\frac{1}{8}\right)\left(\frac{4}{3}\pi N^3\right) \quad (2.3)$$

Donde

$$N = \left(\frac{3N_e}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.4)$$

Sustituyendo (2.4) en (2.2) tenemos:

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}} \quad (2.5)$$

siendo m la masa del electrón y $n = \frac{N_e}{L^3}$

La densidad de electrones por unidad de volumen podemos escribirla de la siguiente forma:

$$n_e = \left(\frac{Z}{A}\right) \frac{\rho}{m_H} \quad (2.6)$$

Donde Z y A son los números de protones y nucleones respectivamente, en el núcleo de la enana blanca y m_H es la masa del átomo de Hidrogeno, entonces la energía de Fermi nos queda:

2.4. Presión de degeneración de electrones.

Estimemos ahora la presión de degeneración de electrones. Del principio de incertidumbre de Heisenberg,

$$\Delta x \Delta p_x \approx \hbar$$

Sabemos que para que el electrón se encuentre confinado en un volumen pequeño del espacio, se requiere una incertidumbre grande en el momento, debido a que el mínimo valor del momento del electrón (p_{min}) es aproximadamente Δp .

Suponiendo que todos los electrones poseen el mismo momento (aclarando que es poco realista) tenemos que la presión integral esta dada por:

$$P = \frac{1}{3} n_e p v \quad (2.7)$$

Donde n_e es la densidad total de electrones.

En un gas de electrones completamente degenerado, los electrones están empaquetados y unidos lo más fuerte posible y tienen una densidad uniforme n_e . La separación de los electrones vecinos es de alrededor $n_e^{-\frac{1}{3}}$. De cualquier forma satisface el principio de exclusión de Pauli, los electrones deben de mantener su identidad como si fueran partículas diferentes. Sea $\Delta x \cong n_e^{-\frac{1}{3}}$ para el caso límite, completamente degenerado. Utilizando el principio de incertidumbre de Heisenberg para estimar el momento del electrón. En una sola dirección tenemos:

$$p_x \approx \Delta p_x \approx \frac{\hbar}{\Delta x} \approx \hbar n_e^{\frac{1}{3}} \quad (2.8)$$

Sin embargo, en un gas tridimensional cada una de las direcciones es igualmente probable, esto implica:

$$p_x^2 = p_y^2 = p_z^2$$

Usando la equipartición de la energía tenemos:

$$p^2 = \sum_{i=1}^3 p_i^2 = 3p_x^2$$

$$p = \sqrt{3}p_x \quad (2.9)$$

elevando (2.6) a la $\frac{1}{3}$ y multiplicando por p tenemos:

$$pn_e^{\frac{1}{3}} = \sqrt{3}p_x \left[\frac{z}{A} \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{1}{3}}$$

$$pn_e^{\frac{1}{3}} = \sqrt{3}\hbar n_e^{\frac{1}{3}} \left[\frac{z}{A} \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{1}{3}}$$

$$p = \sqrt{3}\hbar \left[\frac{z}{A} \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.10)$$

Para electrones no relativistas tenemos que la velocidad es:

$$v = \frac{p}{m_e}$$

$$v = \frac{\sqrt{3}\hbar n_e^{\frac{1}{3}}}{m_e}$$

Sustituyendo (2.6) tenemos entonces:

$$v = \frac{\sqrt{3}\hbar}{m_e} \left[\frac{z}{A} \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.11)$$

Sustituyendo (2.6), (2.10) y (2.11) en (2.7) resulta:

$$P \approx \frac{1}{3} \left[\left(\frac{z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right] (\sqrt{3}\hbar \left[\left(\frac{z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{1}{3}}) \left(\frac{\sqrt{3}\hbar}{m_e} \left[\frac{z}{A} \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{1}{3}} \right)$$

$$P \approx \frac{\hbar}{m_e} \left[\left(\frac{z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{5}{3}} \quad (2.12)$$

Este es un factor de dos veces más pequeño que el valor exacto de la presión, debido al gas degenerado de electrones no relativistas, entonces:

$$P = \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \hbar^2}{5 m_e} n_e^{\frac{5}{3}}$$

O bien

$$P = \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \hbar^2}{5 m_e} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{5}{3}} \quad (2.13)$$

La presión de electrones degenerados es responsable de mantener el equilibrio hidrostático en el núcleo de una enana blanca.

2.5. El Límite de Chandrasekhar.

2.5.1. Relación Masa-Volumen.

La relación entre el radio de la enana blanca R_{eb} y la masa M_{eb} , puede estimarse igualando la presión central con la presión de electrones degenerados, entonces tenemos:

$$\frac{2}{3} \pi G \rho^2 R_{eb}^2 = \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \hbar^2}{5 m_e} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{5}{3}} \quad (2.14)$$

Usando $\rho = \frac{M_{eb}}{\frac{4}{3} \pi R_{eb}^3}$, y asumiendo que la densidad es constante, para el radio de la enana tenemos:

$$R_{eb} \approx \frac{(18\pi)^{\frac{2}{3}}}{10} \frac{\hbar^2}{G m_e M_{eb}^{\frac{1}{3}}} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{\frac{5}{3}} \quad (2.15)$$

Una implicación muy importante de esto es:

$$M_{eb} V_{eb} = \text{const} \quad (2.16)$$

El volumen de una enana blanca es inversamente proporcional a su masa; las enanas blancas más masivas son en realidad más pequeñas. Esta relación Masa-Volumen es un resultado que se deriva de la presión de electrones degenerados. Los electrones deben estar estrechamente confinados para poder generar la presión de degeneración requerida para soportar una estrella masiva, es decir, esto implica $\rho \propto M_{eb}^2$ según la relación de Masa-Volumen, si se aplica cada vez más masa a una enana blanca, esta tarde o temprano

sufrirá una contracción llevando su volumen a cero y su masa a infinito. Sin embargo, si la densidad llegara a exceder $10^9 \frac{K_g}{m^3}$ entonces la relación Masa-Volumen no se cumple.

2.5.2. Inestabilidad Dinámica.

Para apreciar los efectos de la estabilidad relativa en una enana blanca, recordaremos la ecuación (2.13), (deseando que el valor de la densidad no sobrepase $10^9 \frac{K_g}{m^3}$), la ecuación es de la forma politrópica, es decir, $P = K\rho^\gamma$, donde K es constante. Comparando (2.13) con esta última podemos observar que el valor de la proporción del calor es $\gamma = \frac{5}{3}$ en el límite no relativista, sin embargo sabemos que una enana blanca es dinámicamente estable. Si la estrella sufre una pequeña perturbación regresaría a su estado de equilibrio en vez de colapsarse, sin embargo, en el límite relativista la velocidad del electrón sería la velocidad de la luz, usaremos (2.11) para obtener la presión de degeneración de electrones en el límite relativista. Despejando el término $[(\frac{z}{A})\frac{\rho}{m_H}]^{\frac{1}{3}}$ en las ecuaciones (2.11) y (2.13) tenemos:

$$[(\frac{z}{A})\frac{\rho}{m_H}]^{\frac{1}{3}} = \frac{m_e V}{\hbar} \quad \text{y} \quad [(\frac{z}{A})\frac{\rho}{m_H}]^{\frac{1}{3}} = \frac{m_e P}{\hbar^2} [(\frac{z}{A})\frac{\rho}{m_H}]^{-\frac{4}{3}}$$

Igualando estas dos últimas y resolviendo para la presión P tenemos

$$P = \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}}{5\sqrt{3}} \hbar v [(\frac{z}{A})\frac{\rho}{m_H}]^{\frac{4}{3}}$$

En el límite relativista donde $v=c$ será entonces:

$$P = \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}}{5\sqrt{3}} \hbar c [(\frac{z}{A})\frac{\rho}{m_H}]^{\frac{4}{3}} \quad (2.17)$$

2.5.3. Estimando el límite de Chandrasekhar.

Una aproximación al valor máximo de la masa de una enana blanca lo obtenemos de la ecuación de presión central haciendo $\rho = \frac{M_{eb}}{\frac{4}{3}\pi R_{eb}^3}$ e igualando con la Presión de degeneración de electrones con $\frac{\hbar c}{A} = 0,5$ en el límite relativista tenemos:

$$\frac{2}{3}\pi G \rho^2 R_{\text{eb}}^2 = \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}}{5\sqrt{3}} \hbar c \left[\left(\frac{z}{A} \right) \frac{\rho}{m_{\text{H}}} \right]^{\frac{4}{3}} \quad (2.18)$$

Haciendo un poco de algebra

$$\begin{aligned} \frac{2}{3}\pi G R_{\text{eb}}^2 \rho^{\frac{2}{3}} &= \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}}{5\sqrt{3}} \hbar c \left[\left(\frac{z}{A} \right) \frac{1}{m_{\text{H}}} \right]^{\frac{4}{3}} \\ \frac{2}{3}\pi G R_{\text{eb}}^2 \left[\frac{M_{\text{eb}}}{\frac{4}{3}\pi R_{\text{eb}}^3} \right]^{\frac{2}{3}} &= \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}}{5\sqrt{3}} \hbar c \left[\left(\frac{z}{A} \right) \frac{1}{m_{\text{H}}} \right]^{\frac{4}{3}} \end{aligned}$$

Resolviendo para M_{eb} tenemos:

$$M_{\text{CH}} \sim 4 \left[\frac{\sqrt{3}}{10} \pi \right]^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{\frac{3}{2}} \left[\left(\frac{z}{A} \right) \frac{1}{m_{\text{H}}} \right]^2 = 0,44 M_{\odot} \quad (2.19)$$

Notemos que esta ecuación contiene tres constantes fundamentales \hbar , c y G , que representan los efectos de la mecánica cuántica, relatividad y gravitación universal de Newton en la estructura de la enana blanca. En una derivación más precisa (también suponiendo que $\frac{z}{A} = 0,5$) resulta que el valor de $1.44 M_{\odot}$, que es el límite de Chandrasekhar.

Capítulo 3

Reducción y Análisis de Datos

La reducción de los datos lo hicimos con un software llamado IRAF (Image Reduction Astronomy Facility), en un ambiente de Linux. A continuación describo de manera detallada los diferentes pasos que se siguieron, los cuales son estándares para este tipo de investigación.

El procedimiento que se relata a continuación es un proceso estandar para cualquier analisis observacional aunque en este trabajo se hace el ajuste de parametros para la fotometría. Dentro de la obsevación es importante tomar en cuenta que se tiene que observar ademas del objeto que se analizara imagenes que nos permiten limpiar la imagen de interés, a estas imágenes se le llaman Zero (Bias), Flat (campo plano) y también es importante tomar Estandar que nos ayudan a calibrar.

Una vez que se tienen los datos astronómicos se procede a clasificarlos por objeto y por noche de observación (esto lo podemos hacer fuera de IRAF si se desea), ya hecho esto entramos a IRAF abriendo una terminal e introduciendo la orden `cl`. revisamos imagen por imagen, una por una con el motivo de ver si la imagen no está saturada o tiene pixeles malos, etc. Para hacer esto tenemos que desplegar las imágenes en una aplicación llamada DS9, y las desplegamos con el comando:

```
cl > display imagen.fit
```

Ya revisadas todas la imágenes y desechando las que tengan error

empezamos a trabajar de lleno en la reducción.

3.1. Extracción del nivel Zero (Bias).

El Bias es una señal pedestal del detector (CCD) que debe restarse, por lo que hay que tomar un número suficiente de este tipo de imágenes de calibración, para tomar un promedio con buena señal para minimizar el ruido a la hora de restar. Las imágenes se toman con el domo cerrado y sin abrir el obturador del CCD, tratando de mantener el sitio de observación lo más oscuro posible. De esta manera, y sin tomar en cuenta el filtro, se toman alrededor de 20 o 30 imágenes con exposición de 0 segundos.

Lo primero que haremos en este paso es clasificar todos los Bias sin tomar en cuenta en que noche se tomaron, luego se hace una lista con todos los Bias usando el comando:

```
cl > files obj * .fit > lista
```

Con esto se crea una lista de todos los objetos que requieras, una vez terminado esto vamos a crear una sola imagen combinando todos los Bias, para esto hacemos uso de una aplicación llamada zerocombine que se encuentra:

```
cl > noao
```

```
no > inred
```

```
im > ccdred
```

```
cdd > epar zerocombine
```

El epar lo usamos para editar los parámetros de las imágenes y entonces se nos presentan todos los parámetros de la manera siguiente:

Cuadro 3.1: epar zerocombine

input =	@zerolist List of zero level images to combine
(output =	zero) Output zero level name
(combine=	average) Type of combine operation
(reject =	minmax) Type of rejection
(ccdtype=) CCD image type to combine
(process=	no) Process images before combining?
(delete =	no) Delete input images after combining?
(clobber=	no) Clobber existing output image?
(scale =	none) Image scaling
(statsec=) Image section for computing statisti
(nlow =	0) minmax: Number of low pixels to reje
(nhigh =	1) minmax: Number of high pixels to rej
(nkeep =	1) Minimum to keep (pos) or maximum to
(mclip =	yes) Use median in sigma clipping algorit
(lsigma =	3.) Lower sigma clipping factor
(hsigma =	3.) Upper sigma clipping factor
(rdnoise=	0.) ccdclip: CCD readout noise (electron
(gain =	1.) ccdclip: CCD gain (electrons/DN)
(snoise =	0.) ccdclip: Sensitivity noise (fraction
(pclip =	-0.5) pclip: Percentile clipping parameter
(blank =	0.) Value if there are no pixels
(mode =	ql)

En esta parte es importante tomar en cuenta los parametros de input y output, donde le vamos a proporcionar la lista que se hizo y con que nombre queremos que salga la imagen combinada. Una vez puestos los parámetros necesarios corremos la tarea, escribiendo :go para ejecutar esta herramienta, con lo cual se creará una imagen combinada de los bias.

Esta imagen la vamos a restar a todos los objetos que tengamos, esto lo hacemos para retirar lo mas que se pueda el pedestal instrumental. Para hacer esto primero creamos una lista con todas las imágenes, sin tomar en cuenta la noche o el filtro, luego de esto usamos una aplicación llamada ccdproc que se encuentra:

```

cl > noao
no > imred
im > ccdred
ccd > epar ccdproc

```

Y nos muestra los parámetros para modificarlos en caso de ser necesario, esto se presenta de la siguiente forma:

Cuadro 3.2: epar ccdproc

images =	@imagenes.fit	List of CCD images to correct
(output =	imagenes.fit)	List of output CCD images
(ccdtype=	object)	CCD image type to correct
(maxcac=	0)	Maximum image caching memory (in Mby
(noproc =	no)	List processing steps only?
(fixpix =	no)	Fix bad CCD lines and columns?
(oversca=	no)	Apply overscan strip correction?
(trim =	no)	Trim the image?
(zerocor=	yes)	Apply zero level correction?
(darkcor=	no)	Apply dark count correction?
(flatcor=	no)	Apply flat field correction?
(illumco=	no)	Apply illumination correction?
(fringec=	no)	Apply fringe correction?
(readcor=	no)	Convert zero level image to readout
(scancor=	no)	Convert flat field image to scan cor
(readaxi=	line)	Read out axis (column—line)
(fixfile=)	File describing the bad lines and co
(biassec=)	Overscan strip image section
(trimsec=)	Trim data section
(zero =	zero)	Zero level calibration image
(dark =)	Dark count calibration image
(flat =)	Flat field images
(illum =)	Illumination correction images
(fringe =)	Fringe correction images
(minrepl=	1.)	Minimum flat field value
(scantyp=	shortscan)	Scan type (shortscan—longscan)
(nscan =	1)	Number of short scan lines
(interac=	no)	Fit overscan interactively?
(functio=	legendre)	Fitting function
(order =	1)	Number of polynomial terms or spline
(sample =	*)	Sample points to fit
(naverag=	1)	Number of sample points to combine
(niterat=	1)	Number of rejection iterations
(lowrej=	3.)	Low sigma rejection factor
(highre=	3.)	High sigma rejection factor
(grow =	0.)	Rejection growing radius
(mode =	ql)	

De la misma forma tenemos que fijarnos bien en los parametros input, output, pero también es importante en este paso fijarnos en el parametro zero=yes para que IRAF sepa lo que se quiere hacer. Con esto ya hemos disminuido todo el ruido instrumental (Bias) y se procede a aplicar el campo plano (Flat).

3.2. Aplicación del Flat Field (campos planos).

Un Flat Field (campo plano) es una imagen de cielo uniforme y es útil para uniformizar nuestros datos y tener una constante en el cielo y así poder obtener información solo del objeto de interés. Para hacer esto tenemos que tener clasificados y revisados todos los flats en un solo lugar, ya que esta manera es más fácil trabajarlos, tenemos que crear listas de todos los flats tomando en cuenta el filtro en el que se tomó, es decir, hay que hacer lista de flat por filtro (VBR). Ya hecho esto tenemos que combinar todos los flats de un filtro para hacer una imagen combinada (esto se hace para todos los filtros que se hayan trabajado), lo hacemos de la siguiente forma:

```
cl > noao
no > imred
im > ccdred
ccd > epar flatcombine
```

Entonces se nos presenta la siguiente tabla que nos permite editar parámetros:

Cuadro 3.3: epar flatcombine

input =	@flatlistB List of flat field images to combine
(output =	flatlistB) Output flat field root name
(combine=	average) Type of combine operation
(reject =	avsigclip) Type of rejection
(ccdtype=	flat) CCD image type to combine
(process=	yes) Process images before combining?
(subsets=	yes) Combine images by subset parameter?
(delete =	no) Delete input images after combining?
(clobber=	no) Clobber existing output image?
(scale =	mode) Image scaling
(statsec=) Image section for computing statistics
(nlow =	1) minmax: Number of low pixels to reject
(nhigh =	1) minmax: Number of high pixels to reject
(nkeep =	1) Minimum to keep (pos) or maximum to reject (neg)
(mclip =	yes) Use median in sigma clipping algorithms?
(lsigma =	3.) Lower sigma clipping factor
(hsigma =	3.) Upper sigma clipping factor
(rdnoise=	0.) ccdclip: CCD readout noise (electrons)
(gain =	1.) ccdclip: CCD gain (electrons/DN)
(snoise =	0.) ccdclip: Sensitivity noise (fraction)
(pclip =	-0.5) pclip: Percentile clipping parameter
(blank =	1.) Value if there are no pixels
(mode =	ql)

Una vez más los parámetros que se van a revisar son input, output y ccdtype=flat. Con los parámetros correctos, ejecutamos la orden, :go que nos combinará los campos planos (flat). Dentro de IRAF esta no es la única forma de combinar bias o flats hay una tarea más general que puede hacer el mismo trabajo que se llama imcombine, esto se hace de la siguiente forma:

```
cl > epar imcombine
```

Cuadro 3.4: epar imcombine

input =	@flatlistB List of images to combine
output =	flatB List of output images
(headers=) List of header files (optional)
(bp masks=) List of bad pixel masks (optional)
(rejmask=) List of rejection masks (optional)
(nrejmas=) List of number rejected masks (optional)
(expmask=) List of exposure masks (optional)
(sigmas =) List of sigma images (optional)
(logfile=	STDOUT) Log file
(combine=	average) Type of combine operation
(reject =	none) Type of rejection
(project=	no) Project highest dimension of input images?
(outtype=	ushort) Output image pixel datatype
(outlimi=) Output limits (x1 x2 y1 y2 ...)
(offsets=	none) Input image offsets
(masktyp=	none) Mask type
(maskval=	0.) Mask value
(blank =	0.) Value if there are no pixels
(scale =	none) Image scaling
(zero =	none) Image zero point offset
(weight =	none) Image weights
(statec=) Image section for computing statistics
(expname=) Image header exposure time keyword
(lthresh=	INDEF) Lower threshold
(hthresh=	INDEF) Upper threshold
(nlow =	1) minmax: Number of low pixels to reject
(nhigh =	1) minmax: Number of high pixels to reject
(nkeep =	1) Minimum to keep (pos) or maximum to reject (neg)
(mclip =	yes) Use median in sigma clipping algorithms?
(lsigma =	3.) Lower sigma clipping factor
(hsigma =	3.) Upper sigma clipping factor
(rdnoise=	0.) ccddclip: CCD readout noise (electrons)
(gain =	1.) ccddclip: CCD gain (electrons/DN)
(snoise =	0.) ccddclip: Sensitivity noise (fraction)
(sigscal=	0.1) Tolerance for sigma clipping scaling corrections
(pclip =	-0.5) pclip: Percentile clipping parameter
(grow =	0.) Radius (pixels) for neighbor rejection
(mode =	ql)

Ya que tenemos combinados los flats procedemos a aplicar el flat a las imágenes de las SNs, lo que se hace en este paso es lo siguiente: tenemos que dividir todas las imágenes de las SNs entre el flat combinado del mismo filtro, aquí es de suma importancia la información en los headers (encabezados), que podemos acceder a ellos introduciendo la orden `cl > imhead imagen.fit l+`, el filtro con el cual se tomaron las imágenes, entonces creamos listas de las imágenes por filtro, ya teniendo estas listas usamos la task `ccdproc`

para aplicar el flat. Esto lo hacemos para todos los filtros, y con este paso concluye la reducción. De aquí en adelante, las imágenes están listas para hacerles fotometría.

3.3. Fotometría.

Una vez reducidos los datos podemos llevar a cabo el inicio del análisis de los mismos, utilizando las tareas en IRAF para fotometría. Esto nos permitirá después de una serie de pasos conocer la magnitud aparente del objeto. En nuestro caso utilizamos la tarea phot de IRAF, la cual podemos acceder de la siguiente forma:

```
cl > noao
no > digiphot
di > apphot
app > epar phot
```

Entonces se nos presenta una tabla de parámetros que normalmente se encuentran por default correctos pero es bueno revisar si en dado caso se tiene que modificar algun parametro.

Cuadro 3.5: epar phot

image =	imagen	The input image(s)
skyfile =		The input sky file(s)
(coords =)	The input coordinate files(s) (default: image.coo.?)
(output =	default)	The output photometry file(s) (default: image.mag.?)
(plotfil=)	The output plots metacode file
(datapar=)	Data dependent parameters
(centerp=)	Centering parameters
(fitskyp=)	Sky fitting parameters
(photpar=)	Photometry parameters
(interac=	yes)	Interactive mode ?
(radplot=	no)	Plot the radial profiles in interactive mode ?
(icomman=)	Image cursor: [x y wcs] key [cmd]
(gcomman=)	Graphics cursor: [x y wcs] key [cmd]
(wcsin =).wcsin)	The input coordinate system (logical, tv, physical, wor
(wcsout =).wcsout)	The output coordinate system (logical, tv, physical)
(cache =).cache)	Cache the input image pixels in memory ?
(verify =).verify)	Verify critical parameters in non-interactive mode ?
(update =).update)	Update critical parameters in non-interactive mode ?
(verbose=).verbose)	Print messages in non-interactive mode ?
(graphic=).graphics)	Graphics device
(display=).display)	Display device
(mode =	ql)	

Entonces tenemos que asignar una apertura para hacer la fotometría para esto dentro de la taks epar phot hay una aplicación que se llama photpars nos colocamos ahí y ejecutamos :e para entrar a esa aplicación donde nos muestra lo siguiente:

Cuadro 3.6: photpars

(weighti=	constant)	Photometric weighting scheme for wphot
(apertur=	15, 20)	List of aperture radii in scale units
(zmag =	23.477)	Zero point of magnitude scale
(mkapert=	no)	Draw apertures on the display
(mode =	ql)	

El parámetro importante en este paso es `apertur=15` que ese vamos depende del objeto que se analizara, por ejemplo no si queremos analizar el centro de una galaxia tendremos que tomar una apertura más pequeña con motivo de que el tamaño de la apertura no abarque luz de otro lugar, esto nos ayuda a tener solo información de lo que se analiza, que en este caso se uso una apertura de 15 pixeles.

De manera similar, deben editarse las distintas tablas de parámetros que aparecen en phot: los relacionados con los datos; los parámetros de centrado que se encuentran en centerpars, donde determinamos la dona que se usara en apertura; y los relacionados con el ajuste del cielo que se encuentran en datapars, donde podemos introducir la masa de aire, el tiempo de exposición, etc. Una vez que se ha preparado la tabla completa de parámetros de phot, se sale de todas las aplicaciones. Cabe decir que aun no hemos hecho la fotometría, solo hemos editado los parámetros.

Lo primero que hay que hacer es trabajar con las estrellas estándar que ya tienen bien definida su magnitud en los diferentes filtros, en este caso usamos las estándares de Landolt (1992).

Ya listos todos los parámetros se procede a hacer la fotometría. Lo que se hace es lo siguiente: se despliega con DS9 el objeto al que se le desea hacer la fotometría y se utiliza el siguiente comando:

```
cl > imred
im > digiphot
di > apphot
ap > phot
```

Entonces nos aparece la apertura designada para utilizarla en la imagen desplegada, y esta se utiliza sobre el objeto de interés en el cual se está trabajando, en este caso las estrellas estándar, se coloca la apertura en una estrella y ejecutamos F para calcular el cielo, es decir, lo que está alrededor de la estrella y luego ejecutamos P, que calcula la Magnitud tomando en cuenta el cielo que se calculó anteriormente, una vez hecho esto ejecutamos O que guarda en un archivo lo hecho en P. Esto lo hacemos para cada una de las estándares. Ya que tenemos los datos en todos los filtros, verificamos si los datos que estamos obteniendo coinciden con los datos ya reportados en Landolt (1992).

En el caso en que no coincida la magnitud instrumental (que es la que en general nos da la tarea phot) con la magnitud aparente aceptada, debe ajustarse el valor del punto cero de magnitud, editando los parámetros fotométricos. Si disponemos de varias estándar, lo que se hace es encontrar el mejor ajuste para todas las estándares. Operacionalmente esto se hace como sigue:

ap > epar phot

Cuadro 3.7: epar phot

image =	imagen	The input image(s)
skyfile =		The input sky file(s)
(coords =)	The input coordinate files(s) (default: image.coo.?)
(output =	default)	The output photometry file(s) (default: image.mag.?)
(plotfil=)	The output plots metacode file
(datapar=)	Data dependent parameters
(centerp=)	Centering parameters
(fitskyp=)	Sky fitting parameters
(photpar=)	Photometry parameters
(interac=	yes)	Interactive mode ?
(radplot=	no)	Plot the radial profiles in interactive mode ?
(icomman=)	Image cursor: [x y wcs] key [cmd]
(gcomman=)	Graphics cursor: [x y wcs] key [cmd]
(wcsin =).wcsin)	The input coordinate system (logical, tv, physical, world)
(wcsout =).wcsout)	The output coordinate system (logical, tv, physical)
(cache =).cache)	Cache the input image pixels in memory ?
(verify =).verify)	Verify critical parameters in non-interactive mode ?
(update =).update)	Update critical parameters in non-interactive mode ?
(verbose=).verbose)	Print messages in non-interactive mode ?
(graphic=).graphics)	Graphics device
(display=).display)	Display device
(mode =	ql)	

Y en photpars ejecutamos :e para entrar a esa aplicación

Cuadro 3.8: photpars

(weight=	constant)	Photometric weighting scheme for wphot
(apertur=	15,20)	List of aperture radii in scale units
(zmag =	23.477)	Zero point of magnitude scale
(mkapert=	no)	Draw apertures on the display
(mode =	ql)	

Lo que vamos a editar aquí es el número de zmag que es el cero, entonces hay que jugar con ese número y volver a calcular la fotometría hasta que los datos que nosotros obtenemos sean lo más cercanos a los datos publicados por Landolt (1992), o en cualquier otro catálogo de magnitudes aparentes, de esa forma lo hacemos para todas las noches incluso para las diferentes aperturas y filtros. Ya que tenemos todos los puntos cero (para las diferentes noches y filtros) nos vamos a calcular la fotometría a nuestros objetos de interés, en este caso a las supernovas, editando los parámetros correspondientes, teniendo sumo cuidado aplicar los puntos de magnitud cero apropiados para cada filtro y noche observada.

3.4. Curvas de Luz.

La curva de luz es la herramienta fundamental para hacer el análisis de cómo cambia el brillo con respecto al tiempo. Una curva de luz sencilla, es simplemente la representación gráfica del brillo del objeto en función del tiempo.

Como ya sabemos, cuanto más débil en brillo sea una estrella, más alta será su magnitud y viceversa, así, si queremos representar de manera visual las fluctuaciones de brillo, deberemos situar la magnitud en orden inverso a como lo haríamos habitualmente con una gráfica común.

En la observación de supernovas deben tomarse en cuenta dos parámetros fundamentales, la magnitud de la supernova y el tiempo en que realicemos la medición de brillo. Inicialmente el tiempo lo registramos en fecha y hora de observación, pero para fines prácticos en la curva de luz no es usual la fecha y la hora. Supongamos que tenemos que representar las observaciones efectuadas a lo largo de

varios meses o incluso años, resultaría incomodo dividir la curva en años, meses, días, etc. Este problema se ve acrecentado si se quieren visualizar y sobre todo efectuar cálculos con observaciones muy separadas en el tiempo.

La idea que introdujo el Astrónomo Joseph Justus Scaliger en 1581 consistió en contar como día 0 el 1 de enero del 4713 antes de Cristo a las 12 del mediodía. A partir de ahí se van añadiendo consecutivamente los días transcurridos. A esta fecha dada en número de días se le denomina día Juliano. Por ejemplo, la fecha de 1582 Oct. 5, puede convertirse a días Julianos mediante la siguiente relación y tomando el entero en todos los casos.

$$A = Y/100$$

$$B = A/4$$

$$C = 2 - A + B$$

$$E = 365,25x(Y + 4716)$$

$$F = 30,6001x(M + 1)$$

$$JD = C + D + E + F - 1524,5$$

Donde, para el caso del 5 de octubre de 1582, deben substituirse los siguientes parámetros:

$$Y = 1582$$

$$M = 10$$

$$D = 15$$

$$A = 15$$

$$B = 3$$

$$C = -10$$

$$E = 2300344$$

$$F = 336$$

$$JD = 2299160,5$$

sta tan solo es una forma de cómo calcular el día juliano, el cual en nuestro caso fue calculado con IRAF.

3.5. Masa de Aire.

La masa de aire es la longitud del camino óptico de una fuente celeste a través de la atmosfera de la tierra. Como la luz pasa por la atmosfera sufre una atenuación debida a la dispersión y absorción, es decir, entre mas atmósfera, mayor atenuación sufrirá la luz. En consecuencia los objetos celestes que se encuentran en el horizonte se ven menos brillantes que cuando se encuentran cerca del cenit, esta atenuación se conoce como extinción de la atmosfera.

La masa de aire indica la longitud de camino óptico en relación del cenit, por lo que por definición, la masa de aire en el cenit es 1. Conforme el ángulo con respecto al cenit aumenta la masa de aire aumentará también. La forma con la cual podemos calcular este valor es la siguiente:

$$MA = \sec z$$

Donde z es el ángulo con respecto al cenit.

3.6. Resumen de Observaciones.

A continuación mostrare el resumen de observaciones correspondientes a las temporadas de observación para la realización de este trabajo de Tesis.

3.6.1. Temporada de Abril 2007 (OAN).

Cabe resaltar que en esta temporada no se tuvo un tiempo completo de telescopio para desarrollar este trabajo, ya que se tenían programadas observaciones de otros objetos diferentes a las SNs. Este viaje fue hecho por los estudiantes de física de la UNISON para el desarrollo de diferentes proyectos.

Cuadro 3.9: Resumen de observación:SN2007af

Objeto	α	δ	Fecha	No imag	Filtro	MA	T_{exp}
SN2007af	14 22 16.7	00 24 05	17/04/07	5	V	1.19	20
"	"	"	18/04/07	1	V	1.18	180
"	"	"	19/04/07	3	V	1.19	60
Campo PG1633	16 35 32	09 47 00	17/04/07	1	V	1.18	60
Campo SA113	21 40 35	00 41 32	18/04/07	2	V	1.18	60

Observaciones en la temporada de Abril de 2007 eb OAN (SPM). En la columna 1 se muestra el objeto que se observo; en la 2 y 3 se muestra la Ascensión Recta y Declinación; en 4 se muestra la fecha local de observación respectivamente; en la 5 el número de imágenes que se tomaron en ese campo; en la 6 el filtro; la masa de aire en la 7 y en la 8 el tiempo de exposición.

3.6.2. Temporada Junio 2008 (OAN).

Esta temporada fue posible realizarse gracias a mi asistencia al verano de Astronomía en el Observatorio Astronómico Nacional en Ensenada Baja California. Y por esta razón tampoco se utilizo todo el tiempo de telescopio para mis observaciones, ya que los estudiantes que asistieron también tenían que hacer observaciones y culminar los proyectos asignados ver tabla 3.10.

Cuadro 3.10: Resumen de observación:SN2008db

Objeto	α	δ	Fecha	No imag	Filtro	MA	T_{exp}
SN2008db	00 15 07	-07 16 10	22/06/08	1	V	1.50	600seg
"	"	"	"	"	B	1.70	900seg
"	"	"	"	"	R	1.70	600seg
"	"	"	23/06/08	"	V	2.54	1200seg
"	"	"	"	"	B	1.84	1800seg
"	"	"	"	"	R	2.54	1200seg
"	"	"	27/06/08	"	V	1.56	900seg
"	"	"	"	"	B	1.70	1200seg
"	"	"	"	"	R	1.49	900seg
"	"	"	28/06/08	"	V	1.50	900seg
"	"	"	"	"	B	1.70	1200seg
"	"	"	"	"	R	1.50	900seg
"	"	"	29/06/08	"	V	1.57	900seg
"	"	"	"	"	B	1.71	1200seg
"	"	"	"	"	R	1.50	900seg
"	"	"	30/06/08	"	V	1.60	900seg
"	"	"	"	"	B	1.75	1200seg
"	"	"	"	"	R	1.45	900seg
Campo SA112	20 43 06	00 09 08	22/04/08	10	V	1.32	30seg
"	"	"	"	"	B	1.28	100seg
"	"	"	"	"	R	1.21	20seg
"	"	"	23/04/08	"	V	1.25	30seg
"	"	"	"	"	B	1.24	100seg
"	"	"	"	"	R	1.20	20seg
"	"	"	27/04/08	"	V	1.17	5seg
"	"	"	"	"	B	1.17	20seg
"	"	"	"	"	R	1.16	1seg
"	"	"	28/04/08	"	V	1.27	5seg
"	"	"	"	"	B	1.26	20seg
"	"	"	"	"	R	1.24	2seg
"	"	"	29/04/08	"	V	1.22	5seg
"	"	"	"	"	B	1.25	20seg
"	"	"	"	"	R	1.27	2seg
"	"	"	30/04/08	5	V	1.17	5seg
"	"	"	"	"	B	1.17	20seg
"	"	"	"	"	R	1.17	2seg

Similar al tabla 3.9 pero para la temporada de Junio de 2008 OAN (SPM).

3.6.3. Temporada Octubre 2007 (David Levy).

Esta temporada fue hecha en el Observatorio David Levy en Hermosillo Sonora, de la cual no se cuenta con una bitácora ya que es un observatorio pequeño. En esta temporada se hicieron 3 observaciones repartidas en el mes de Octubre de 2007 y 1 el mes de Noviembre de 2007, fueron las hechas en las siguientes fechas 17/oct./2007, 27/oct./2007, 30/oct./2007 y 03/nov./2007. Se observo la SN2007le y la estándar PG1047 para calibrar, se tomaron alrededor de 20 a 30

imágenes por objeto y con un tiempo de exposición de 10 segundos.

Cabe decir que la masa de aire no fue posible obtenerla de la observación ya que el observatorio no contaba con lo necesario para obtener dicho dato. Pero eso es algo de lo cual se puede trabajar y tener una imagen más rica en datos y facilitar el trabajo de análisis de la misma. Es importante mencionar los instrumentos que se usaron para capturar los datos como CCDs, Rueda de Filtros, etc. De los cuales mencionare las características principales de los instrumentos que use para obtener mis datos. (Ver apéndice).