

46  
2ef

ANÁLISIS DEL ESPECTRO DE HD50896  
OBTENIDO CON EL SATELLITE IUE

Tesis que para obtener el título de

FISICO

presenta:

DIANA OJEDA REVAH

1991

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## INDICE

INTRODUCCION	1
CAPITULO I	2
1.1 Estrellas WR. Características generales.	2
1.2 Estrellas WR. Evolución.	3
1.3 Sistemas binarios.	7
1.4 Sistemas WR + c. Características observables.	17
1.5 Sistemas WR + c. Candidatos.	26
CAPITULO II. HD50896. RESUMEN DE OBSERVACIONES.	28
2.1 Introducción.	28
2.2 Observaciones en el óptico.	30
2.3 Observaciones en el UV.	36
2.4 Rayos x.	41
CAPITULO III. EL ESPECTRO DE HD50896.	46
3.1 Reducción y análisis de espectros.	46
3.2 Análisis del espectro UV de HD50896.	50
3.2.1 Identificación de las líneas mas prominentes en el rango de 1200 a 2000Å.	50
3.2.2 Búsqueda de líneas de elementos altamente ionizados.	52
3.2.3 Análisis de regiones que presentaron variación de un espectro a otro.	76
CONCLUSIONES	86
APENDICE	92
REFERENCIAS	98

## Introducción

Las estrellas WR representan una etapa evolucionada de las estrellas OB mas masivas. Si todas las estrellas O se convierten en estrellas Wolf-Rayet (WR), entonces se espera que la componente O de sistemas como Cyg X-1, y otras fuentes de rayos x asociadas a sistemas O + objeto colapsado, se convierta en una estrella WR formando un sistema WR + objeto compacto.

La búsqueda de estos sistemas se inició hace poco mas de una década, habiendo hasta la fecha únicamente un sistema considerado como fuerte candidato: HD50896. Sin embargo, aún en este caso no se ha podido comprobar que:

1) Se trata de un sistema binario. Se han observado en esta estrella variaciones marcadamente periódicas, sin embargo, no se ha podido demostrar que éstas se deban a la naturaleza binaria de la estrella.

2) Aun cuando sea binaria, la compañera sea un objeto compacto. Aunque las teorías de evolución de sistemas binarios y la masa estimada para la compañera indiquen que se trata de un objeto compacto, hasta ahora no hay ninguna evidencia observacional de que lo sea.

El objeto de este trabajo es el efectuar una revisión de los resultados sobre HD50896 que pudieren demostrar la duplicidad de esta estrella, y de definir criterios que puedan utilizarse para determinar la naturaleza de la compañera.

## CAPITULO I

En el presente capítulo se revisan los conceptos básicos generales para entender los sistemas WR + c, y los criterios utilizados para detectar posibles candidatos.

### 1.1 Estrellas Wolf-Rayet. Características generales.

Las estrellas Wolf-Rayet (WR) son objetos muy calientes y luminosos que se caracterizan por tener atmósferas muy extendidas y vientos muy intensos. Debido a esta expansión de la atmósfera, las estrellas WR presentan un espectro muy particular, que se caracteriza por la presencia de líneas de emisión muy intensas y anchas. En general no presentan líneas de absorción, salvo el caso de perfiles P Cygni, los cuales consisten de una emisión acompañada de una absorción a longitudes de onda más cortas. La componente de emisión del perfil P Cygni se forma por la emisión de todo el viento. La componente de absorción del perfil P Cygni se forma porque la columna de material proyectada directamente sobre la fuente de emisión en el continuo absorbe a longitudes de onda más cortas dado que este material se acerca al observador.

Las estrellas Wolf-Rayet se dividen en dos grandes grupos:

- i) WN, en las cuales se observan principalmente líneas de iones de helio y de nitrógeno, y cuya línea más prominente en las WN es HeII  $\lambda 4686$ .
- ii) WC, en las cuales se observan líneas de iones de carbono, oxígeno y helio, y cuya línea más prominente la constituye la banda  $\lambda 4650/4686$  de HeII y CIII.

En general es notable la ausencia de líneas de hidrógeno los estos espectros de estas estrellas.

Las WN se clasifican a su vez en función de las razones entre las intensidades de las líneas de iones de nitrógeno (NIII  $\lambda\lambda 4634, 4640$ ; NIV  $\lambda 4057$ ;  $\lambda\lambda 4603, NV 4610$ ), de mayor a menor ionización (WN3, WN4, ..., WN9). (Abbott y Conti, 1987). Las WC se clasifican de una manera análoga, dependiendo de las razones entre las intensidades de las líneas de iones de carbono ( $\lambda 5686$  CIII,  $\lambda\lambda 5801, 5812$  CIV). Las masas de estas estrellas están en un rango entre 6 y 50  $M_{\odot}$ . La característica mas distintiva de estos objetos es su intenso viento. La tasa de pérdida de masa de estos objetos es del orden de  $10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ . A partir de los perfiles P-Cygni se ha encontrado una velocidad terminal del viento de hasta 2700 km/seg.

## 1.2 Estrellas WR. Evolución.

Las estrellas WR constituyen una de las etapa de la vida de las estrellas O y posiblemente estrellas B. Evidencia de esto es el hecho de que las WR tienen una distribución galáctica análoga a la distribución de las estrellas O.

Existen varios modelos de escenarios evolutivos que podría seguir una estrella para convertirse en WR. Como se mencionó anteriormente, en las estrellas WR casi no se ha observado hidrógeno, sino elementos mas pesados producidos por reacciones nucleares en el núcleo de la estrella (Maeder 1982). Existen dos procesos por los cuales la estrella puede llegar a mostrar una deficiencia importante de hidrógeno en la superficie. Estos son:

Durante la etapa de Secuencia Principal la estrella se encuentra quemando hidrógeno en su núcleo, convirtiéndolo en helio. La estrella pasa la mayor parte de su vida en esta etapa. Cuando la estrella termina de quemar el hidrógeno en el núcleo, ésta termina su etapa de Secuencia Principal. La estrella está formada entonces por un núcleo de helio rodeado de hidrógeno. Al no generarse mas energía en el núcleo, no va a haber presión que lo sostenga, y éste se contrae, y comienza a quemarse hidrógeno en una capa delgada alrededor del núcleo de helio inerte. Las capas exteriores se expanden, y la estrella aumenta de tamaño y de luminosidad. El núcleo seguirá contrayéndose hasta llegar a una temperatura suficiente para comenzar a quemar el helio del núcleo. En esta etapa la estrella tendrá como fuentes de energía el núcleo de helio y la capa de hidrógeno que lo rodea. Cuando se acabe el helio del núcleo, éste se volverá a contraer, quemándose ahora sólo helio en una capa delgada alrededor del núcleo, rodeada por una capa de hidrógeno transformándose en helio. De esta manera los productos inertes de una reacción nuclear en el núcleo de la estrella pasarán a ser el nuevo combustible, contrayéndose el núcleo cada vez que se acaba el combustible hasta llegar a las condiciones necesarias para encender los residuos de la reacción.

Así, después del quemado del núcleo de helio, seguirá una etapa de quemado de carbono en el núcleo, una de quemado de oxígeno y así sucesivamente hasta llegar a un núcleo de fierro, con una estructura ilustrada en la figura (1.1).

En el diagrama HR, durante la contracción del núcleo de la estrella, ésta se moverá hacia la derecha, y al comenzar a quemarse el núcleo, la estrella se moverá hacia la izquierda, con

un ligero aumento de la luminosidad cada vez. (ver figura 1.2). En esta etapa de producción de elementos pesados, la estrella será una supergigante roja. En el caso del escenario de Conti, la estrella habrá perdido las capas exteriores antes de salir de la Secuencia Principal, por lo que no llegará a ser supergigante roja.

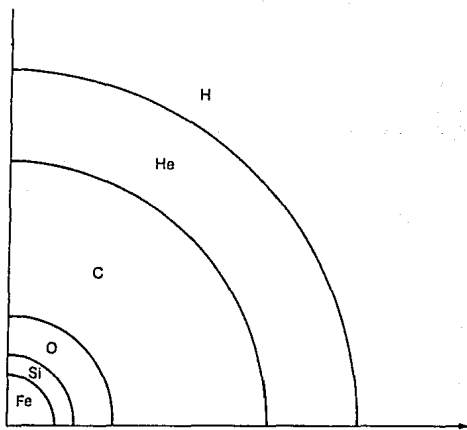


Figura 1.1 Estructura de capas de una estrella masiva, estando cada capa constituida por los residuos del quemado de la capa inferior, hasta llegar al fierro.

Cuando el núcleo de la estrella llega finalmente al fierro, éste se colapsa catastróficamente debido a que la energía de amarre por nucleón llega al máximo para el fierro, de tal manera que, al formar elementos más pesados añadiendo partículas al



gravitacional del núcleo. El núcleo pasará entonces a ser un objeto compacto (estrella de neutrones o agujero negro), y las capas exteriores serán expulsadas violentamente. Esta última etapa es la llamada explosión supernova.

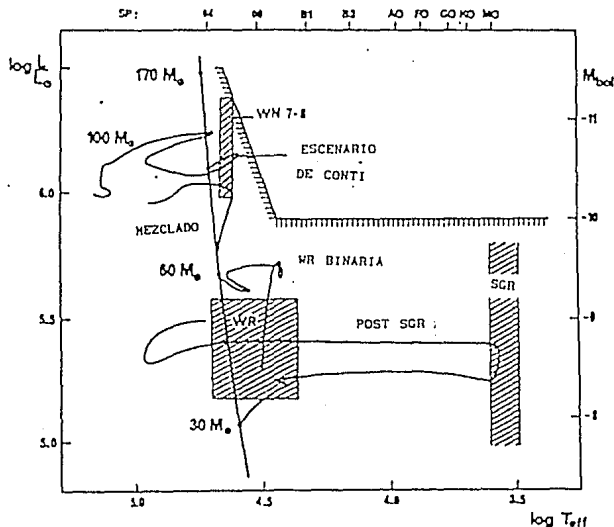


Figura 1.2 Trazas evolutivas de los 4 escenarios más importantes para la formación de estrellas WR. (Maeder, 1982).

### 1.3 Sistemas Binarios

Un sistema binario está formado por dos estrellas atadas gravitacionalmente que se mueven en órbitas elípticas (o circulares) alrededor del centro de masa.

Los sistemas binarios se pueden clasificar en base a la manera en que se observan en: binarias visuales, binarias eclipsantes y binarias espectroscópicas.

Los sistemas binarios se pueden clasificar en base a la manera en que se detectan en: binarias visuales, binarias eclipsantes y binarias espectroscópicas.

En el caso de las binarias visuales, ambas componentes se pueden detectar separadamente. En las binarias eclipsantes el plano orbital es casi perpendicular al plano del cielo por lo que las componentes de este tipo de sistemas se eclipsan produciendo un cambio periódico en la luz que recibimos de ellas. En el caso de las binarias espectroscópicas, la separación angular entre ellas es muy pequeña por lo que no se pueden detectar por separado, pero se puede observar el movimiento orbital por el corrimiento periódico de las líneas del espectro.

Para definir la órbita se utilizan los siguientes parámetros (Binnedijk, 1960) (ilustrados en la figura 1.3):

- P: periodo de revolución, en años.
- e: excentricidad de la elipse verdadera.
- a: semieje mayor de la elipse verdadera.
- $\Omega$ : posición del punto nodal [ $0^\circ - 180^\circ$ ].
- $\omega$ : distancia angular de la línea de los nodos al periastro, medida sobre la órbita verdadera en la dirección del movimiento de la estrella. [ $0^\circ - 360^\circ$ ].
- i: Inclínación del plano orbital respecto al plano del cielo. [ $0^\circ - 90^\circ$ ].

Para estudiar a un sistema binario necesario también conocer las masas de las componentes de éste. En estos sistemas es posible determinar una relación entre las masas de las componentes (función de masa). Esta se obtiene a partir de la tercera ley de

Kepler:

$$M_1 + M_2 = \frac{a^3}{P^2} \quad 1.3.1$$

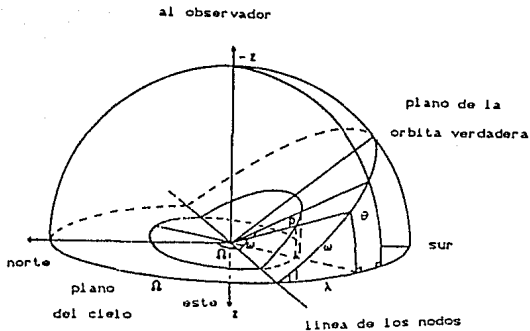


Figura 1.3 Parámetros para definir la elipse que describe la componente que se puede observar, en relación a la elipse proyectada en el plano del cielo. (Binnedijk, 1960)

con  $M_{1,2}$  en masas solares,  $a$  en unidades astronómicas, y  $P$  en años.

Por otro lado  $M_1 a_1 = M_2 a_2$  y  $a_1 + a_2 = a$ , de donde:

$$\frac{M_2}{M_1 + M_2} = \frac{a_1}{a} \quad 1.3.2$$

Utilizando ambas relaciones, tenemos:

$$\frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{a_1^3}{P^2} \quad 1.3.3$$

Pero el plano de la órbita está inclinado un ángulo  $i$  con respecto al plano del cielo, por lo que sólo se conoce  $a \sin(i)$ . Tenemos entonces:

$$\frac{(M_2 \operatorname{sen} i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{(a_1 \operatorname{sen} (i))^3}{P^2} \quad 1.3.4$$

tomando como unidades  $1 \times 10^6 \text{ km}$  para  $a_1$ , y  $P$  en días, la función de masa queda:

$$f(M) = \frac{(M_2 \operatorname{sen} i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{(a_1 \operatorname{sen} (i))^3}{25 P^2} \quad 1.3.5$$

A partir del corrimiento Doppler periódico observado en las binarias espectroscópicas, se construye la curva de velocidades radiales, que es un diagrama de velocidad contra tiempo (figura 1.4).

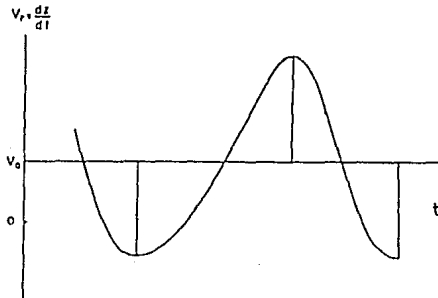


Figura 1.4 Curva de velocidades radiales

De esta curva se puede obtener  $a_1 \operatorname{sen} i$ , y de ahí la función de masas. (Ver apéndice).

La evolución de los sistemas binarios cercanos difiere en algunos aspectos de la evolución de una estrella aislada debido a la interacción que ambas componentes tienen entre sí. (Básicamente transferencia de masa).

Suponiendo que la órbita es circular, se pueden definir superficies equipotenciales (desde un sistema de referencia que rota con el sistema) normales a la fuerza efectiva a la que estaría sujeta una masa de prueba. Esta fuerza efectiva está dada por:

$$F = F_{M1} + F_{M2} + F_{\text{centrífuga}} + F_{\text{coriolis}}.$$

Los últimos dos términos se deben a que estamos en un sistema de referencia que rota con el sistema binario.

Cerca de cada una de las componentes, las superficies equipotenciales son esferas que rodean a la estrella. Lejos de ambas estrellas, en donde no domina el potencial de una componente sobre el de la otra, la superficie equipotencial está formada por dos lóbulos (lóbulos de Roche) que se intersectan en un punto  $L_1$ , rodeando cada uno a una componente. Las equipotenciales más externas rodean a ambas estrellas. (ver figura 1.5).

Inicialmente, cuando las componentes del sistema se encuentran en la Secuencia Principal, el sistema está separado (figura 1.6a), es decir, ninguna de las estrellas llena su lóbulo de Roche. En esta etapa ambas estrellas evolucionan como si estuvieran aisladas. La primaria (inicialmente más masiva), consume más pronto el hidrógeno del núcleo, y sale primero de la Secuencia Principal. Cuando esto sucede, se expande, justo antes de comenzar el quemado de helio en el núcleo, aumentando su radio hasta llenar su lóbulo de Roche. En esta etapa, una componente llena su lóbulo de Roche, (figura 1.6b), y la primaria comienza a transferir masa a la secundaria (de la envoltura de hidrógeno), hasta que el núcleo de helio "se enciende", se reduce el radio, y

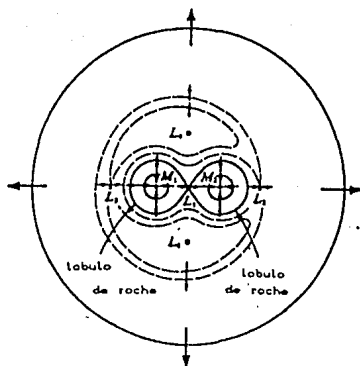


Figura 1.5. Diagrama de las superficies equipotenciales de un sistema binario.

el sistema se vuelve a despegar. Para entonces la primaria habrá perdido casi todo el hidrógeno, y podrá ser identificada con una

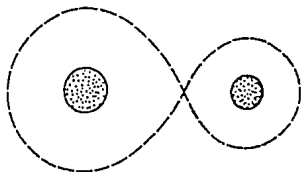


Figura 1.6a. Sistema despegado.

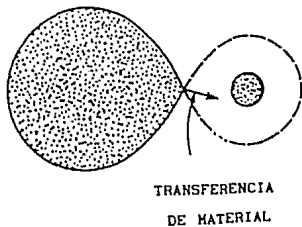
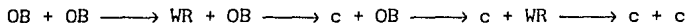


Figura 1.6b. Sistema en el cual una componente llena su lóbulo de Roche.

estrella WR. En esta etapa (OB + WR), la razón entre las masas habrá cambiado y la secundaria pasará a ser la más masiva. La primaria continuará evolucionando como una estrella aislada hasta finalmente explotar como supernova dejando un objeto compacto.

Si el sistema no se rompe durante la explosión de supernova, la componente secundaria del sistema evolucionará de la misma manera que la primaria hasta terminar el hidrógeno del núcleo, expandirse y llenar su lóbulo de Roche. En este momento comienza una segunda etapa de transferencia de material hacia el objeto compacto, acretaando éste el material, produciendo rayos x. La secundaria continuará evolucionando, pasando por una etapa WR, hasta finalmente explotar como supernova, quedando el sistema formado por dos objetos compactos.

En resumen, el esquema evolutivo que seguira un sistema binario masivo será el siguiente (van den Heuvel, 1976):



La transferencia de material en un sistema binario se puede llevar a cabo por medio de dos mecanismos diferentes:

- 1) Desbordamiento de lóbulo de Roche.
- 2) Viento

En el primer caso, como se mencionó anteriormente, la primaria llena su lóbulo de Roche y le transfiere materia a la secundaria a través del punto L<sub>1</sub>. En el caso ideal, la primaria transfiriera la secundaria toda la masa que pierde, conservandose así la masa total del sistema.

En el segundo caso, la estrella primaria pierde masa por viento, mismo que choca con la estrella secundaria. La velocidad del viento es supersónica, por lo cual se forma un frente de choque, como se ilustra en la figura 1.7.

En ambos casos, la estrella secundaria atrapa o acreta el material, extrayendo de este energía potencial gravitacional, convirtiéndola en radiación. La cantidad de energía extraída del material acretado depende de  $m_x/R_x$  (donde  $m_x$  y  $R_x$  son la masa y el radio de la estrella que acreta el material), es decir que, la eficiencia de este proceso depende de que tan compacto sea el objeto que acreta. De aquí se concluye que los objetos colapsados son más eficientes produciendo energía por medio de este mecanismo, y por lo tanto la radiación que producen es más energética. Es por

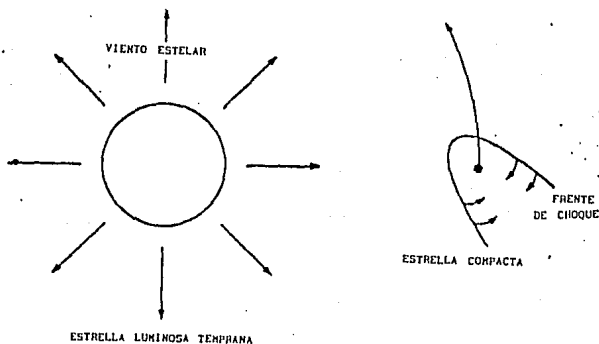


Figura 1.7. Transferencia de material por viento. (Davidson y Ostriker, 1973).

esto que, como veremos con más detalle más adelante, una luminosidad muy alta de rayos x puede ser un argumento contundente



para concluir que una estrella forma parte de un sistema binario con un objeto compacto.

La luminosidad debida a la acreción esta dada por (Frank et al, 1985):

$$L_{acr} = \dot{M}m_x/R_x \quad \dots 1.3.6$$

siendo  $\dot{M}$  la tasa de acreción. La producción de rayos x por acreción por lóbulo de Roche es más eficiente debido a que, idealmente, toda la masa perdida por la componente primaria es transferida a la secundaria, mientras que, en el caso de acreción por viento, la pérdida de masa de la primaria se efectúa en todas direcciones por lo que la secundaria sólo puede acretar una fracción de la masa perdida por la primaria, siendo entonces la tasa de acreción mucho más alta en el primer caso que en el segundo. Sin embargo, Davidson y Ostriker (1973) afirman que por medio de acreción por viento, es posible obtener las altas luminosidades de rayos x observadas en algunos sistemas en los que se supone que este es el mecanismo que se lleva a cabo. En su modelo, suponen que se forma un frente de choque, y que el material rodea este frente y lo atraviesa por la parte posterior. El material que pase a una distancia a la cual su velocidad de escape sea menor que su velocidad relativa al objeto compacto, o a una distancia menor que esta, sera atrapado por este objeto. Esto ocurre dentro de un cilindro de radio (radio de acreción):

$$r_{acr} = 2Gm_x/(v_{rel})^2 \quad \dots 1.3.7$$

La tasa de acreción esta dada por:

$$S_{acr} = \pi \zeta (r_{acr})^2 (v_{rel}) \rho \quad \dots 1.3.8$$

donde  $\zeta$  es un factor de corrección por presión de radiación.

la velocidad relativa del viento con respecto al objeto colapsado está dada por:

$$(v_{rel})^2 = v_x^2 + v_w^2(a) \quad \dots 1.3.9$$

donde  $v_x$  es la velocidad orbital del objeto colapsado, dada por:

$$v_x^2 = \frac{GM^*}{a} = \frac{(v_{esc})^2 R^*}{2a} \quad \dots 1.3.10$$

donde  $M^*$  y  $R^*$  son la masa y al radio de la estrella que pierde masa.

La velocidad relativa estará entonces dada por:

$$(v_{rel})^2 = \left[ 1 + \frac{(v_{esc})^2}{2v_w^2(a)} \left( \frac{R^*}{a} \right) \right] v_w^2(a) \quad \dots 1.3.11$$

y la densidad del viento:

$$\rho(a) = S_w / (4\pi v_w(a) a^2) \quad \dots 1.3.12$$

donde  $S_w$  es la tasa de pérdida de masa de la estrella primaria.

Sustituyendo (1.3.11) y (1.3.12) en (1.3.7), obtenemos una relación entre la tasa de acreción y la tasa de pérdida de masa:

$$\frac{S_{acr}}{\zeta S_w} = \frac{(m_x/M^*)^2 \epsilon^2}{\eta^{1/2} (\eta + \epsilon)^{3/2}} \quad \dots 1.3.13$$

donde  $\eta \equiv a/R^*$ , y  $\epsilon \equiv (v_{esc})^2 / 2v_w^2(a)$

A partir de (1.3.13), se puede estimar la luminosidad de rayos x intrínseca producida por la acreción en un sistema binario, si se conocen los parámetros del sistema y la ley de velocidades del viento. Davidson y Ostriker estiman que, para Cen X-3, una tasa de pérdida de masa  $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$  es suficiente para explicar la luminosidad de rayos x observada en esta estrella. Sin embargo, la luminosidad calculada por este modelo no considera absorción por lo que no es válido comparar esta luminosidad con la observada sin antes cuantificar la absorción que pueda llevarse a cabo en el sistema. En 1987, Stevens y Willis (1988) calcularon esta luminosidad para HD50896 utilizando el modelo de Davidson y Ostriker (1973), y en su cálculo ellos si consideraron la absorción. Los resultados de este trabajo se discuten con más detalle más adelante.

#### 1.4 Sistemas WR + c, características observables.

Según el esquema evolutivo propuesto por Van den Heuvel (1976), los sistemas WR + c son descendientes de los sistemas binarios masivos OB + OB, siguiendo el esquema:



Aunque el tiempo de vida de la fase WR en ambas estrellas sea similar, el número total de sistemas WR + c no será igual al número de sistemas WR + OB, dado que:

-La masa mínima inicial para formar una estrella WR es  $40 M_{\odot}$ , misma

que no alcanzan todas las estrellas secundarias de los sistemas binarios.

-Existe una probabilidad de que el sistema se rompa durante la explosión de supernova de la primaria, por lo que no todos los sistemas WR + OB van a sobrevivir como sistemas binarios.

Es decir que el número de sistemas WR + c dependerá de:

- 1) La masa inicial de la primaria, que deberá ser mayor que 40M<sub>o</sub>.
- 2) La razón inicial de masas del sistema.
- 3) La conservación de masa en el sistema.
- 4) La probabilidad de que el sistema sobreviva la explosión de supernova.

Es claro que la razón inicial de masas mínima que se considere dependerá de la conservación de masa. Además se tendrán que considerar sistemas en los cuales, aunque la primaria no tenga la masa suficiente para llegar a etapa WR, la secundaria si llegue a alcanzar vía acreción la masa mínima para convertirse en WR, y por lo tanto el sistema evolucione a WR + c sin pasar por la etapa WR + OB.

Tomando esto en consideración, Vanbeveren (1982) calculó la razón entre el número de sistemas WR + c y de sistemas WR + OB, y concluyó que esta razón es menor que 1 y mayor que 0.2. Dado que se conocen alrededor de 150 estrellas WR en nuestra galaxia (van der Hutch et al, 1981), y aproximadamente el 40 % está en sistemas binarios con compañera OB, debe haber entre 12 y 60 estrellas WR con compañeras colapsadas.

El problema inmediato será entonces observar estos sistemas.

Las características a buscar serán:

-WR que no presentan evidencia de compañera tipo OB, que tengan una distancia  $z$  muy grande sobre el plano de la galaxia. Esto se deberá, en principio a la velocidad que adquiere el centro de masa del sistema debido a la explosión de supernova de la primaria.

-Que estén rodeadas por una nebulosa de anillo expulsada durante la fase de pérdida rápida de masa de la estrella O al objeto compacto.

-Variaciones periódicas en el espectro debido al movimiento orbital (efecto doppler).

-Variaciones periódicas en la luminosidad, debido a eclipses.

-Una alta luminosidad en rayos x debida a acreción del material del viento de la WR por el objeto compacto.

Además de las características anteriores, se esperará también que los rayos x provenientes del objeto compacto afecten el balance de ionización en la zona que los rodea y creen así una zona ionizada alrededor de ellos. (Hatchett y McCray 1977, Kallman y McCray 1982). Una de las consecuencias observables de la presencia de una zona ionizada podría ser el efecto Hatchett-McCray, observable en los perfiles P-Cygni. Este efecto se observa cuando el objeto compacto está entre el observador y el núcleo de la WR, y los iones que llevan a cabo la absorción en el perfil P-Cygni son destruidos, haciendo menos profunda la componente de absorción de la línea. Cuando el objeto compacto es eclipsado por la WR, el perfil de la línea será normal.

En el modelo de Kallman y McCray (1982) se supone una fuente

compacta de rayos x rodeada por un gas a densidad constante. A partir del espectro fuente, la composición del gas que rodea a la fuente y la densidad del gas, ellos obtienen un modelo para la estructura de ionización, la estructura de temperatura y el espectro proveniente del gas.

El espectro fuente está descrito por la luminosidad espectral  $L_{\epsilon} = Lf$ , donde  $L$  es la luminosidad total, y  $f_{\epsilon}$  la función espectral, que puede ser:

bremstrahlung:	$f_{\epsilon} \propto \exp(-\epsilon/kt)$
cuerpo negro:	$f_{\epsilon} \propto \epsilon^2 / [\exp(\epsilon/kt) - 1]$
ley de potencias:	$f_{\epsilon} \propto \epsilon^{\alpha}$

Se supone que el gas consiste en los elementos H, He, C, N, O, Ne, Si, S, y Fe, con las abundancias relativas dadas por Withroe (1971), pudiendo estar desde neutros hasta totalmente ionizados, excluyendo los iones con potencial de ionización menor que 13eV.

Los resultados se dividen en ocho modelos en los cuales se varía el espectro fuente,  $L_x$  y la densidad del gas,  $n$ . La tabla 1.1 (tomada de Kallman y McCray 1982) resume los parámetros utilizados en cada uno de los modelos. En todos se supone una luminosidad de la fuente de  $10^{37}$  erg/seg.

Descartando los modelos absolutamente inaplicables al caso de sistemas WR + c, quedan tres modelos aplicables que son:

- 1) Modelo 3. Gas denso sin tomar en cuenta los efectos de atrapamiento de líneas.
- 2) Modelo 4. Gas denso tomando en cuenta los efectos del

atrapamiento de líneas, es decir que no escapan los fotones resonantes. Esto impide el enfriamiento del gas y aumenta la población de niveles excitados, facilitando la ionización desde estos niveles.

Tabla 1.1

Modelo	forma del espectro	densidad del gas
1	bremsstrahlung de 10 keV	1
2	bremsstrahlung de 10 keV	$10^3$
3	bremsstrahlung de 10 keV	$10^{11}$
4	bremsstrahlung de 10 keV	$10^{11}$
5	bremsstrahlung de 10 keV + cuerpo negro de 30000K	$10^{11}$
6	bremsstrahlung de 2 keV	$10^{11}$
7	ley de potencias $V^{-1}$	$10^{11}$
8	cuerpo negro de 4 keV	$10^{11}$

Tomado de Kallman y McCray (1982).

3) Modelo 5. Gas denso con un campo de radiación estelar (cuerpo negro con temperatura de 30000K y luminosidad  $L = 2.7 \times 10^{37}$  erg/s) sumado al espectro fuente de rayos x. El campo de radiación estelar va a tener el efecto de impedir la formación de iones con potenciales de ionización menores a 50 eV.

Los modelos 1 y 2 no son aplicables por la densidad del gas

que suponen. Los modelos 7 y 8 se eliminan dado que se espera que el espectro sea bremsstrahlung (Davidson y Ostriker, 1973, Stevens y Willis, 1988), y en el modelo 6 se supone una temperatura efectiva muy baja.

Las siguientes figuras (1.9, 1.10 y 1.11) muestran la estructura de ionización y de temperatura de los modelos anteriormente mencionados. La estructura de ionización está dada por la gráfica de las abundancias relativas de los iones de cada elemento como función del  $\log(\xi)$  donde  $\xi = L/nR^2$ , con  $L$  = luminosidad de la fuente de rayos x (erg/seg),  $n$  = densidad atómica local ( $\text{cm}^{-3}$ ), y  $R$  = distancia de la fuente de rayos x (cm).

De estas figuras se puede ver que las regiones de gas más cercanas al objeto colapsado contienen iones de CVII, NVIII, OVIII, y que la fracción de estos iones es muy cercana a 1.

La presencia de una zona de material altamente ionizado alrededor del objeto compacto puede ayudar a determinar alguna característica observable que sirva como evidencia de la presencia de una compañera. En el caso de iones existentes en la zona ionizada, ausentes en el resto del viento, la presencia de líneas de emisión de estos iones podría ser la evidencia buscada. Nótese, sin embargo, que estos modelos se hicieron tomando en cuenta abundancias normales de los elementos, mientras que las WR son marcadamente deficientes en hidrógeno.



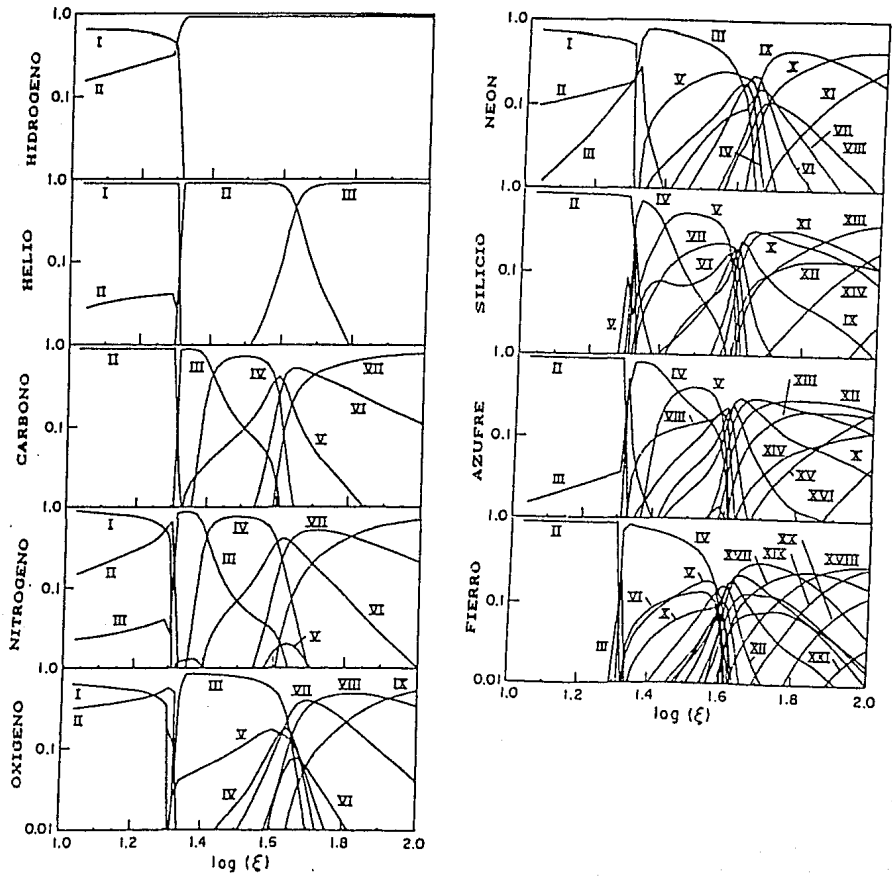


Figura 1.8 Estructura de Ionización, modelo 3.

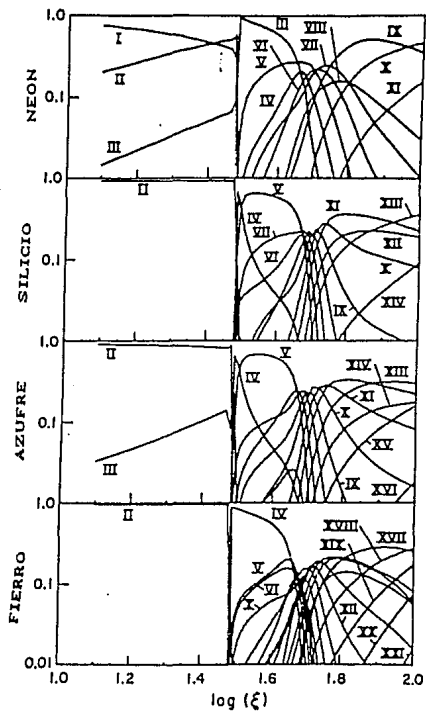
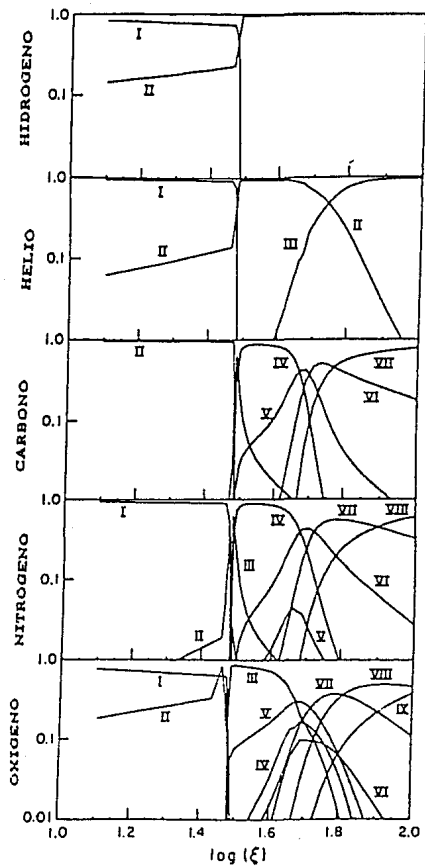


Figura 1.9. Estructura de Ionización, modelo 4.

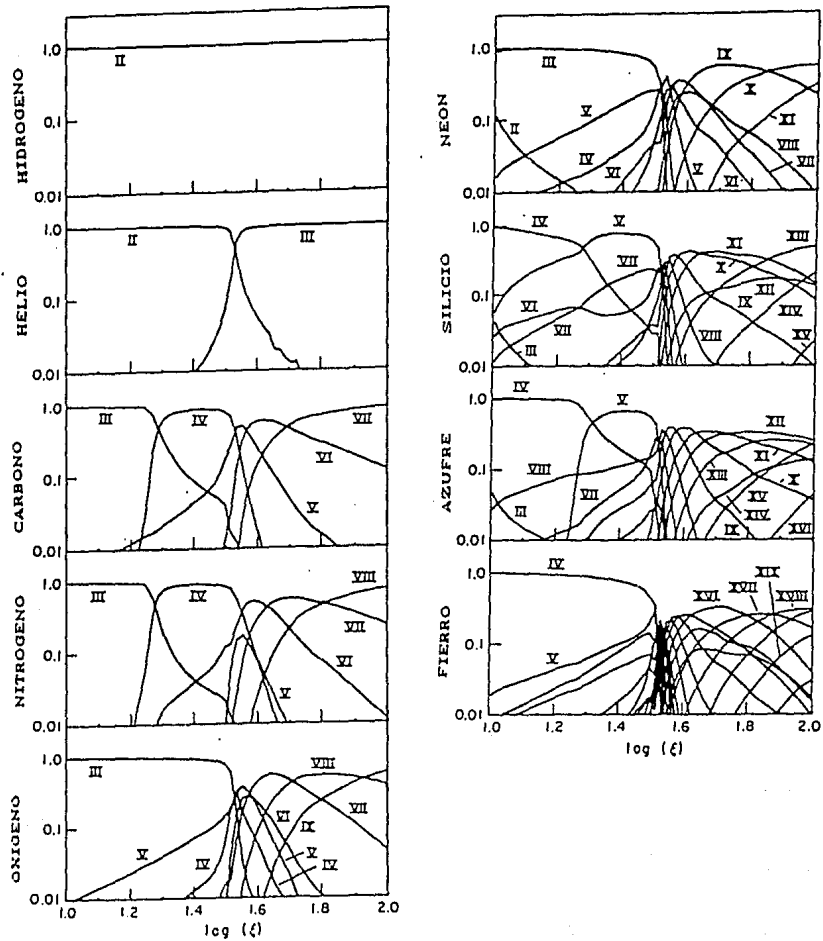


Figura 1.10. Estructura de ionización, modelo 5. (Figuras 1.8 a 1.10 tomadas de Kallman y McCray 1982).

## 1.5 Sistemas WR + c: Candidatos.

El estudio de los sistemas WR + c es de gran importancia, ya que representan una especie de eslabón perdido en la evolución de sistemas binarios masivos. La existencia de sistemas en etapas evolutivas anteriores ha sido ampliamente comprobada, sin embargo, no se puede decir lo mismo acerca de los sistemas WR + c. Existen varios candidatos que podrían serlo. Estos son estrellas WR cuya distancia al plano de la galaxia es muy grande, y que presentan variaciones en su velocidad radial, y algunas de ellas están asociadas a una nebulosa o son variables en luminosidad. Estas características, aunque apoyan la hipótesis de binariedad, no constituyen de ninguna manera una prueba contundente de que estas estrellas formen parte de uno de dichos sistemas. (Las variaciones periódicas en la velocidad radial en las líneas del espectro de la WR podrían considerarse como una prueba bastante fuerte de binariedad, sin embargo en estos sistemas son en general muy pequeñas, fácilmente confundibles con el ruido).

En la tabla (1.2) (Moffat 1982) se listan los candidatos estudiados hasta 1982, para los cuales se ha reportado un periodo orbital.

De estos candidatos, el más fuerte es HD50896, debido a que las variaciones de velocidad radial son suficientemente grandes y han sido comprobadas por varios autores, además de que el periodo reportado por Firmani (1980) ha sido confirmado en varios estudios de fotometría y polarimetría durante los últimos 13 años.

TABLA 1.2

Estrella	Tipo espectral	Nebulosa asociada	P(d)
HD 50896	WN5	S308	3.8
HD 192163	WN6	NGC 6888	4.5
HD 193077	WN6	S109	2.3
HD 97950	WN6	NGC 3603	3.8
HD 38268	WN6	30 DOR	4.4
HD 197406	WN7	—	4.3
HD 96548	WN8	RCW 58	4.8
HD 86161	WN8	—	10.7
209 BAC	WN8	S80	2.4
HD 177230	WN8	—	1.8
HD 164270	WN9	—	1.8

## 2.1 Introduccion

HD50896 es una WR clasificada como WN5, "single line" (es decir, que solo se observan las líneas del espectro de una estrella), situada a una distancia  $d = 2\text{kpc}$ . Cumple con varias características para ser considerada como candidato a sistema WR + c. Estas son: variabilidad en el espectro, en la luminosidad y en la polarización, además de estar asociada a una nebulosa de anillo y tener una distancia muy grande del plano de la galaxia, La variabilidad en luminosidad y en el espectro de HD50896 es conocida desde hace unos 40 años (Wilson 1948). Sin embargo no fue sino hasta 1980 que Firmani et al (1980) llevaron a cabo un estudio más exhaustivo para encontrar periodicidad en las variaciones de esta estrella y encontraron un periodo de  $3.763 \pm .003$ . para variaciones en la velocidad radial, en los perfiles de las líneas y en la luminosidad. Este periodo fue identificado por ellos como el periodo orbital de un sistema binario. Para este sistema obtuvieron la función de masa:

$$\frac{(m_2 \text{ sen } i)^3}{(m_{WR} + m_2)^2} = 0.015 \pm 0.005$$

Tomando una inclinación  $i = 71 \pm 3^\circ$  para la órbita, y una masa para la WR  $m_{WR} = 10M_\odot$ , la compañera tendrá una masa

$m_2 = 1.32 \pm 0.15 M_{\odot}$ . Según Firmani et al (1980) la geometría de la órbita sería como se muestra en la siguiente figura (fig 2.1):

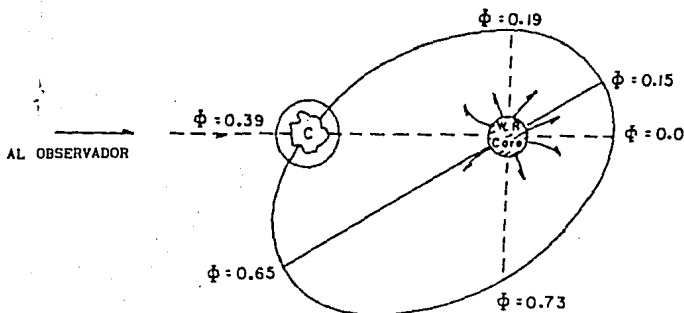


Figura 2.1. Órbita del sistema WR + cc, HDS0896, tomado de Firmani et al (1980)

En el óptico se han llevado a cabo otras observaciones en las que se han encontrado variaciones consistentes con el periodo reportado por Firmani et al. (Cherepashchuk, 1981; Niemela et al 1982, Lamontagne et al, 1987, Gosset et al, 1987, Drissen et al, 1989 y van der Hutch et al, 1990), además de que se han observado variaciones en polarización lineal que también confirman este periodo (McLean, 1980, Drissen et al, 1990).

Sin embargo, en las observaciones en UV (Willis et al 1988) no se encontró periodicidad en las variaciones de los perfiles

P-Cygni, misma que pudiera ser evidencia de efecto Hatchett McCray.

En rayos x se observaron variaciones rápidas en la luminosidad (White y Long, 1988) que podrían apoyar la hipótesis de binariedad de HD50896, sin embargo, según cálculos de Vanbevereren et al (1982), y Stevens et al (1988), la luminosidad en rayos x observada en HD50896 es mucho menor que la esperada para una estrella de neutrones acretaando material del viento de una WR.

Aunque se ha intentado atribuir la variabilidad de HD50896 a procesos físicos intrínsecos de la estrella (pulsaciones no radiales, rotación, etc), estos no han explicado satisfactoriamente las variaciones.

## 2.2 Observaciones en el optico

Las variaciones en el espectro de HD50896 fueron inicialmente reportadas por Wilson (1948), quien la observó durante tres noches consecutivas, encontrando variaciones en la velocidad radial de las emisiones de HeII  $\lambda 4686$ , NV  $\lambda \lambda 4603, 4619$ , mismas variaciones que no observó en NIV  $\lambda 4508$ . Debido al reducido número de datos que obtuvo, no pudo deducir nada sobre el origen de estas variaciones. Smith encontró variaciones en la línea NIV  $\lambda 4058$  (Ebbets, 1979, Smith, 1955), Irvine e Irvine (1973) reportaron variaciones de una noche a otra en el perfil HeII  $\lambda 4686$ , y Schmidt (1974) encontró variaciones en la asimetría de esa misma línea. En 1965 (Barbon et al, 1965) llevaron a cabo un estudio más extenso



que los anteriores sobre las variaciones espectrales de esta estrella. Midieron las velocidades radiales de las mismas líneas que estudió Wilson, encontrando además, variaciones en la forma de los perfiles. Sin embargo, no encontraron correlación con ningún período por lo que concluyeron que no es un sistema binario. El primer estudio de fotometría de esta estrella fue llevado a cabo por Kuhl (1968) quien encontró una gran variación en sus datos. Con estos datos construyó una curva de luz no muy bien definida debido a la insuficiencia de estos. De esta curva dedujo un período tentativo de 1.01 días. Concluyó que estas variaciones pueden ser producidas por el hecho de tratarse de un sistema binario, o bien, por actividad en la atmósfera. No se inclinó por ninguna de ambas explicaciones.

Firmani et al (1980) llevaron a cabo observaciones de HD50896, entre 1975 y 1978, encontrando variaciones periódicas en los perfiles de las líneas, en la luminosidad y en la velocidad radial consistentes con un período de 3.76 días.

En los perfiles de HeII 4686 y Nv  $\lambda\lambda 4604-4621$  se observaron variaciones periódicas figura (2.2a, b):

1) Fase  $\phi = 0.4 - 0.6$

La línea HeII 4686 muestra un perfil puntiagudo casi triangular con alas extendidas. Las líneas Nv  $\lambda\lambda 4604-4621$  tienen casi la misma intensidad y las componentes de absorción están ausentes o son muy débiles.

2) Fase  $\phi = 0.9$

La línea de emisión HeII 4686 muestra un perfil menos

extendido con una pequeña absorción en la parte superior centrada en  $\lambda 4686$ . En esta fase la línea N $\nu$   $\lambda 4604$  es más débil que N $\nu$   $\lambda 4621$ , y sus componentes en absorción son intensas.

3) En las otras fases los perfiles se encuentran en transición entre (1) y (2).

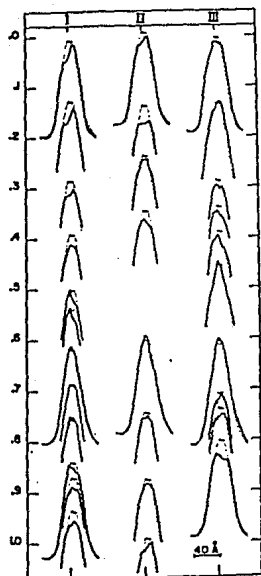


fig 2.2a  
He II  $\lambda 4686$

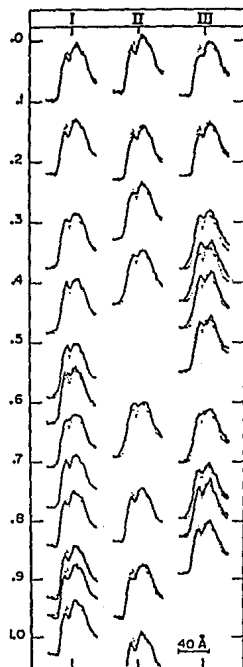


fig 2.2b  
N $\nu$   $\lambda\lambda 4604-4621$

Figuras 2.2a,b. Variaciones en los perfiles de las líneas He II 4606 y NV 4606-4621. Tomados de Firmani et al (1980)

Por otro lado las líneas de Niv  $\lambda 3483$  y  $\lambda 4058$  se comportan de una manera diferente a la líneas de Nv 4604-4621 (figura 2.3). La línea NIV  $\lambda 4058$  presenta una pequeña absorción superpuesta, que llega a un máximo de intensidad entre las fases 0.9 y 1.2, es muy débil entre las fases 0,5 y 0.8, y es sustituida por una emisión en la fase 0.4. La línea Niv  $\lambda 3483$  presenta variaciones muy débiles en la parte superior del perfil.

En general, las variaciones periódicas en los perfiles son:

- a) Entre fase 0.8 y fase 1.2 las absorciones centrales y violeta llegan a un máximo de intensidad.
- b) Entre fase 0.3 y fase 0.8 las absorciones son más débiles, desaparecen o son reemplazadas por una emisión puntiaguda.

Ebbets (1979) reportó las variaciones en las formas del perfiles de HeII  $\lambda 4686$  yareportadas por Firmani et al (1980), aunque no pudo encontrar correlación con el período reportado anteriormente debido a que sus observaciones no cubrieron más de tres días.

El período encontrado por Firmani et al (1980) fue más tarde confirmado por otras observaciones. En 1980, Mc Lean reportó variaciones en la polarización lineal con un período de 3.76 días. Cherepashchuk (1981) llevó a cabo observaciones fotométricas encontrando una curva de luz que confirma el período de 3.763 días.

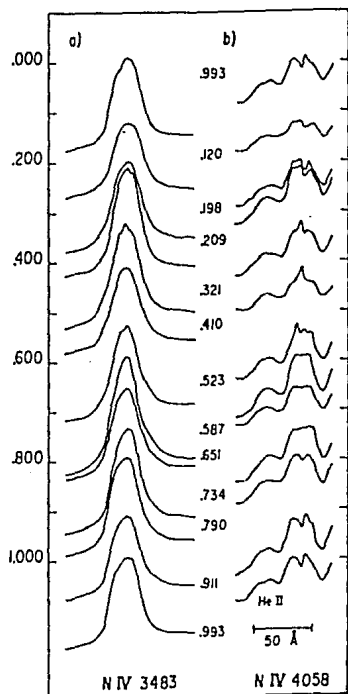


Figura 2.3. Variación de los perfiles (a) NIV 3483 y (b) NIV 4058. (Firmani et al, 1978)

Niemela y Méndez (1982) estudiaron la velocidad radial a partir de espectrogramas obtenidos por ellos mismos entre 1971 y 1979 encontrando que:

- 1) La emisión Niv  $\lambda 4058$  presenta variaciones de velocidad radial con un periodo de 3.763 días.
- 2) La velocidad radial de la línea Nv  $\lambda 4603$  varía con el mismo periodo que la anterior pero con diferente amplitud en las

distintas temporadas.

3) La velocidad radial de la componente de absorción de Nv 4603 no tiene correlación con la velocidad radial de la componente de emisión de la misma línea.

4) La velocidad radial de las líneas de emisión de HeII no tiene correlación con la fase orbital.

Encuentran variaciones dependientes de la fase en la intensidad en las componentes de absorción de Nv  $\lambda$ 4603,  $\lambda$ 4619. No concluyen nada acerca del origen de estas variaciones.

Lamontagne et al (1987) observaron HD50896 durante 17 días obteniendo una curva de luz que al ser comparada con otras curvas de luz obtenidas en otras épocas, encuentran que se ha mantenido estable desde 1980 y que para el conjunto de datos de cada época, se encuentra siempre 3.766 d como único período. Van Genderen et al (1987) llevaron a cabo un estudio fotométrico de esta estrella, encontrando una curva de luz diferente a la de Lamontagne et al (1987) y a la de Firmani (1980). La variabilidad de esta estrella la atribuyen a un aumento en la transparencia de la atmósfera. En 1987, Gosset et al (1987) hicieron un análisis de todos los datos previamente publicados buscando periodicidad. Confirmaron el período previamente reportado (3.77d) y encontraron otro período, mismo que no pueden definir si está relacionado o no con el primero, es decir, si proviene del mismo mecanismo físico, o de otro. Debido a la insuficiencia de datos. Afirman que la existencia de otro período fundamentalmente diferente al primero, podría probar la existencia de pulsaciones no radiales en esta estrella,

independientemente de que se trate o no de un sistema binario. Drissen et al (1988) observaron fotométricamente y polarimétricamente la estrella en cuatro temporadas, encontrando en las cuatro un periodo de 3.77d. Las curvas de luz que encuentran, tiene el mismo periodo, pero varían gradualmente en un intervalo de dos semanas. Afirman que la curva de luz, aunque ha variado de forma y de amplitud durante los últimos 13 años, ésta al parecer se repite de una manera recurrente, y probablemente periódica, como podría serlo el mecanismo que produce tal variación (independientemente del movimiento orbital).

El estudio más reciente de fotometría fué realizado por van der Hutch et al (1990) quienes observaron a la estrella durante 2 meses, confirmando el periodo de 3.763d en su curva de luz. Encuentran, además de este periodo, que la curva esta modulada por otro periodo que varía en una escala de tiempo más corta, concluyendo que este puede ser producido por un aumento en la turbulencia del material, o un aumento ocasional en la tasa de pérdida de masa del sistema.

### 2.3 Observaciones en UV

HD50896 ha sido ampliamente observada en UV desde 1978. Haciendo uso de estas observaciones, Willis et al (1988) buscaron evidencia de efecto Hatchett-McCray en los perfiles de las líneas Civ  $\lambda 1550$ , HeII  $\lambda 1640$  y Niv  $\lambda 1718$ . Para cada una de estas líneas se midió el ancho equivalente de las componentes de absorción y de emisión ( $W_a$  y  $W_e$ ). En los datos obtenidos de  $W_a$  y  $W_e$  se observa

una notable variación.

Con estos datos se construyó para cada una de las líneas estudiadas, una gráfica de  $W_a$  contra día con los datos de 1983 (fig 2.4a, b, c), y una gráfica del conjunto completo de datos en un único ciclo. (fig 2.5a, b, c).

Para el primer grupo de gráficas, se observa (a ojo) cierta periodicidad en los datos, para Civ y Heiv. Sin embargo, los datos fueron analizados numéricamente, y no se encontró ninguna periodicidad en los datos de  $W_a$  para las líneas estudiadas. En el segundo grupo de gráficas tampoco se observa una periodicidad, aunque sí se observa una gran variación entre una temporada y otra.

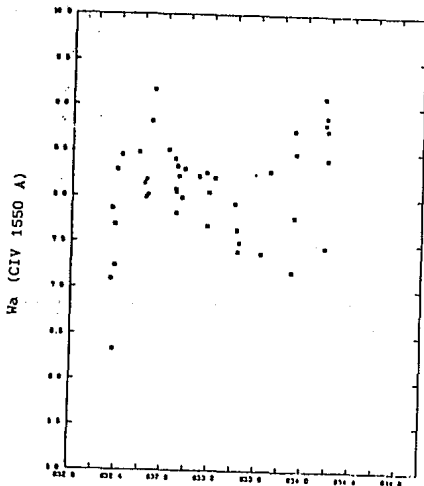


fig 2.4a

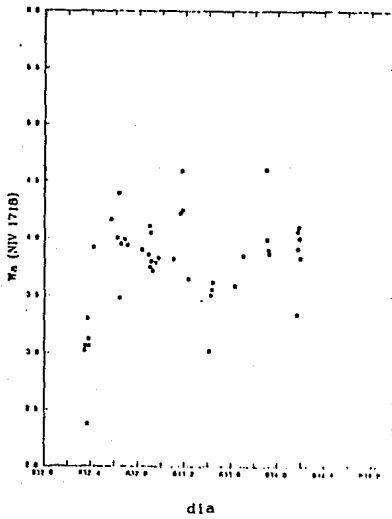


fig 2.4b

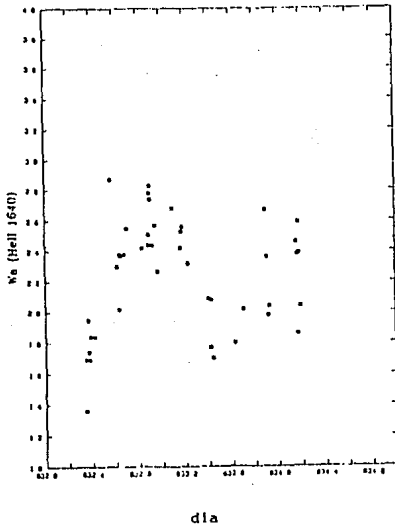


fig 2.4c

Figura 2.4a, b, c. Ancho equivalente contra dia para CIV 1550, NIV 1718 y HeII 1640 respectivamente. (Willis et al, 1988).



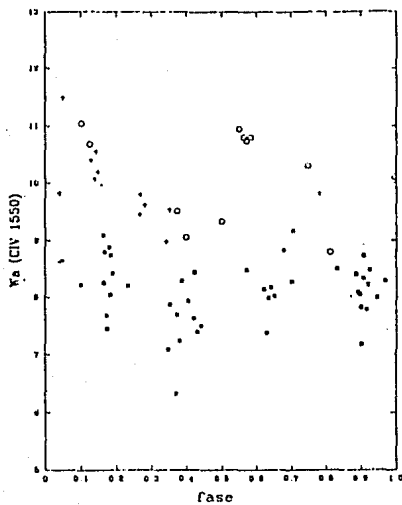


fig 2.5a

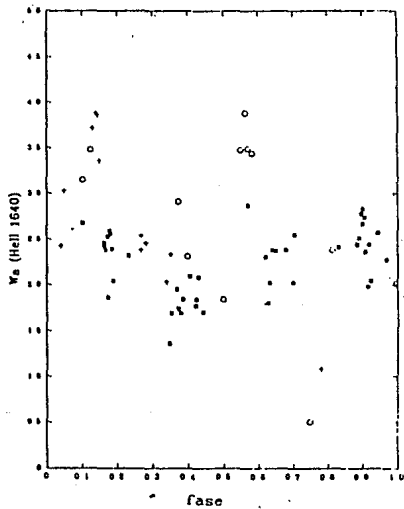


fig 2.5b

- Imágenes aisladas obtenidas entre 1978 y 1982.
- + 12 espectros obtenidos en 2 días consecutivos en 1980.
- 43 espectros obtenidos en 12 días consecutivos 1983.

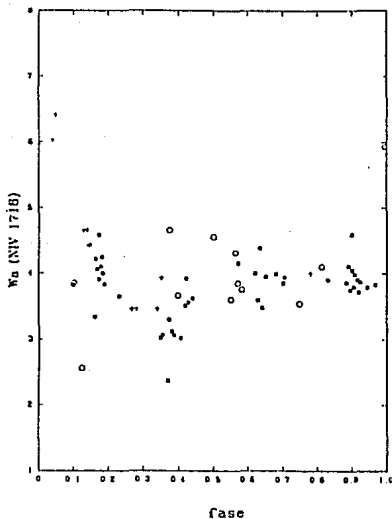


fig 2.5c

Figuras 2.5a, b, c. Graficas de ancho equivalente contra fase, para CIV 1550, HeII 1640 y NIV 1718 respectivamente. (Willis et al, 1988).

En 1990 St Louis et al (1990) obtuvieron 130 espectros en UV durante 6 días encontrando variaciones en la componente de absorción de los perfiles P-Cygni de las líneas CIV  $\lambda 1550$ , HeII  $\lambda 1640$  y NIV  $\lambda 1718$ . Estas variaciones fueron divididas en tres eventos con una escala de tiempo del orden de un día cada uno. En el primer evento, la componente de absorción de las tres líneas aumentó gradualmente y después disminuyó gradualmente en una escala de tiempo igual. El tercer evento fue similar al primero, y el segundo mostró diferencias, en cuanto a que, cuando las componentes de absorción de las líneas NIV  $\lambda 1718$  y CIV  $\lambda 1550$  disminuyen, la componente de absorción de HeII  $\lambda 1640$  sigue aumentando, y después disminuye, con un retraso de 6 horas con respecto a las primeras. Sugieren que estas variaciones, aunque

son recurrentes no son periódicas, y que son evidencia de variabilidad intrínseca del viento de la estrella.

## 2.4 Rayos X

Las observaciones de HD5896 en rayos x han producido una polémica mucho más fuerte que en el caso de observaciones en otras regiones del espectro. El origen de esta polémica ha sido el hecho de que la luminosidad en rayos x observada en los supuestos sistemas WR + c es mucho menor que la observada en sus progenitores, los sistemas binarios de rayos x. Estos últimos están formados por una estrella masiva que llena su lóbulo de Roche, y transfiere material a un objeto compacto. El objeto compacto acreta este material, convirtiendo la energía gravitacional del material en radiación. Esta radiación es fundamentalmente rayos x debido al enorme potencial gravitacional cerca de un objeto compacto. La luminosidad en rayos x observada en este tipo de sistemas es del orden de  $10^{36}$ - $10^{38}$  erg/seg. La luminosidad en rayos x de HD50896 es comparable a la observada en estrellas calientes ( $L_x \approx 10^{33}$  erg/seg), y mucho menor que la observada en fuentes de rayos x binarias.

La baja luminosidad en rayos x ha tratado de ser explicada argumentando que estos se ven atenuados por el viento denso en el que se halla sumergido el objeto compacto. Sin embargo, Vanbeveren et al (1982) calcularon la luminosidad de rayos x esperada en estos sistemas combinando la producción de rayos x duros por acreción y la absorción por el viento de la WR, mostrando que el

viento no es suficientemente opaco para extinguir los rayos x más allá de los límites observacionales. Stevens y Willis (1988) calcularon la luminosidad de rayos x esperada en este sistema en particular, calculando la luminosidad de rayos x intrínseca producida por acreción y la atenuación de esta luminosidad debida a la absorción de rayos x por el material denso que rodea a la estrella de neutrones, de la misma manera que Vanbeveren, pero en este caso haciendo un modelo para un objeto en particular, haciendo uso de valores más precisos de la tasa de pérdida de masa y una ley de velocidades del viento más reciente para HD50896. Además incluyen dentro del balance de ionización a la fotoionización, y no solo las colisiones, como supone Vanbeveren.

Dada la incertidumbre que se tiene sobre la temperatura de una WR, Stevens y Willis llevaron a cabo los cálculos para 30000K, 60000K y 100000K en las bandas 0.2-4.0keV, 2.0 a 6.0keV y 10 a 25keV; correspondientes a los detectores de los satélites *Einstein*, *Uhuru* y *HEAO-1* respectivamente.

La siguiente tabla (2.1) contiene los resultados de la luminosidad de rayos x calculada teóricamente, en cada una de las bandas mencionadas anteriormente, para las tres temperaturas, para tasas de pérdida de masa de  $1 \times 10^{-5}$ ,  $5 \times 10^{-5}$  y  $1 \times 10^{-4}$  Mo/año, y una energía característica de la fuente de rayos x de 5 y 20 keV.

Estos valores fueron comparados con los observados por los tres satélites. El satélite *Einstein* detectó una luminosidad de  $10^{33}$  erg/s. Los satélites *Uhuru* y *HEAO1* no observaron a HD50896. Tomando en cuenta los límites de detección de estos dos últimos,

se puede dar una cota superior a la luminosidad de HD50896 en esas bandas. Tomando una distancia de 2kpc, la cota superior para la luminosidad en la banda del *Uhuru* es de  $1.5 \times 10^{34}$  erg/seg, y para la banda del *HEAO1*, una cota superior de  $4.8 \times 10^{33}$  erg/seg.

TABLA 2.1

Luminosidad de rayos x esperada teóricamente en la banda 0.2 - 4.0 keV con  $E_c = 5$  keV

$T_{x,ij}(K)$	$\dot{M}(M_{\odot}/año)$		
	$1.0 \times 10^{-4}$	$5.0 \times 10^{-4}$	$1.0 \times 10^{-3}$
30000	$5.61 \times 10^{34}$	$6.85 \times 10^{34}$	$4.07 \times 10^{34}$
60000	$6.70 \times 10^{34}$	$8.80 \times 10^{34}$	$5.55 \times 10^{34}$
100000	$6.72 \times 10^{34}$	$8.96 \times 10^{34}$	$5.68 \times 10^{34}$

Luminosidad de rayos x esperada teóricamente en la banda 0.2 - 6.0 con  $E_c = 20$  keV

$T_{x,ij}(K)$	$\dot{M}(M_{\odot}/año)$		
	$1.0 \times 10^{-4}$	$5.0 \times 10^{-4}$	$1.0 \times 10^{-3}$
30000	$3.00 \times 10^{34}$	$7.96 \times 10^{34}$	$8.92 \times 10^{34}$
60000	$3.07 \times 10^{34}$	$8.51 \times 10^{34}$	$9.76 \times 10^{34}$
100000	$3.07 \times 10^{34}$	$8.55 \times 10^{34}$	$9.81 \times 10^{34}$

Igual que la anterior pero con  $E_c = 20$  keV

$T_{x,ij}(K)$	$\dot{M}(M_{\odot}/año)$		
	$1.0 \times 10^{-4}$	$5.0 \times 10^{-4}$	$1.0 \times 10^{-3}$
30000	$1.74 \times 10^{34}$	$2.25 \times 10^{34}$	$1.30 \times 10^{34}$
60000	$1.93 \times 10^{34}$	$2.64 \times 10^{34}$	$1.64 \times 10^{34}$
100000	$1.95 \times 10^{34}$	$2.68 \times 10^{34}$	$1.67 \times 10^{34}$

Luminosidad de rayos x esperada teóricamente en la banda 10 - 25 keV con  $E_c = 5$  keV

$T_{x,ij}(K)$	$\dot{M}(M_{\odot}/año)$		
	$1.0 \times 10^{-4}$	$5.0 \times 10^{-4}$	$1.0 \times 10^{-3}$
30000	$2.71 \times 10^{34}$	$1.24 \times 10^{34}$	$2.21 \times 10^{34}$
60000	$2.72 \times 10^{34}$	$1.28 \times 10^{34}$	$2.28 \times 10^{34}$
100000	$2.72 \times 10^{34}$	$1.28 \times 10^{34}$	$2.29 \times 10^{34}$

Luminosidad de rayos x esperada teóricamente en la banda 2.0 - 6.0 keV con  $E_c = 5$  keV

$T_{x,ij}(K)$	$\dot{M}(M_{\odot}/año)$		
	$1.0 \times 10^{-4}$	$5.0 \times 10^{-4}$	$1.0 \times 10^{-3}$
30000	$6.98 \times 10^{34}$	$1.80 \times 10^{35}$	$1.96 \times 10^{35}$
60000	$7.53 \times 10^{34}$	$2.01 \times 10^{35}$	$2.22 \times 10^{35}$
100000	$7.11 \times 10^{34}$	$2.01 \times 10^{35}$	$2.24 \times 10^{35}$

Igual que la anterior pero con  $E_c = 20$  keV

$T_{x,ij}(K)$	$\dot{M}(M_{\odot}/año)$		
	$1.0 \times 10^{-4}$	$5.0 \times 10^{-4}$	$1.0 \times 10^{-3}$
30000	$6.90 \times 10^{34}$	$3.22 \times 10^{34}$	$5.89 \times 10^{34}$
60000	$6.92 \times 10^{34}$	$3.26 \times 10^{34}$	$6.06 \times 10^{34}$
100000	$6.92 \times 10^{34}$	$3.26 \times 10^{34}$	$6.07 \times 10^{34}$

Stevens y Willis (1988)

Los resultados obtenidos para las luminosidades en este modelo son mucho mayores que las cotas superiores obtenidas para

el *Uhuru* y el *HEAO-1* y que la luminosidad observada por el *Einstein*.

Con estos resultados Stevens y Willis concluyeron que HD50896 no tiene como compañera a una estrella de neutrones acreta material. Aunque se inclinan a pensar que HD50896 no es binaria, proponen que en caso de serlo, la ausencia de luminosidades altas de rayos x se debe a que la estrella de neutrones no acreta.

White y Long (1986) observaron a HD50896 en rayos x en la banda (0.15-4.5 keV) y encontraron variaciones muy rápidas en la luminosidad. Estas variaciones las atribuyeron a fluctuaciones locales en la densidad del viento debidas a la presencia de una compañera. Proponen como compañera a un agujero negro produciendo rayos x por el choque producido por el agujero negro en un viento de alta velocidad. Para explicar la baja luminosidad en rayos x observada, en comparación con la luminosidad en rayos x observada en sistemas binarios de rayos x, White y Long (1986) argumentan que la eficiencia de emisión de rayos x es menor para un agujero negro que para una estrella de neutrones, además de que en este caso la acreción se lleva a cabo por viento, no por desbordamiento de lóbulo de Roche, por lo que no se forma un disco de acreción, que es un proceso de producción de rayos x más eficiente. Sin embargo, la masa estimada para la compañera de HD50896 es muy pequeña para ser un agujero negro. También se ha propuesto una estrella normal, poco masiva como compañera de la WR (White y Long, 1986), pero la razón inicial de masas sería mucho mayor que 1, por lo que no sería muy probable este tipo de compañera.

Pollock (1989) observa las mismas variaciones que White y Long, pero las atribuye a fluctuaciones estadísticas debido al número tan pequeño de datos estudiados.

En los trabajos que concluyen la naturaleza no binaria de HD50896, se mencionan algunos procesos que podrían producir la variabilidad observada, pero ninguno la explica satisfactoriamente. Vreux (1985) afirma que la variabilidad de HD50896, y de los doce candidatos a sistema WR + c recopilados por Moffat (1982) son debidos a pulsaciones no radiales. Afirma que todos estos sistemas tienen períodos más pequeños que son múltiplos del período reportado como el período orbital, y que las frecuencias correspondientes a estos períodos más pequeños no están distribuidas al azar, sino que están relacionadas entre sí por relaciones simples como  $\nu' = 2\nu, 3\nu, \nu/2$ , etc, lo cual, según su argumentación, implica que las variaciones son producidas por un mecanismo intrínseco en estas estrellas. Sin embargo, Mathews y Beech (1987), tomando cinco veces 12 números al azar, sus "frecuencias" y los múltiplos de estas frecuencias, encontraron relaciones simples entre estas frecuencias, igual que en los períodos reales, por lo que pierde validez el argumento de Vreux. Además de las pulsaciones no radiales, se han propuesto otros mecanismos como rotación, pulsaciones radiales e inestabilidades en el viento, que pudieran producir la variabilidad observada, pero todos ellos con una base muy especulativa.

### 3.1 Reduccion y analisis de espectros

Se analizaron 21 espectros de alta dispersión, en el rango de 1100Å a 2000Å, obtenidos por Willis et al (1989) usando el satélite IUE, con la cámara SWP (Short Wavelength Prime), en un intervalo de 7 días en septiembre de 1983, y uno obtenido en diciembre de 1982. Este último fué incluido en el análisis debido a que, para hacer un análisis adecuado del comportamiento periódico de esta estrella, era necesario analizar al menos un espectro de cada fase, y en la época de septiembre de 1983, no se obtuvo ningún espectro en fase 0.553. La información sobre estos espectros (número de imagen, fecha de observación, tiempo de exposición, y fase correspondiente a cada imagen) se extrajo de la tabla I del artículo de Willis et al (1989), estos fueron reducidos en el RDAF (Regional Data Analysis Facility) de las NASA/GSFC, utilizando la rutina IUESPEC, y analizados con el programa IDL, en sesión remota desde una SUN workstation en el Instituto de Astronomía de la UNAM, a través de la red TCP/IP (Internet).

Los pasos seguidos para la obtención, reducción y análisis de estos espectros son, en resumen:

- 1) Conexión remota con la computadora VAX del IUE.
- 2) Transferencia de los espectros del banco de datos, ubicado en una IBM a la cuenta del usuario, en la VAX.
- 3) Reducción de los espectros, utilizando la rutina IUESPEC.



#### 4) Análisis de los espectros.

A continuación se explica detalladamente cada uno de los pasos.

##### 1) Conexión remota.

Debido a que se utilizan gráficos para el análisis, es necesario utilizar un programa que despliegue una pantalla Tektronix (se utilizaron para el presente trabajo xwindows y sunvlew indistintamente). Una vez cargado el programa, se efectúa la conexión con el comando telnet tecleando:

```
telnet 128.183.84.15
```

una vez efectuada la conexión, el usuario deberá proporcionar el nombre de su cuenta y su clave de acceso (username y password). Una vez conectado, aparecerán en la pantalla noticias del IDL, y finalmente se cargará automáticamente el programa IDL, apareciendo en la pantalla el prompt "IUE-IDL". Para salir del programa se tecléa [ctrl-z], y aparece el prompt "\$" (VMS), y para entrar al programa se tecléa idl.

##### 2) Transferencia de los espectros.

Para cargar los espectros se utiliza la rutina IUEGWY. Para utilizar esta rutina es necesario estar fuera del programa IDL. Desde el prompt "\$" se tecléa iuegwy. Al iniciarse la rutina, solicita el nombre del usuario, su clave, el nodo (IUE), el número de la cámara (3, correspondiente a la cámara SWP), y el tipo de

espectro (mehi, en nuestro caso, es decir, alta dispersión).

### 3) Reducción del espectro.

Para reducir el espectro, una vez cargado en la cuenta, es necesario entrar al programa idl. Desde el programa se utiliza la rutina iuespec, de la siguiente manera:

```
iuespec,'numero de la imagen',h,w,f,e
```

donde h, w, f y e son vectores correspondientes a encabezado, longitud de onda, flujo y calidad del dato respectivamente.

Una vez reducido el espectro, se salva con el comando:

```
iuesave,'nombre',h,w,f,e
```

y quedará salvado, con el "nombre" añadido al número de imagen, y con extensión "sav".

### 4) Análisis del espectro.

Una vez salvado el espectro ya reducido, ya no será necesario reducirlo cada sesión, es decir que los pasos 2 y 3 se llevan a cabo una sólo vez para cada espectro. Para analizarlo, se carga el espectro a la memoria (desde IDL), con el comando:

```
iuefetch,'[nombre del archivo ya reducido]',h,w,f,e
```

y se procede a analizarlo con los comandos de IDL.

Los espectros analizados fueron aplanados 3 puntos con la rutina de IDL:

```
fs = smooth(f,3)
```

Este aplanado consiste en el promediar el flujo cada tres puntos y asignar el promedio al de enmedio.

Para analizar el espectro se utilizaron básicamente las siguientes rutinas:

- !xmin = [límite inferior de la región del espectro a graficar]
- !xmax = [límite superior de la región del espectro a graficar]

con estas dos rutinas se delimita el rango de longitud de onda del espectro que se desee graficar. De manera similar se puede variar la escala vertical (flujo), utilizando en ese caso !ymin y !ymax.

Las rutinas utilizadas para graficar fueron:

`plot,w,[f o fs] y point,w,[f o fs]`

la primera gráfica el espectro en los rangos especificados por el usuario y la segunda rutina además de graficar el espectro, despliega un cursor con el que es posible medir posiciones en la gráfica (longitud de onda y flujo). Se utilizará `f` si se desea graficar el espectro no aplanado y `fs` si se desea graficar el espectro aplanado. (Los nombres de los vectores `h`, `w`, `f`, `e`, `fs`, etc son arbitrarios. En este caso se utilizan sólo como ejemplo). Los anchos equivalentes y velocidades radiales se midieron utilizando la rutina:

`feature,w,f,[longitud de onda de laboratorio]`

Las imágenes analizadas se listan en la tabla 3.1, junto con la fase correspondiente. Para el análisis de los espectros se utilizaron las efemérides de Firmani (1980), debido a una posible confirmación reciente de estas (Koenigsberger, 1991).

### 3.2 Analisis del espectro UV de HD50896

El análisis del espectro de HD50896 consistió en tres partes principales:

- I. Identificación de las líneas más prominentes en el rango de 1200 Å a 2000 Å
- II. Búsqueda de líneas de elementos altamente ionizados.
- III. Análisis de regiones que presentaron variación de un espectro a otro.

#### 3.2.1 Identificación de líneas mas prominentes en el rango de 1200 Å a 2000 Å.

La identificación de las líneas del espectro UV de HD50896 se llevó a cabo utilizando la imagen SWP20943, correspondiente a fase 0.100, aplanando con 5 puntos. La longitud de onda reportada como longitud de onda medida corresponde al máximo de la línea medida. En caso de líneas muy anchas en las que no se pudiera definir el máximo, se midieron las posiciones de las "alas" de estas. Las identificaciones fueron hechas en base a los artículos de Willis et al (1986) y de Koenigsberger (1990).

En la figura (3.1) se presenta el espectro SWP20941 de 1200 Å a 2000 Å. En la tabla 3.2 se listan las longitudes de onda medidas con la identificación de las líneas que pueden contribuir a la línea observada. En caso de existir varias líneas de un mismo ion con longitud de onda muy cercana, se reporta como identificación

la mínima y la máxima longitud de onda del grupo de líneas.

TABLA 3.1

Correspondencia de numero de imagen con fase.

IMAGEN	$\phi_1$	$\phi_2$
SWP 18834	564.553	564.102
SWP 20900	632.858	632.354
SWP 20905	632.891	632.387
SWP 20908	632.929	632.424
SWP 20913	633.076	632.572
SWP 20916	633.126	632.622
SWP 20918	633.140	632.635
SWP 20919	633.146	632.642
SWP 20920	633.156	632.652
SWP 20927	633.337	632.832
SWP 20930	633.390	632.886
SWP 20932	633.402	632.897
SWP 20937	633.450	632.943
SWP 20939	633.473	632.968
SWP 20941	633.605	633.100
SWP 20943	633.668	633.164
SWP 20949	633.738	633.232
SWP 20963	633.135	633.633
SWP 20968	633.208	633.702
SWP 20978	633.415	633.909
SWP 21001	634.696	634.197

$\phi_1$  fase correspondiente a las efemerides de Firmani et al (1979)

$\phi_2$  fase correspondiente a las efemerides de Lamontagne et al (1986)

La característica más notoria del espectro de HD50896 en el rango de 1200-2000Å es la presencia de tres líneas muy intensas con perfiles P-Cygni bien definidos, centradas en 1553Å, 1642Å y 1720 Å. Estas fueron identificadas como CIV  $\lambda\lambda$ 1548.19-1550.76, HeII  $\lambda$ 1640.3, y NIV  $\lambda$ 1718.55, que como se mencionó anteriormente, son las líneas mas prominentes de las WN. Entre 1200 Å y 1500 Å se

encuentra una región muy rica en emisiones dominada principalmente por iones de Fe, principalmente FeV, e iones de NIII-IV-V. Otros iones que contribuyen en menor medida son SiIII-IV, CIII-IV y OIV. La región comprendida entre 1500 Å y 1750 Å se encuentra dominada por las líneas intensas mencionadas anteriormente. A partir de 1750, se observan menos líneas y estas son mucho menos intensas.

### 3.2.2. Búsqueda de líneas de elementos altamente ionizados.

Según el modelo de Kallman y McCray (1982), de existir un objeto colapsado, este estaría rodeado por una zona de gas altamente ionizado. El objetivo de esta sección es el buscar evidencia de esta zona de ionización buscando líneas de elementos presentes en el viento de la estrella, pero cuyo grado de ionización sea mayor que en el resto de la estrella. Se escogieron iones cuyo potencial de ionización fuera mayor que el de NV (potencial de ionización de 97 eV), cuyas emisiones se observan comúnmente en este tipo de estrellas. En la tabla 3.3 se muestra la lista de las líneas que se buscaron.

De estas líneas se pudieron observar las mostradas en la tabla (3.4). En esta tabla se lista la longitud de onda medida, y el número SWP correspondiente a la imagen en la que se encontró la línea.

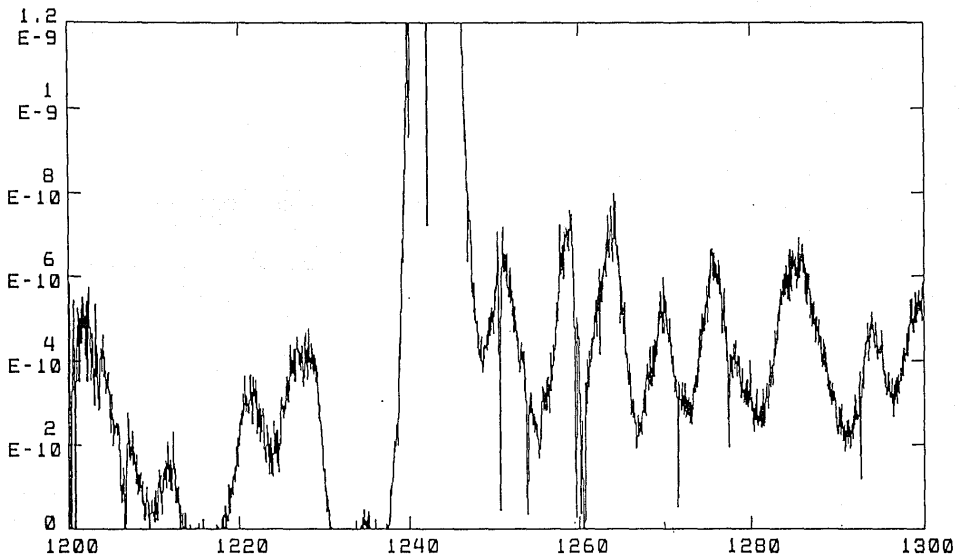


Figura 3.1 Espectro UV de HD50896 de 1200 Å a 2000 Å

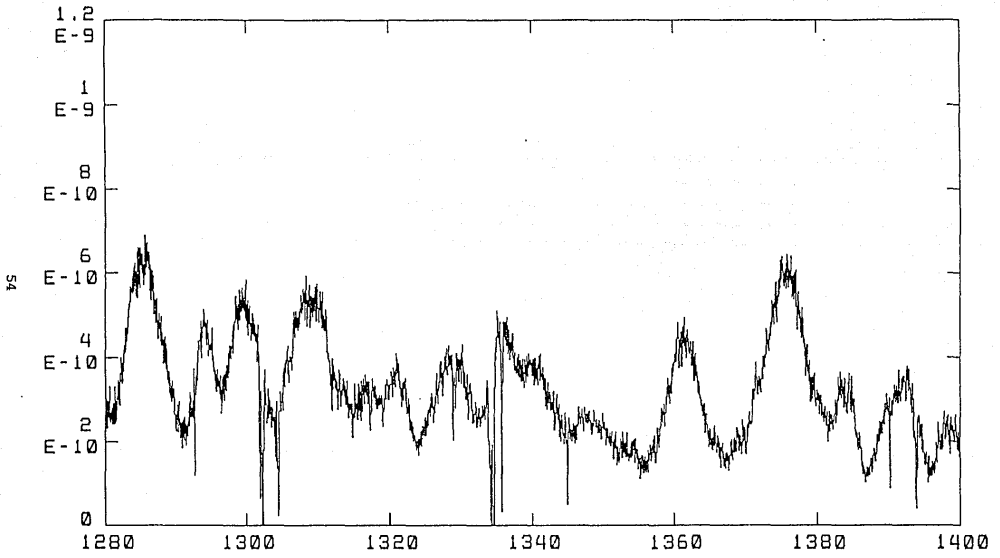


Figura 3.1. Continuación



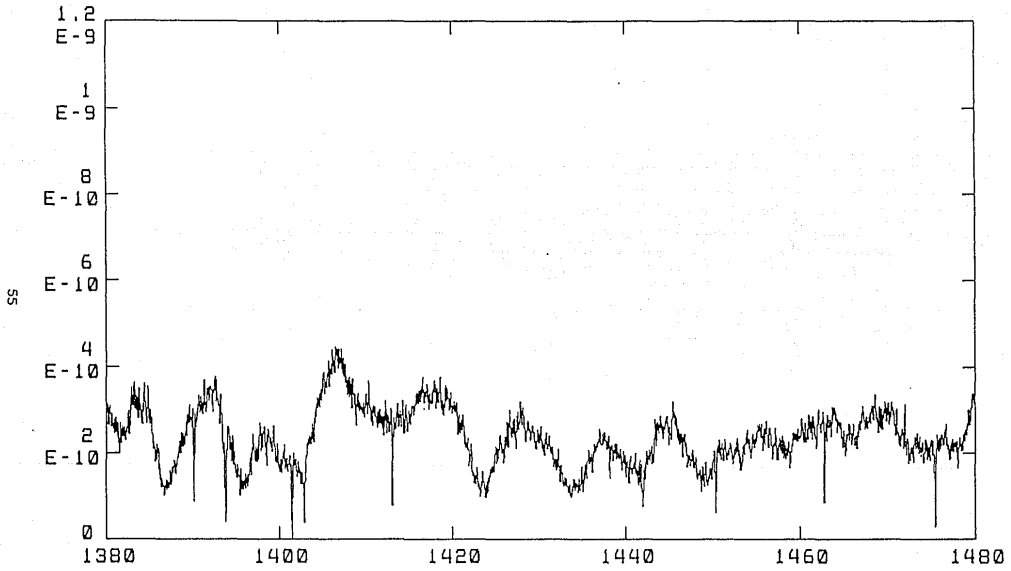


Figura 3.1. Continuación

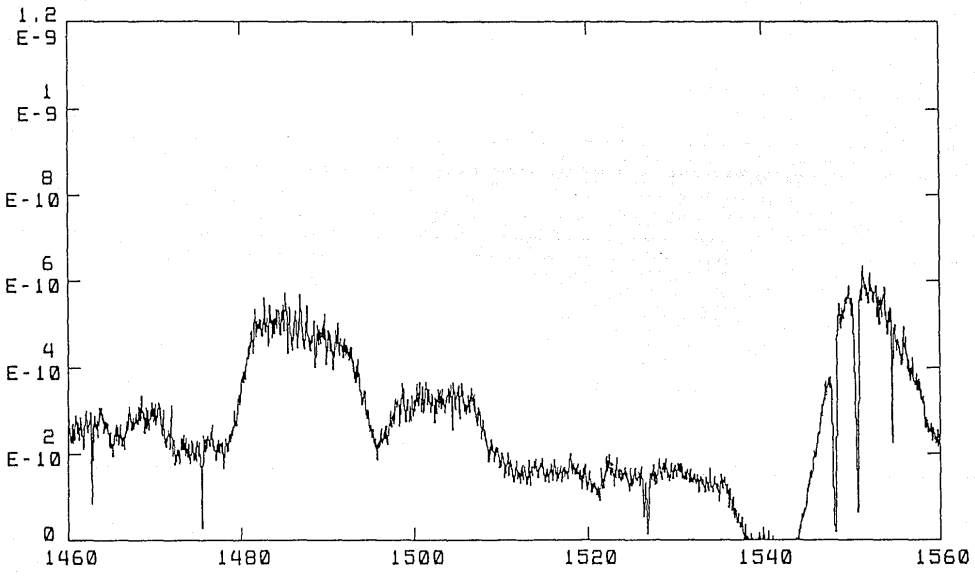


Figura 3.1. Continuación

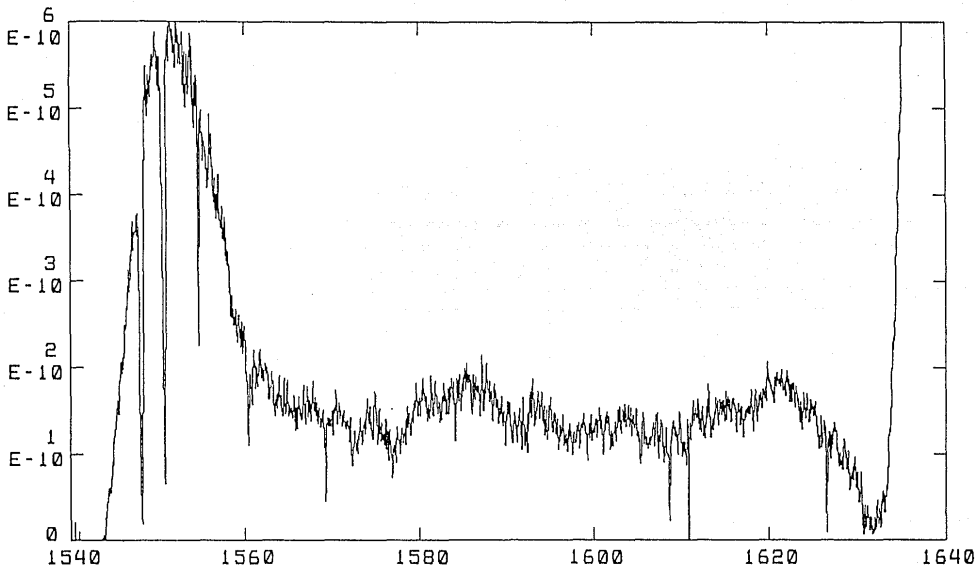


Figura 3.1. Continuación

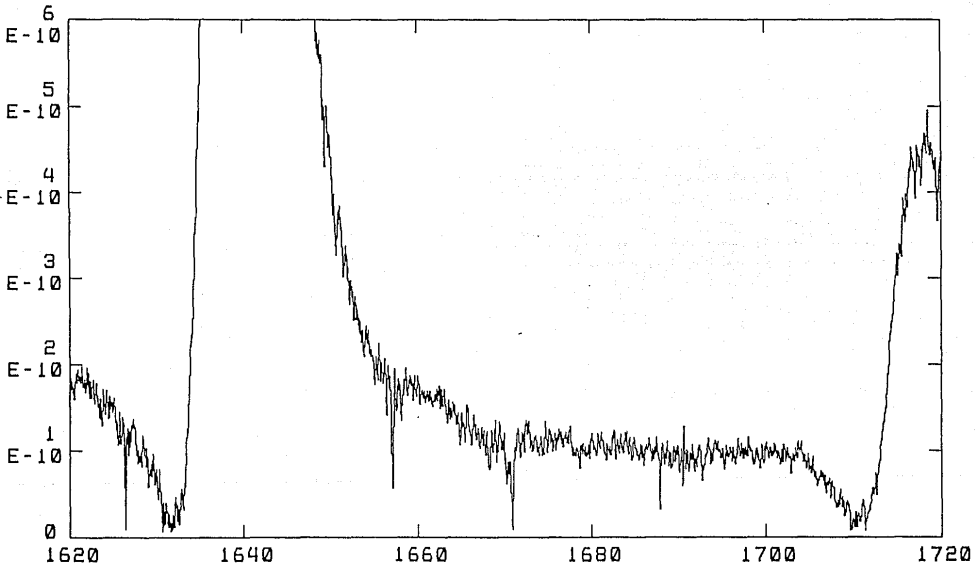


Figura 3.1. Continuación

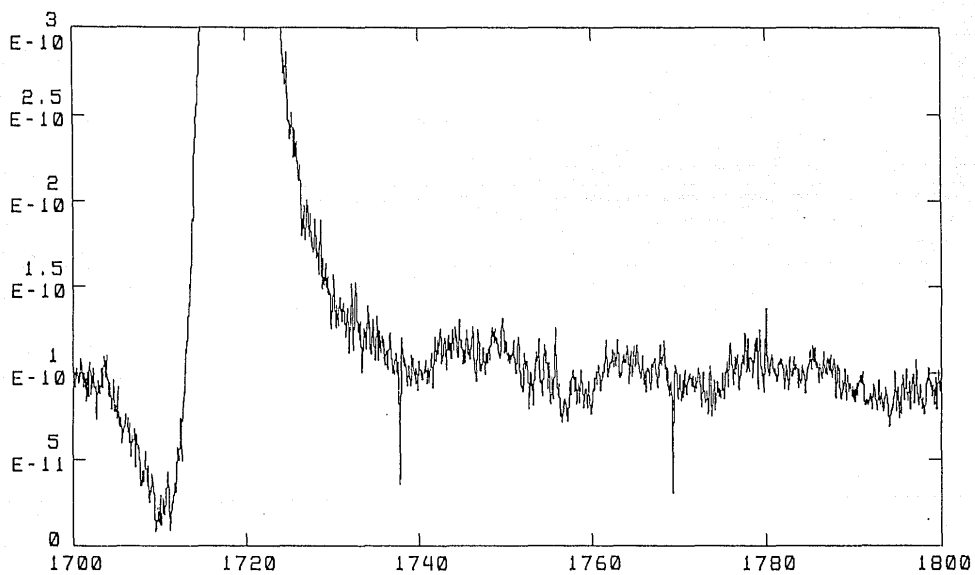


Figura 3.1. Continuación

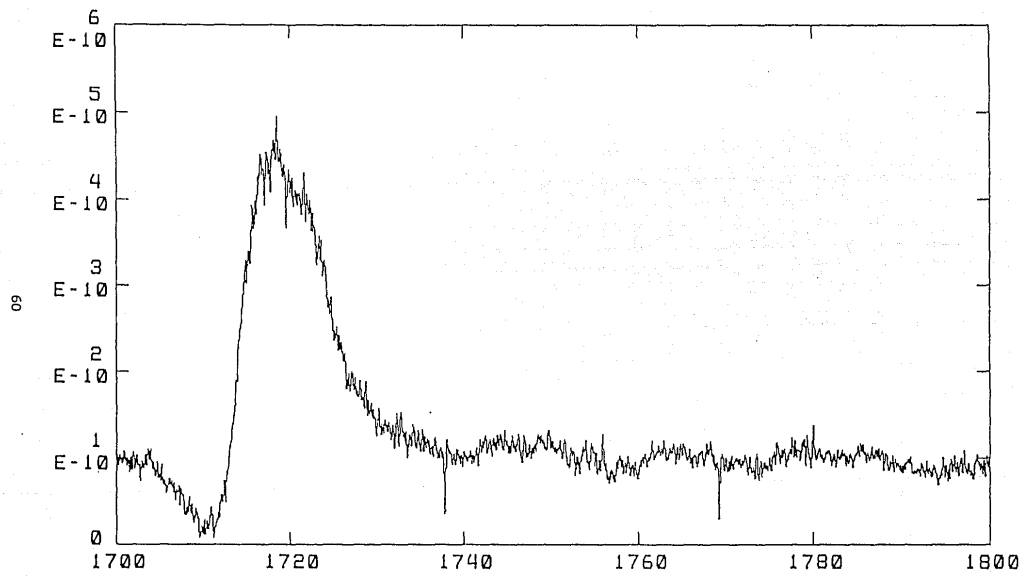


Figura 3.1. Continuación

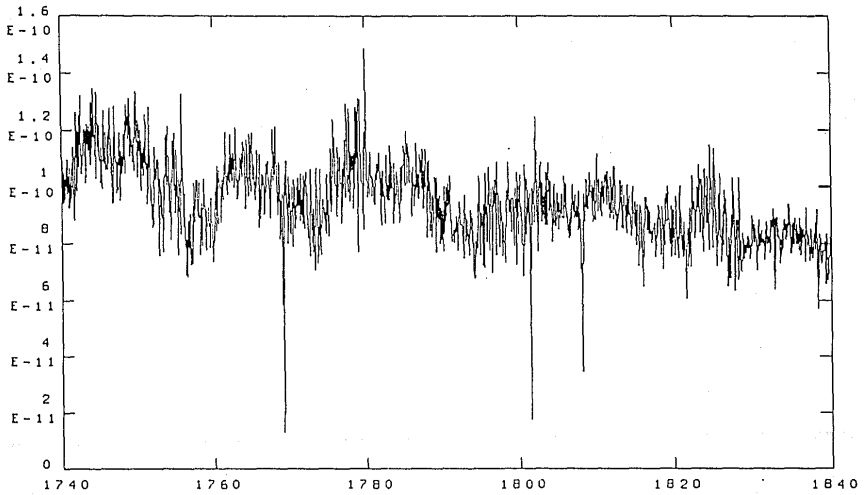


Figura 3.1. Continuación

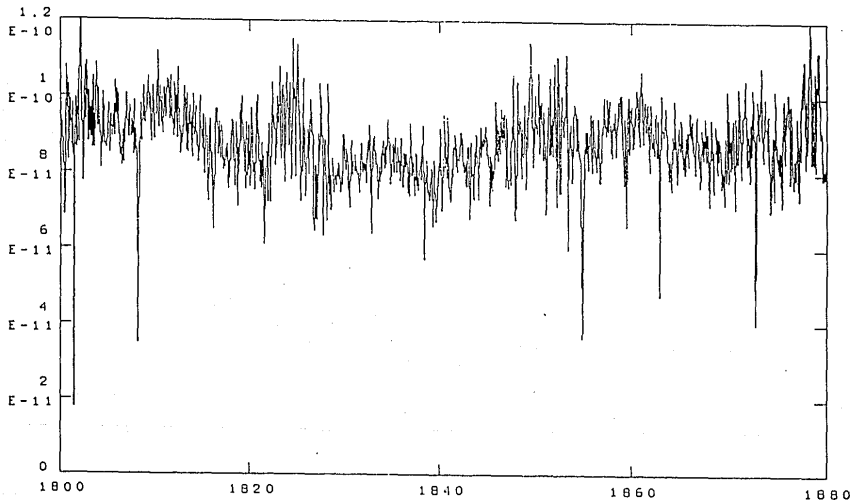


Figura 3.1. Continuación



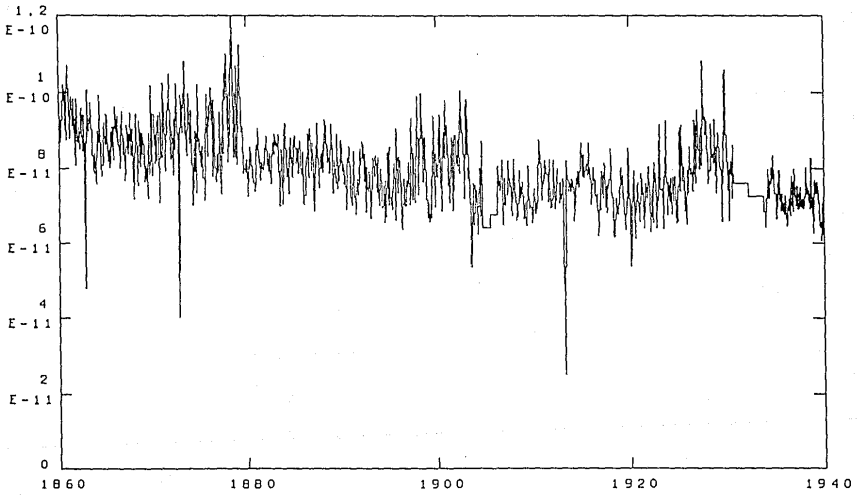


Figura 3.1. Continuación

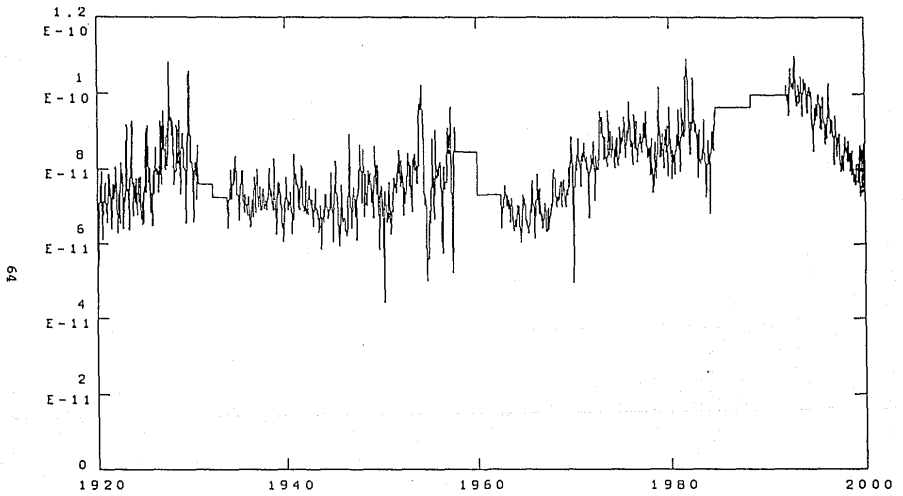


Figura 3.1. Continuación

TABLA 3.2

Identificación de líneas del espectro UV de HD50896

$\lambda$ medida (Å)	Identificación	$\lambda$ medida (Å)	Identificación
1202	SiIII 1201.71 SiIII 1202.10	1330	FeVI 1329.2 FeV 1330.4
1242	NV 1238.82 NV 1242.8	1338	NIII 1346.22
1252	FeVI 1252.8	1341	OIV 1342.99
1259	FeII 1260.3 FeVI 1260.54 FeII 1260.7 SiIII 1260.86	1347	NIII 1346.22
1264	SiIII 1264.73 SiIII 1265.64 FeVI 1266.1 FeII 1266.9	1361	FeV 1357.18 FeV 1358.41 FeV 1361.40 FeV 1359-1361
1269	NIV 1270.28 FeVI 1272.1 FeII 1272.64	1376	FeV 1371.00 FeV 1373.40 SiIII 1375.37 FeV 1376.34
1275	NIV 1275.72 FeII 1275.8 FeVI 1276.9 NII 1276.2 SiIII 1280.3	1384	PIII 1381.63 FeV 1385.3 FeV 1385.68 NIII 1387.31
1285	NIV 1284.22 FeVI 1285.4 SIV 1286.17	1385	FeV 1386.68 NIII 1387.31
1294	SiIII 1294.64 NIV 1295.6 SiIII 1296.73 FeVI 1296.9	1392	FeV 1393-1395 SiIV 1393.76
1299	SiIII 1298.89 SiIII 1298.96 FeVI 1301.8 SiIII 1301.15 SiIII 1303.3	1399	FeV 1399-1404 SiIV 1402.77
1310	NIV 1309.56 SiIII 1312.6	1407	FeV 1404-1410 SIV 1404.77 OIV] 1404.81 SIV 1406.00 OIV] 1407.39
1321	FeVI 1321.2 FeV 1323.27 NIII 1323.9 NIII 1324.4	1417	FeV 1415.20 SiIII 1417.20 FeV 1420.40
		1428	CIII 1426-1428 FeV 1430.51
		1437	NIV 1438.38 FeV 1440.53
		1444	NIV 1446.11 FeV 1446.62 SiIII 1447.3

TABLA 3.2  
Continuación

$\lambda$ medida (Å)	Identificación	$\lambda$ medida (Å)	Identificación
1453, 1456	FeV 1453-1459	1757	PIII 1757.7 OIII 1760.08
1462	FeIV 1452-1466 FeV 1462-1466	1765	NII 1763.64 OIII 1764.48 NII 1766.08 OIII 1768.24
1469	FeIV 1468-1472 FeV 1469.00		
1480-1496	NIV] 1486.5 FeIII 1486.2 FeIII 1493.6	1770	FeIII 1770.67 OIII 1771.67 OIII 1772.31
1496-1508	SiIII 1500.10 NiII 1500.40 PIII 1501.55 NiV 1506.5 PIII 1502.77 PIII 1504.72 FeIII 1505.20 SiIII 1506.2	1774  1785  1800  1812	OIII 1773.00  OIII 1784.85 FeII 1785-1787  SIV 1796.17 FeIV 1801.5  FeIV 1815.6
1553	CIV 1548.19 CIV 1550.76	1835	NIII 1835.5 NII 1836.27 FeIII 1838.3
1571	FeIV 1571-1574		
1575	CIII 1576.8 CIII 1576.8	1844	FeIII 1844-1849 NII 1845.62 NIII 1845.80
1581, 1584	FeII 1581-1588	1860	NV 1857.60 NV 1860.24 FeIII 1855-1877.7 FeII 1857.9
1642	HeII 1640.3		
1720	NIV 1718.55		
1744, 1749	NIII] 1746.82 NIII] 1748.61 NIII] 1753.99	1872	FeIII 1869-1877 OIII 1872.8 OIII 1875.0
		1975	FeIII 1976.1

Tabla 3.3

Ion	longitud de onda (Å)	Ion	longitud de onda (Å)
HVI	1896.82	HgIV	1376.23
	1907.34		1382.57
	1907.67		1384.46
NVIII	1205.0		1385.77
	1521.4		1387.53
	1530.2		1404.68
			1409.36
OV	1217.41		1437.53
	1243.80		1447.42
	1371.29		1459.54
	1417.63	1459.62	
	1417.90	1478.27	
	1419.01	1481.51	
	1506.72	1490.45	
	1596.38	1508.84	
	1643.68	1510.69	
	1707.91	1607.11	
	1844.40	1611.22	
OVII	1623.29	1679.59	
	1637.96	1683.02	
	1639.30	1692.70	
OVIII	1171.50	1698.81	
	1931.80	1800.18	
NeV	1137.00	1844.11	
	1146.10	1893.90	
NeVII	1981.97	HgVI	1900.04
	1992.06		1216.78
	1997.34		1228.30
NeX	1236.30		1237.14
			1240.18
HgIV	1235.91		1240.83
	1236.98		1248.76
	1311.69		1251.25
	1342.19		1257.58
	1346.57		1262.51
	1345.68	1264.14	
	1352.05	1272.70	
1356.32	1302.13		
	1404.72		
	1431.93		
	1441.81		
	1447.47		

TABLA 3. 4

Imagen	NVI	OV	OV	OV	NVII	NVII	OVIII
SWP	1896.82	1844.15	1371.29	1596.37	1521.4	1530.2	1171.5
18834	1896.71	1844.50	—	—	—	—	—
20900	1896.77	1844.18	—	—	1522.05	—	—
20905	—	—	—	1596.74	—	—	—
20908	—	—	—	—	—	—	—
20913	1896.70	1844.21	1371.12	1596.45	1522.17	1530.26	1171.79
20916	—	1844.56	—	—	1522.41	—	—
20918	1896.72	1844.50	1371.55	1596.29	1522.46	1530.29	—
20919	—	1844.56	—	—	—	—	—
20920	1896.55	—	—	—	—	—	—
20927	—	—	—	—	1522.58	—	—
20930	—	—	—	—	1522.07	—	1171.18
20932	—	1844.37	1371.15	—	1522.07	1530.54	1171.12
20937	—	—	—	—	—	—	1171.34
20939	1896.45	1844.31	—	—	—	1530.47	—
20941	—	1844.31	—	—	—	1530.41	—
20943	1896.10	1844.53	1371.55	—	—	—	—
20949	1896.26	—	—	—	—	—	1171.56
20963	—	1844.06	—	—	—	—	—
20968	1896.50	—	—	—	—	—	—
20978	1896.85	—	—	1596.10	—	—	—
21001	1896.45	—	—	—	—	—	—

De la tabla 3.4 no se puede deducir ninguna periodicidad. Las únicas características notables que se observan son:

- Todas las líneas aparecieron en la imagen 20913, (fase 0.076).
- Ninguna apareció en la imagen 20908 correspondiente a fase 0.424.

En el análisis para encontrar periodicidad en los datos, se utilizaron únicamente los datos referentes a las líneas OV  $\lambda$ 1844.15 y NVI 1896.82 debido a que el resto de ellas no

aparecieron un número suficiente de veces para extraer de sus datos evidencia de periodicidad, y los referentes a la línea 1521.4 Å debido a que su intensidad es mucho mas notable que la del resto de las líneas.

En las tablas 3.5, 3.6 y 3.7 se listan, la longitud de onda observada, la fase correspondiente a las efemérides de Firmani et al (1980), el ancho equivalente, la velocidad radial, la razón entre el flujo de la línea y el continuo, y el error en el flujo, en relación al continuo, para estas dos líneas. El error en el flujo se determinó graficando el cociente del flujo aplanado con 3 puntos entre el flujo aplanado con 20 puntos, contra la longitud de onda. Esto da como resultado una recta constante en  $F = 1$  con ruido. La medida de este ruido determina el error del flujo en unidades de flujo de continuo. Es evidente, comparando las columnas 3 y 6 de las tablas, que el cociente señal a ruido es en general muy pobre.

Para estas líneas de NVI  $\lambda 1896.82$  y OV  $\lambda 1844.15$ , se construyeron gráficas de:

- 1) Velocidad radial contra fase (figura 3.2a,b).
- 2) Flujo contra fase (en unidades de flujo del continuo) (figura 3.3a, b).
- 3) Ancho equivalente contra fase. (fig. 3.4a, b)

TABLA 3.5

NVI  $\lambda_{lab} = 1896.82$ 

$\phi$	$\lambda(\text{\AA})$	$\frac{(F_m - F_c)}{F_c}$	ancho equiv (mÅ)	vel rad (km/s)	ruído
0.553	1896.71	0.15	-36.6	-17.4	0.07
0.858	1896.77	0.16	-41.9	-7.90	0.12
0.891	—	—	—	—	0.07
0.929	—	—	—	—	0.06
0.076	1896.7	0.11	-71.6	-18.97	0.07
0.126	—	—	—	—	0.17
0.140	1896.72	0.20	-56.7	-15.81	0.09
0.146	—	—	—	—	0.09
0.156	1896.55	0.32	-40.7	-47.73	0.14
0.337	—	—	—	—	0.08
0.390	—	—	—	—	0.13
0.402	—	—	—	—	0.24
0.450	—	—	—	—	0.20
0.473	1896.45	0.11	-34.6	-57.9	0.12
0.605	—	—	—	—	0.15
0.668	1896.10	0.16	-25.5	-113.2	0.12
0.738	1898.26	0.22	-28.7	-88.2	0.15
0.947	—	—	—	—	0.09
0.135	1896.50	0.25	-37.2	-50.3	0.07
0.415	1896.85	0.17	-43.7	5.2	0.10
0.696	1896.45	0.24	-65.7	-57.9	0.13



TABLA 3.6

OV  $\lambda_{lab}$  1844.15

$\phi$	$\lambda(\text{\AA})$	$\frac{(F_m - F_c)}{F_c}$	ancho equiv (mÅ)	vel rad (km/s)	ruido
0.553	1844.50	0.15	-25.0	57.6	0.08
0.858	1844.18	0.18	-68.4	5.8	0.14
0.891	_____	_____	_____	_____	0.19
0.929	_____	_____	_____	_____	0.13
0.076	1844.21	0.13	-25.7	10.9	0.15
0.126	1844.56	0.20	-96.5	68.1	0.19
0.140	1844.50	0.17	-28.4	57.6	0.16
0.146	1844.56	0.29	-56.1	68.1	0.20
0.156	_____	_____	_____	_____	0.09
0.337	_____	_____	_____	_____	0.14
0.390	_____	_____	_____	_____	0.20
0.402	1844.37	0.22	-91.1	36.8	0.20
0.450	_____	_____	_____	_____	0.11
0.473	1844.31	0.17	-39.9	26.5	0.11
0.605	1844.31	0.07	-48.4	26.5	0.11
0.668	1844.53	0.10	-47.6	62.8	0.09
0.738	_____	_____	_____	_____	0.10
0.947	1844.06	0.10	-19.7	-14.22	0.09
0.135	_____	_____	_____	_____	0.12
0.415	_____	_____	_____	_____	0.15
0.696	_____	_____	_____	_____	0.09

TABLA 3.7

NVII  $\lambda_{lab} = 1521.4$ 

$\phi$	$\lambda(\text{\AA})$	$\frac{(F_m - F_c)}{F_c}$	ancho equiv (mÅ)	vel rad (km/s)	ruido
0.553	—	—	—	—	0.21
0.858	1522.05	0.308	-65.2	-128.0	0.17
0.891	—	—	—	—	0.20
0.929	—	—	—	—	0.24
0.076	1522.17	0.298	-97.7	-151.7	0.21
0.126	1522.41	0.431	-162.3	-198.9	0.18
0.140	1522.46	0.504	-192.3	-208.7	0.22
0.146	—	—	—	—	0.17
0.156	—	—	—	—	0.27
0.337	1522.58	0.228	-84.7	-232.3	0.15
0.390	1522.07	0.395	-70.0	-132.0	0.12
0.402	1522.07	0.541	-183.5	-132.0	0.13
0.450	—	—	—	—	0.16
0.473	—	—	—	—	0.14
0.605	—	—	—	—	0.18
0.668	—	—	—	—	0.11
0.738	—	—	—	—	0.10
0.947	—	—	—	—	0.09
0.135	—	—	—	—	0.07
0.415	—	—	—	—	0.10
0.696	—	—	—	—	0.13

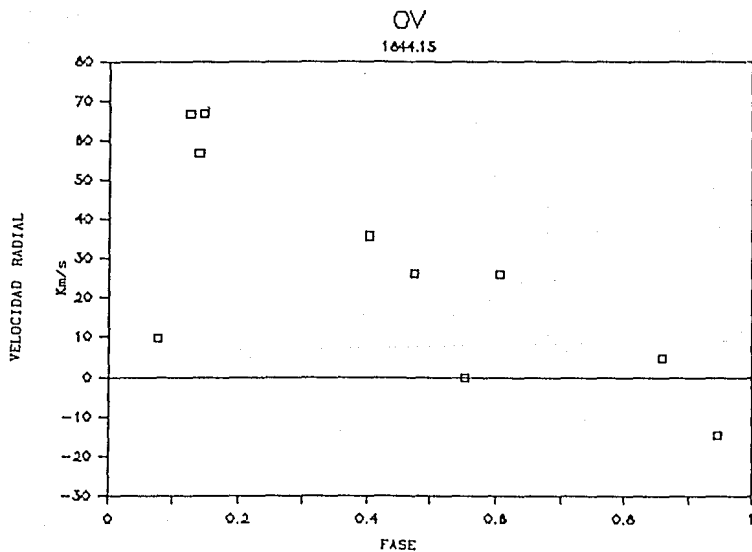
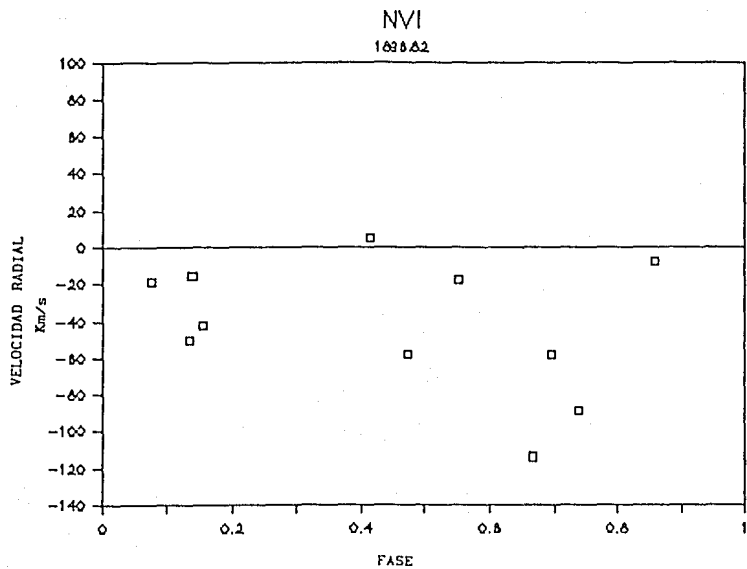


Figura 3.2. Gráficas de velocidad radial contra fase para  
 (a) líneas identificadas como NVI 1896.82.  
 (b) líneas identificadas como OV 1844.15.

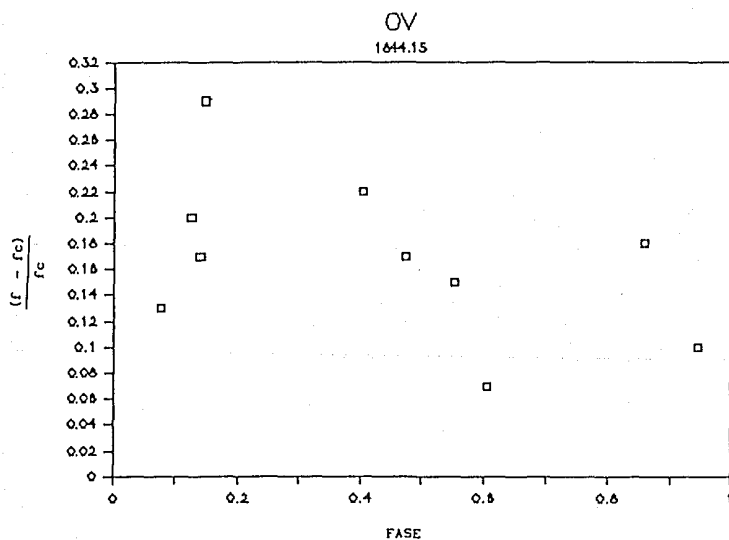
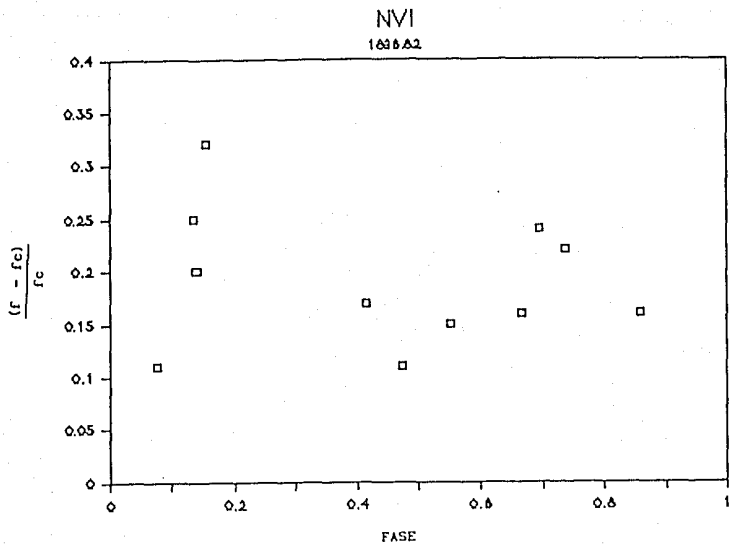
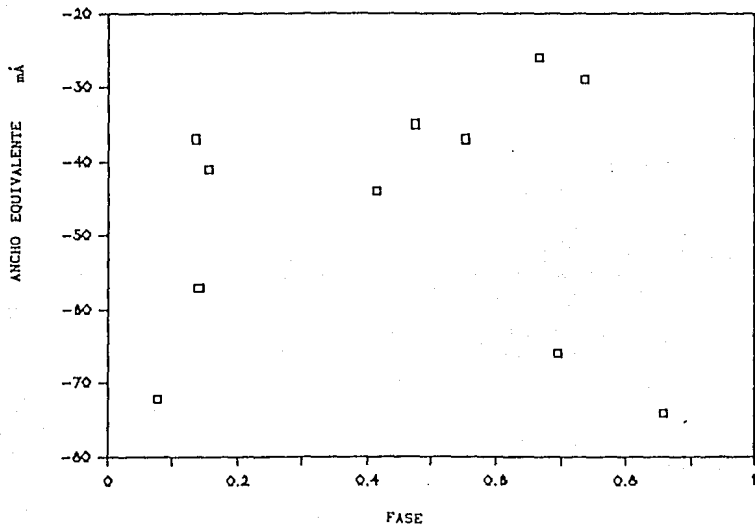


Figura 3.3. Gráficas de flujo radial contra fase para  
 (a) líneas identificadas como NVI 1896.82.  
 (b) líneas identificadas como OV 1844.15.

NVI 1896.82



OV  $\lambda$ 1844.15

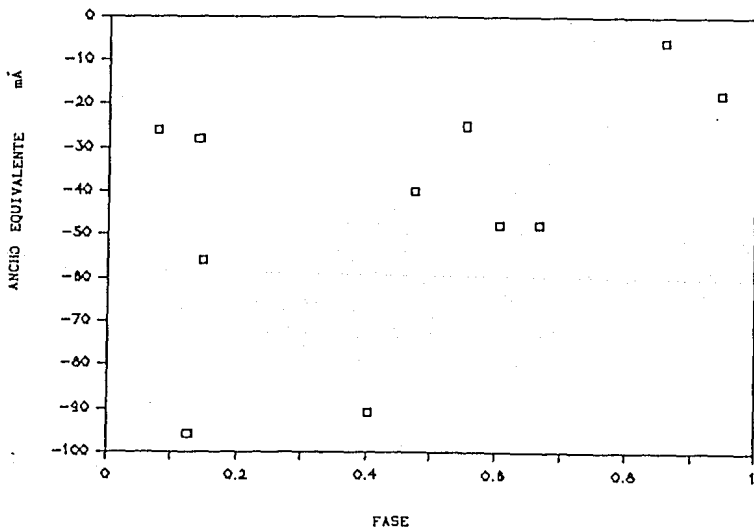


Figura 3.4. Gráficas de ancho equivalente radial contra fase para  
(a) líneas identificadas como NVI 1896.82.  
(b) líneas identificadas como OV 1844.15.

De ninguna de estas gráficas se puede deducir un comportamiento periódico en la velocidad radial, en el flujo, en el ancho equivalente, o en la presencia (o ausencia) de las líneas. Aunque el flujo de la línea OV  $\lambda 1844.15$  es del orden del error, o cuando mucho de  $2\sigma$ , en todos los casos esta dentro de  $1\sigma$ , hasta en las imágenes mas ruidosas, por lo que puede considerarse que esta línea si existe. Por otro lado, en el caso de la línea NVI  $\lambda 1896.82$ , el flujo no llega a  $2\sigma$  y en algunos casos el error sobrepasa al flujo, por lo que la presencia de esta línea es marginal. La línea NVIII  $\lambda 1521.4$  no apareció un numero suficiente de veces como para obtener de ella un número confiable de datos, sin embargo el flujo de esta línea es mucho mayor que el flujo de las dos anteriores, llegando a ser hasta de  $4\sigma$ , por lo que es mucho mas confiable la existencia de esta línea. (Ver figura 3.5). La única conclusión que se puede derivar de este análisis es la siguiente: Hay evidencia de líneas de elementos altamente ionizados, sin embargo se requieren espectros con un mejor cociente S/N, para poder hacer un análisis detallado.

### 3.2.3. Análisis de regiones que presentaron variación de un espectro a otro.

Durante el análisis de los espectros descritos anteriormente, se observó variación de una imagen a otra en otras regiones del espectro, no reportadas por Willis et al (1988) o St. Louis et al (1990). Las dos más notables son; la emisión centrada en  $1446 \text{ \AA}$  (SiIII  $\lambda 1447.3$ , NIV  $\lambda 1446.11$  y FeV  $\lambda 1446.62$ ) y la región comprendida entre  $1500 \text{ \AA}$  y  $1540 \text{ \AA}$ . En la figura 3.6 se muestra

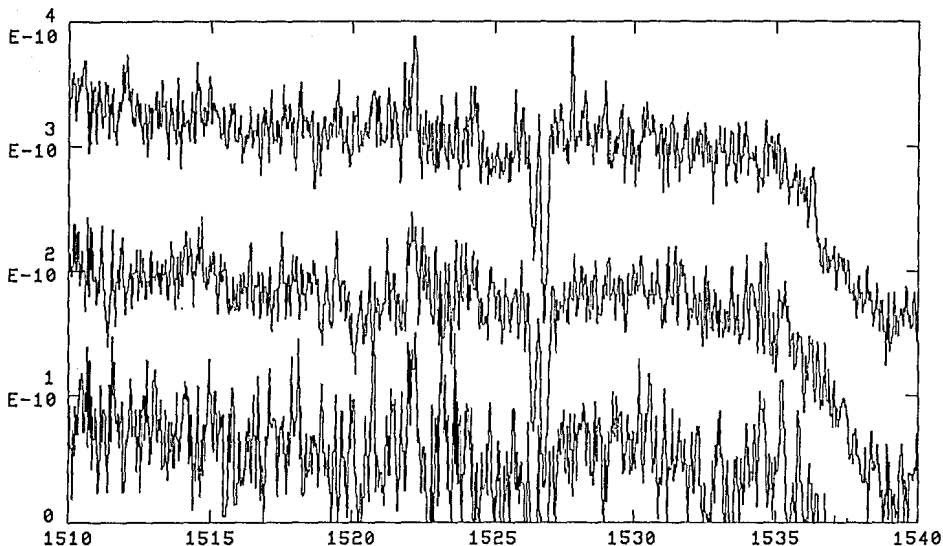


Figura 3.5. Espectros de HD50896, entre 1510 y 1540Å donde se observa la emisión en 1522Å.

esta región en tres imágenes diferentes como ejemplo de esta variación.

El perfil  $\lambda 1446$ , presenta dos pequeños picos en la parte superior cuyo tamaño relativo varía de una imagen a otra, situados alrededor de  $1444.6 \text{ \AA}$  y  $1445.5 \text{ \AA}$  respectivamente. El primero no aparece en todas las imágenes analizadas, pero no muestra preferencia por ningún rango de fases en particular. No hemos encontrado una identificación factible para estas líneas.

En la figura 3.7 se muestra una gráfica de la longitud de onda central como función de la fase. Se observa que la longitud

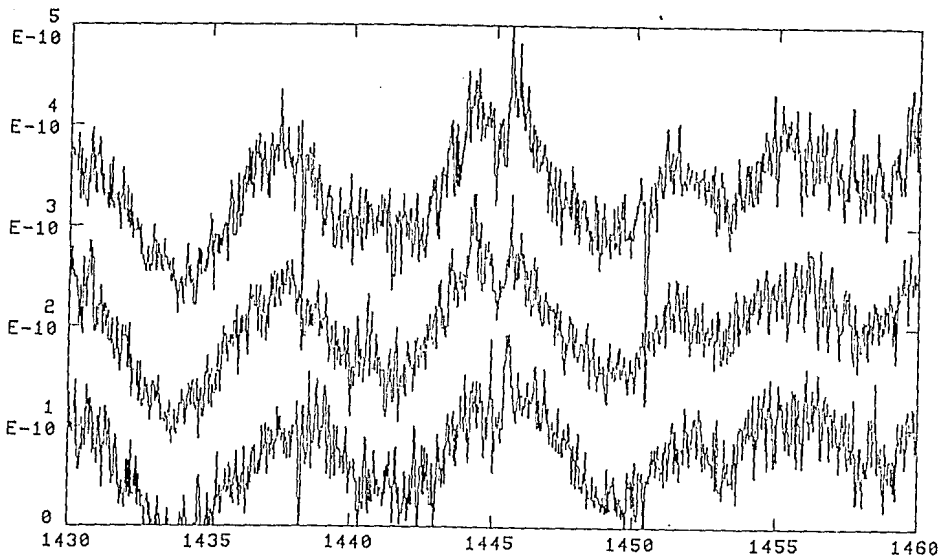


Figura 3.6. Espectro de HD50896, graficado en el intervalo 1430-1460 Å, en fases 0.553, 0.891, y 0.929 mostrando variaciones en esta región.

de onda central varía entre  $\lambda 1444.13$  y  $\lambda 1444.7$ , pero sin ninguna relación con la fase orbital. El segundo pico aparece en todas las imágenes analizadas. En algunas imágenes aparece asimétrica (es decir, el máximo no coincide con el centro de la línea). En la grafica de la figura 3.8a se muestra la posición del máximo como función de la fase, y en la grafica de la figura 3.8b, la posición



del centro de la línea como función de la fase. En el caso del máximo, la posición no varía mucho (entre  $\lambda 1445.49 \text{ \AA}$  y  $\lambda 1445.56 \text{ \AA}$ ). En el caso del centro, la posición varía mucho mas, (en los perfiles simétricos se tomó el mismo valor para el máximo y para el centro), pero de nuevo sin ninguna relación con el periodo orbital. En una sola imagen (swp 20919, fase 0.642), aparece el máximo de la línea desplazado  $.37\text{\AA}$ , estando también desplazado en esta imagen el primer pico (1444.13).

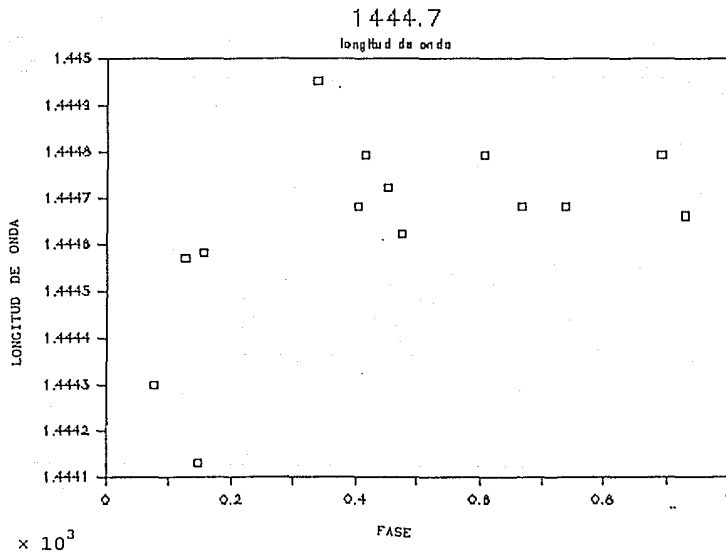
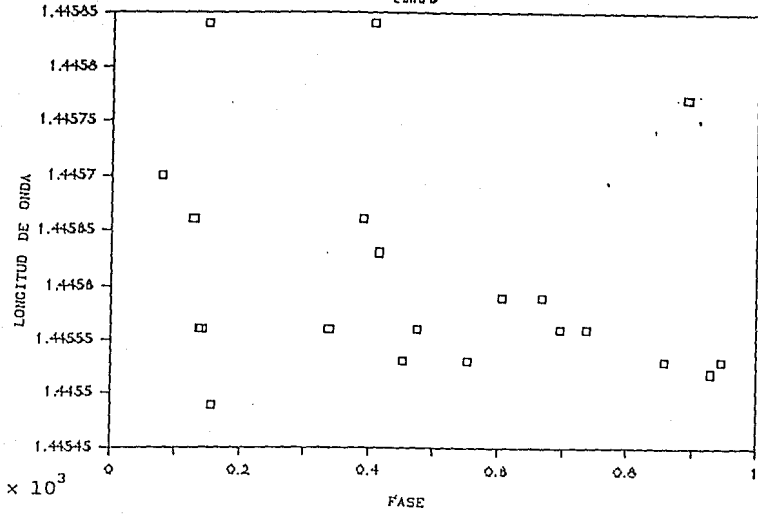


Figura 3.7. Gráfica de longitud de onda contra fase para el pico situado en 1444.7

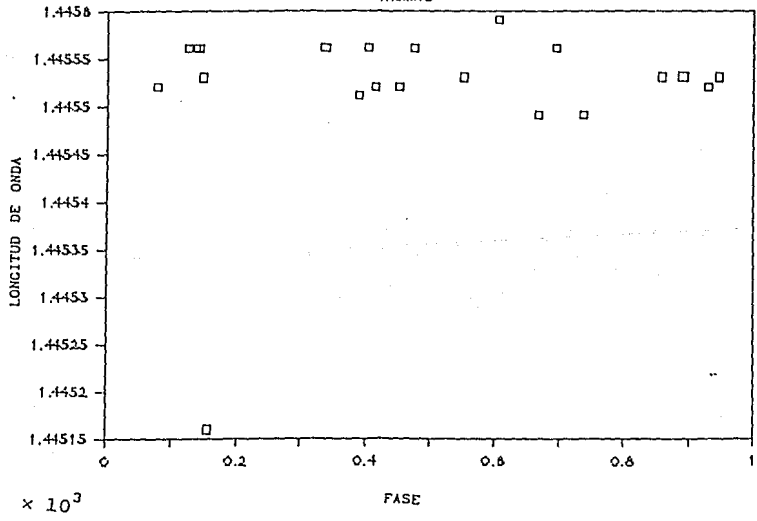
1445.5

centro



1445.5

máximo



Figuras 3.8a,b. Gráficas de longitud de onda contra fase para el centro y el máximo de 1445.5 respectivamente.

Existen otros tres picos mas pequeños, en esta misma región, situados en 1443.3 Å, 1445.8 Å y 1446.2 Å, que varían de una imagen a otra. Los últimos dos se encuentran en el límite de error para el flujo. En la gráfica de la posición de estas líneas como función de la fase (figura 3.9) se observa que la presencia de estas líneas sí depende de la fase orbital. Ninguna de las tres líneas aparece entre fase 0 y 0.25, y entre fase 0.8 y 1, es decir, aparecen únicamente cuando el supuesto objeto colapsado está entre nosotros y la estrella WR.

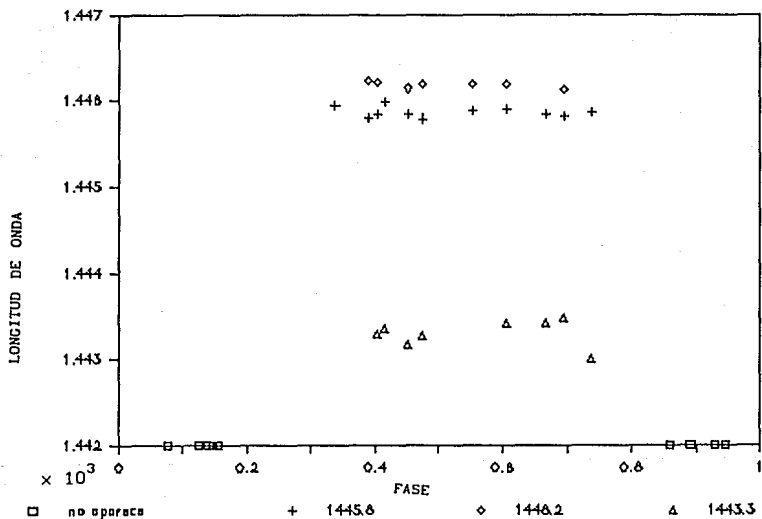


Figura 3.9. Gráfica de longitud de onda contra fase para 1443.3, 1445.8 y 1446.2.

En la región comprendida entre 1500 Å y 1540 Å también se observaron diferencias importantes entre una imagen y otra. Estas fueron:

- Aparición de las absorciones situadas entre 1500 Å y 1505 Å. Estas absorciones varían de posición dentro de este rango, y no aparecen en todas las imágenes. En la tabla 3.8 se listan las imágenes en las que aparecen, la fase y la longitud de onda. En la figura 3.10a se muestra un ejemplo de un espectro el que se observa una absorción muy marcada en 1504 Å, y en la figura 3.10b donde no se observa, como ejemplo de la variación en esta región.

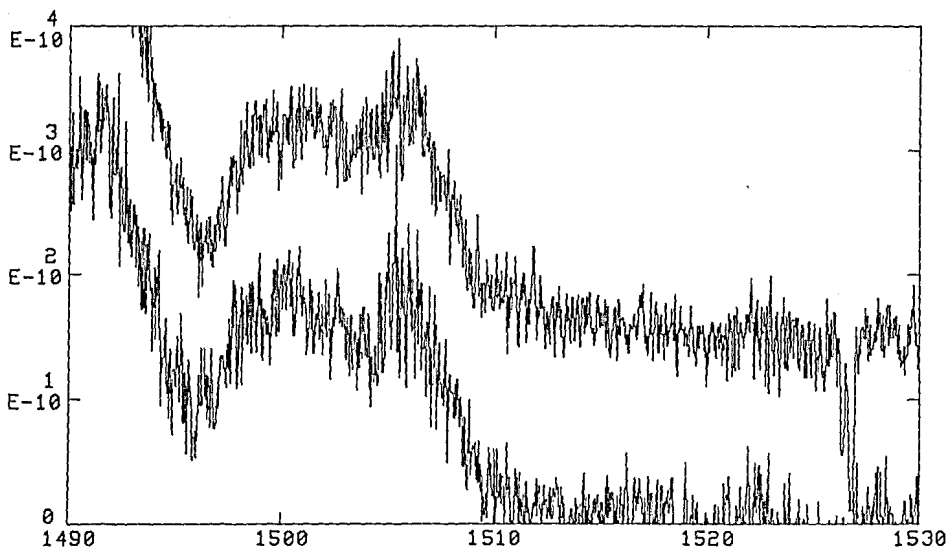


Figura 3.10a. Espectro correspondiente a fases 0.553 y 0.156 donde se observa absorción alrededor de 1504 Å.

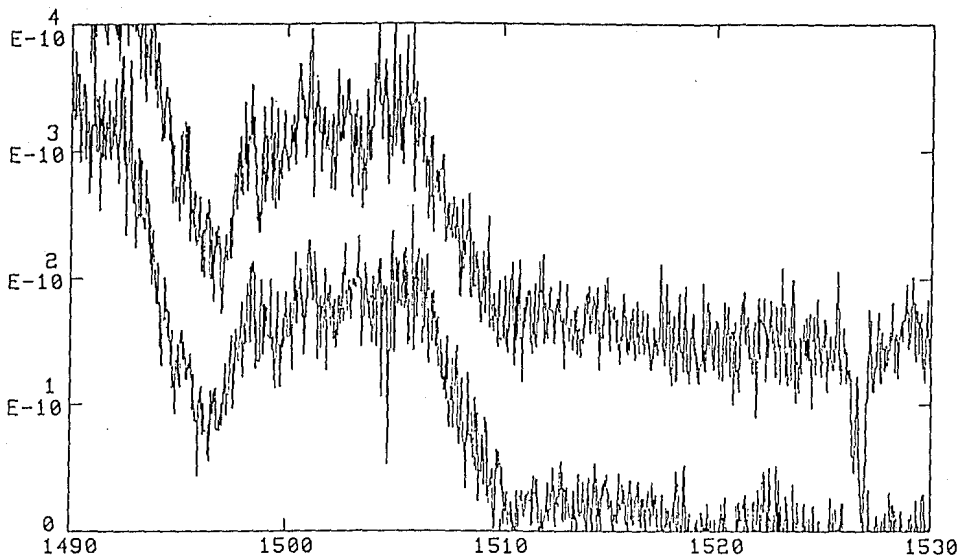


Figura 3.10b. Espectro correspondiente a fases 0.858 y 0.696 donde no aparecen las absorciones observadas en la figura 3.10a.

TABLA 3.8

imagen	fase	longitud de onda
20919	0.146	1499.4, 1501.88, 1504.3
20920	0.156	1504.3
20968	0.208	1501.73, 1504.39
20937	0.450	1501.64, 1504.39
20939	0.473	1501.91
18834	0.553	1503.17
20941	0.668	1502.24
20900	0.858	1503.5
20908	0.929	1503.66

- Aparición de una absorción situada en 1520 Å, en algunas imágenes. Esta absorción no varía en su posición, y solamente

aparece en 5 imágenes que son: 20905, 20919, 20943, 20978, 21001, correspondientes a las fases: 0.891, 0.146, 0.668, 0.415, 0.696, siendo mas prominente en la Imágen 20943 (fase 0.668, ver figura 3.11). Aunque son muy pocos datos para buscar alguna periodicidad, es claro que no hay ninguna tendencia a aparecer en alguna fase orbital en particular. En dos de estas imágenes aparece acompañado de una emisión ancha situada en 1523 Å (ver figura 3.11b).

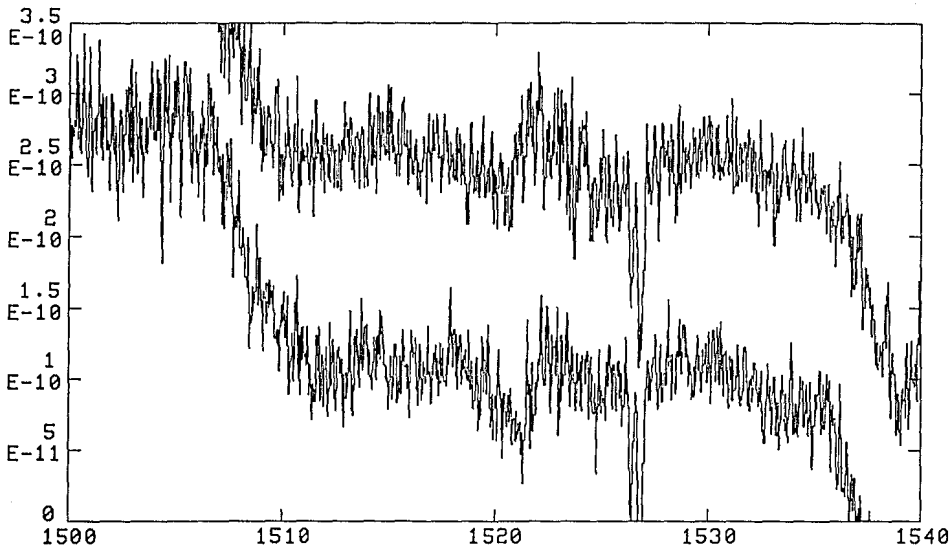


Figura 3.11a. Espectro de HD50896 entre 1510 y 1540Å correspondiente fases 0.891 y 0.668, donde se aprecia una marcada absorción en 1520.8, y en el caso del primero, una emisión en 1523 Å

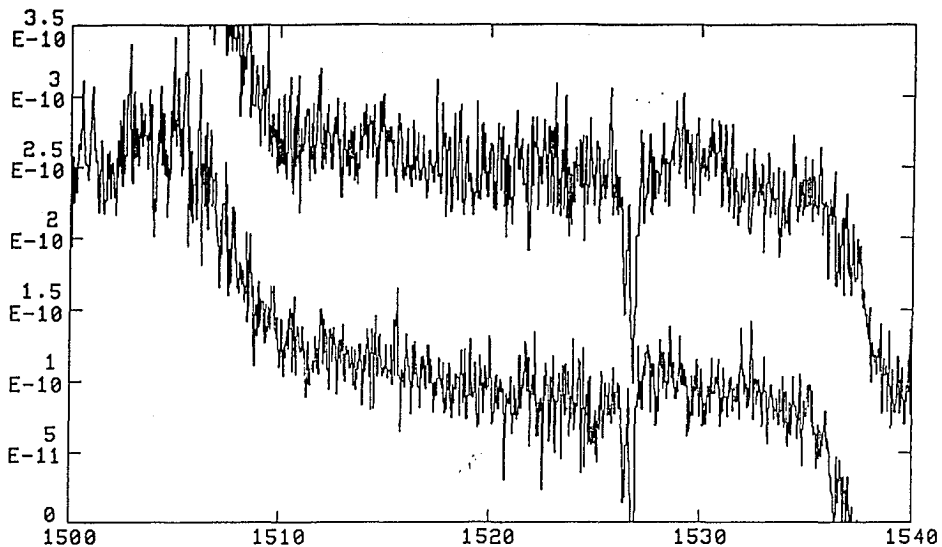


Figura 3.11b. Espectro de HD50896 entre 1510 y 1540Å,  
 correspondiente a fases 0.853 y 0.473, en los que no se observa  
 la línea observada en la figura anterior.

#### IV. CONCLUSIONES

Se buscaron las líneas de emisión de elementos altamente ionizados mostradas en la tabla (3.3) en 21 espectros UV de HD50896, cubriendo todas las fases orbitales. De estas solo se encontraron las líneas que podrían ser identificada con NVI  $\lambda 1896.82$  y OV  $\lambda 1844.15$  un número suficiente de veces para indicar preferencia por alguna fase orbital. Sin embargo las gráficas de velocidad radial, flujo y ancho equivalente contra fase no muestran periodicidad alguna. La presencia de las primeras dos es bastante marginal, estando en el mejor de los casos dentro de  $2\sigma$ .

Utilizando los resultados de Kallman y McCray, se puede calcular (a orden de magnitud) la luminosidad esperada de las líneas en cuestión para compararlo con el nivel de ruido de los espectros, y poder así determinar si estas líneas serían detectables. Esta densidad de energía esta dada por:

$$L\nu = \left( \frac{4}{3} \pi r^3 \right) \left( \frac{1}{4\pi} \right) h \nu n_u A_{ul} \Psi\nu$$

donde:

$n_u$ : población en el nivel superior de la transición. (número de partículas por  $\text{cm}^3$ ).

$A_{ul}$ : Coeficiente de Einstein para emisión espontánea.

$\Psi\nu$ : Forma del perfil de la línea,  $\exp(-x^2)$ ,  $x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_0}$

Utilizando los resultados del modelo 3 de Kallman y McCray se obtuvo la abundancia de NVI y OV, y el volumen que los contiene. Las abundancias de N y O se tomaron de Maeder (1983), y  $\Psi\nu = 1$  (es decir, en el máximo del perfil).



Los resultados para los posibles valores de densidad y luminosidad de rayos x se encuentran graficados en las figuras 4.1 a, b, y los radios de las esferas que limitan el volumen en el que se encontraría el ion en cuestión, se encuentran también graficados en las figuras 4.2 y 4.3a, b.

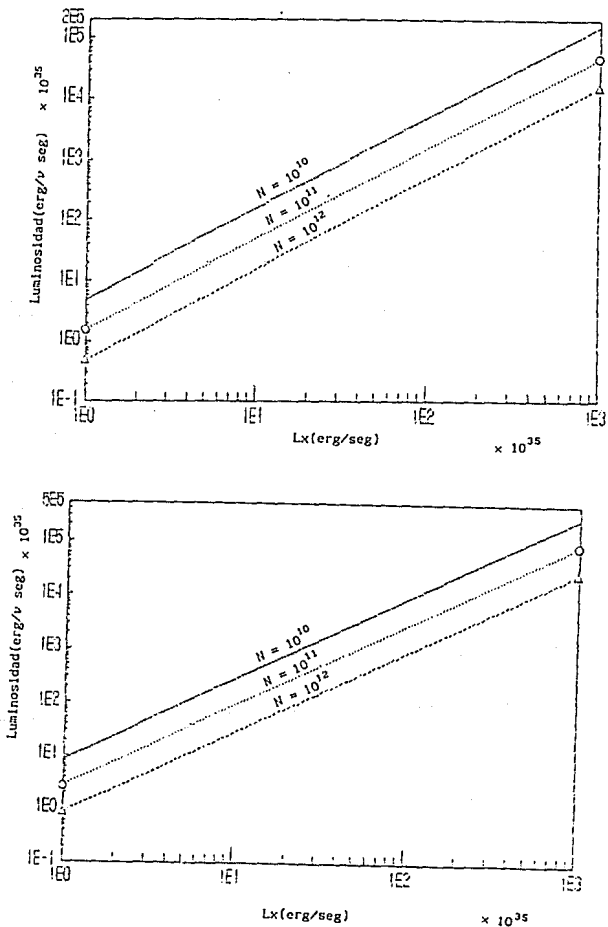


Figura 4.1 Luminosidad monocromatica esperada para (a) NVI 1896.82  
(b) OV 1844.15

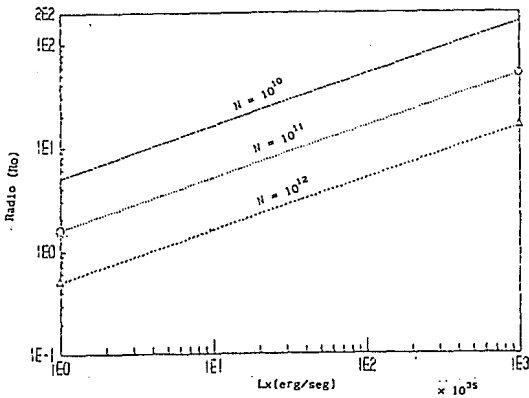
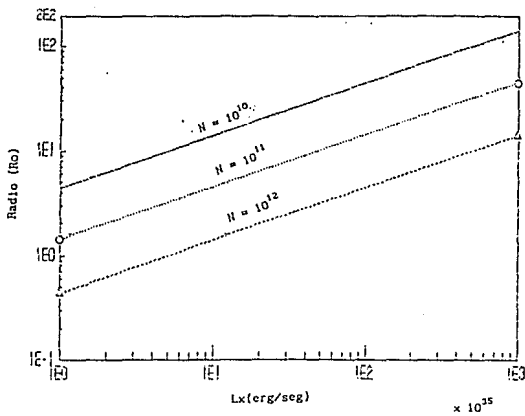


Figura 4.2. Radio mínimo en el cual se forman los iones

(a) NVI 1896.82(b) OV 1844.15

Los valores mas cercanos a las condiciones esperadas en HD50896,  $N = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  y  $L_x = 10^{37} \text{ erg/seg}$ , dan como resultado las siguientes luminosidades:

$$L_\nu(\text{NVI}) = 2.8 \times 10^{38} \text{ erg/seg Hz}$$

$$L_\nu(\text{OV}) = 1.6 \times 10^{38} \text{ erg/seg Hz}$$

es decir:

para NVI,  $\frac{L_v}{L_{cont}} = 2.8$

y para OV,  $\frac{L_v}{L_{cont}} = 1.6$

Estos resultados sobrepasan en grán medida a los valores del ruido listados en las tablas (3.5) y (3.6).

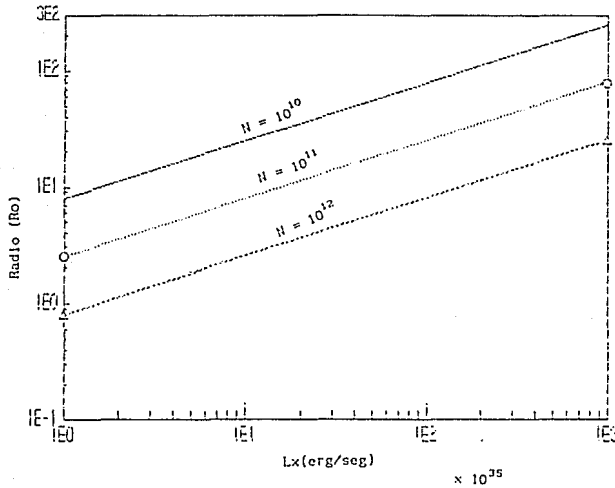


Figura 4.3. Radio máximo en el cual se forman los iones NVI 1896.82 y OV 1844.15

Estos mismos valores de N y Lx dan como resultado un radio mínimo de 16 Ro para la formación de OV y 14 Ro para la formación de NVI.

Sin embargo, el cálculo de la luminosidad resulta demasiado burdo si se toma en cuenta que:

1) Los radios mínimos de la estructura de ionización son muy grandes como para poder suponer una densidad constante, como

Kallman y McCray suponen en su modelo.

2) En el cálculo se supuso que toda la población del ion se encuentra en el nivel superior de la transición.

3) A partir de la estructura de ionización obtenidas por Kallman y McCray es difícil obtener la abundancia media del ion.

Para realizar un cálculo más preciso sería necesario llevar a cabo un estudio similar al de Kallman y McCray, pero para el caso del viento de una WR.

Las luminosidades graficadas en las figuras 4.1 y 4.2 constituyen, en cierto modo, una cota superior para la luminosidad de estas líneas. Esta luminosidad puede ser mucho mas pequeña por lo que sería de utilidad contar con espectros con mejor razón señal/ruido.

La línea identificada posiblemente como NVI 1521.5 es más intensa que las anteriores, con respecto al nivel de ruido, sin embargo se presentó en muy pocos espectros (sin preferencia por alguna fase).

Las variaciones encontradas en el perfil centrado en  $\lambda 1446$ , (SiIII  $\lambda 1447.5$ , NIV  $\lambda 1446.11$  y Fe  $\lambda 1446.62$ ) se asemejan (morfológicamente) a las variaciones en el perfil NIV  $\lambda 4058$  observadas por Firmani et al (1980). En la parte superior del perfil  $\lambda 1446$  se observan dos picos que varían en intensidad y desaparecen sin correlación con la fase, y tres picos mucho más pequeños que aparecen en las mismas fases en que aparece un pequeño pico en NIV  $\lambda 4058$ ; sin embargo, los picos en  $\lambda 1446$  son casi imperceptibles, dentro del límite del ruido.

En resumen, existe evidencia de que se trata de un sistema binario, dada la periodicidad de la curva de luz, y de los perfiles obtenidos por varios autores, sin embargo no se han detectado efectos de rayos x en el viento, como las líneas de elementos altamente ionizados que aparezcan periódicamente buscadas en este trabajo, por lo cual no se puede concluir que la compañera sea un objeto colapsado.

En cuanto a las variaciones del espectro en el UV, la falta de correlación de éstas con el período orbital lleva a pensar que estas variaciones no son producidas por la presencia de la compañera, sino que probablemente resulten de variaciones intrínsecas del viento.

APENDICE: OBTENCION DE PARAMETROS ORBITALES A PARTIR DE LA CURVA  
DE VELOCIDADES RADIALES

Comparando la elipse verdadera que describe la componente visible con la elipse proyectada en el plano del cielo, y tomando el eje  $-z$  en dirección del observador, tenemos que la coordenada  $z$  de la estrella estará dada por (ver figura A1):

$$z = -r \sin(\theta + \omega + 180) \sin(i) = r \sin(\theta + \omega) \sin(i) \quad A.1$$

con  $\omega$  e  $i$ , definidos en la sección 1.3, y  $r$  y  $\theta$ , las coordenadas polares de la estrella en un sistema cuyo origen está en el centro de las elipses.

la velocidad en el eje  $z$  es entonces:

$$\frac{dz}{dt} = \sin(\theta + \omega) \sin(i) \frac{dr}{dt} + r \cos(\theta + \omega) \sin(i) \frac{d\theta}{dt} \quad A.2$$

usando la segunda ley de Kepler y la ecuación de la elipse, dada por:

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + \cos \theta}$$

tenemos:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{n a e \sin \theta}{\sqrt{1 - e^2}} \quad \text{y} \quad r \frac{d\theta}{dt} = \frac{n a (1 - e \cos \theta)}{\sqrt{1 - e^2}} \quad n = \frac{2\pi}{P}$$

sustituyendo las últimas dos expresiones y la siguiente relación en (A.2):

$$\cos \theta = \cos(\theta + \omega) - e$$

$$= \cos \theta \cos(\theta + \omega) + \sin \theta \sin(\theta + \omega)$$

queda:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{n a \sin(i)}{\sqrt{1 - e^2}} (e \cos \omega + \cos(\theta + \omega))$$

A.3

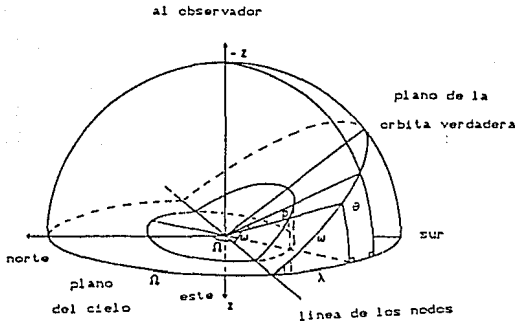


Figura A1 Comparación de la elipse verdadera con la elipse proyectada en el plano del cielo. (Binnedijk, 1960)

La velocidad radial obtenida observacionalmente está dada por la suma de la componente de la velocidad orbital en dirección del observador más la velocidad radial (constante) de todo el sistema,  $V_0$ , por lo que la velocidad radial queda dada por:

$$V_r = V_0 + K (e \cos(\omega) + \cos(\theta + \omega))$$

A.4

$$\text{donde } K = \frac{n a \operatorname{sen} (i)}{\sqrt{1 - e^{2\mu}}}$$

Tomando ahora a  $V_0$  como referencia, la velocidad radial será:

$$V_r = K (e \cos(\omega) + \cos(\theta + \omega)) \quad \text{A.5}$$

Para encontrar este eje en la curva de velocidad radial, se busca un eje que divida a la curva en dos partes que encierren la misma área (figura A.2).

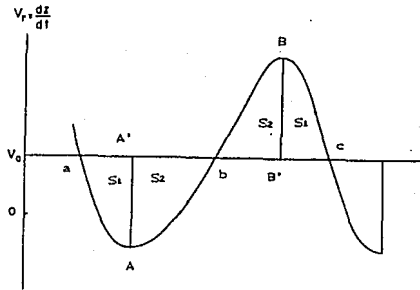


Figura A.2. Curva de velocidades radiales. A y B son las velocidades máxima y mínima respectivamente,  $S_1 + S_2$ , el área bajo la por la curva.

La diferencia entre dos coordenadas  $z_1$  y  $z_2$  esta dada por:

$$z_2 - z_1 = \int_{t_1}^{t_2} \frac{dz}{dt} dt$$

es decir, que la diferencia entre dos coordenadas corresponde a un



area en el diagrama de velocidad radial. La posición  $V_0$  debe dividir a la curva en dos partes iguales que encierren la misma area, de tal modo que, el área aAb está dada por:

$$\text{area inf} = \int_a^b \frac{dz}{dt} dt = z_b - z_a$$

análogamente el área bBc está dada por:

$$\text{area sup} = \int_b^c \frac{dz}{dt} dt = z_c - z_b$$

Tomando ambas areas positivas, e igualandolas, queda  $z_c = z_a$ , la misma  $z$  después de un periodo.

Cuando  $\theta + \omega = 0$  la estrella tiene velocidad máxima, entonces:

$$\frac{dz}{dt} = A \quad \Rightarrow \quad A = K(1 + e \cos \omega) \quad \text{A.6}$$

análogamente, cuando  $\theta + \omega = 180$ :

$$\frac{dz}{dt} = B \quad \Rightarrow \quad B = K(1 - e \cos \omega) \quad \text{A.7}$$

de estas últimas dos obtenemos:

$$K = \frac{1}{2} (A + B) \quad \text{A.8}$$

$$y \quad e \cos \omega = \frac{A - B}{A + B} \quad \text{A.9}$$

Ahora solo falta encontrar  $e$  y  $\sin \omega$  para poder encontrar  $e$  y  $\omega$ . Se divide el area bBc en dos partes,  $S_1$  y  $S_2$ , limitadas la curva, el eje  $V = V_0$  y una línea perpendicular a este eje que

intersecte la curva en el máximo, como en la figura. Estas están dadas por:

$$S_1 = \int_{B'}^c \frac{dz}{dt} dt = z_c - z_B = z_c$$

$$S_2 = \int_b^{B'} \frac{dz}{dt} dt = z_B - z_b = -z_b$$

Tomando ambas áreas positivas, y por la ecuación (A.1), tenemos:

$$S_1 = z_c = r_c \operatorname{sen}(\theta_c + \omega) \operatorname{sen} i$$

$$S_2 = -z_b = -r_b \operatorname{sen}(\theta_b + \omega) \operatorname{sen} i =$$

$$r_b \operatorname{sen}(\theta_c + \omega) \operatorname{sen} i$$

De donde:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{r_c}{r_b} = \frac{1 + e \cos \theta_b}{1 + e \cos \theta_c} = \frac{1 + e \cos\{(\theta_b + \omega) - \omega\}}{1 + e \cos\{(\theta_c + \omega) - \omega\}}$$

$$\Rightarrow \frac{S_2 - S_1}{S_2 + S_1} = \frac{e \operatorname{sen} \omega}{\operatorname{sen}(\theta_b + \omega)} \quad \text{A. 10}$$

por otro lado, en el punto b,  $\frac{dz}{dt} = 0$ , entonces:

$$e \cos \omega + \cos(\theta_b + \omega) = 0$$

$$\cos(\theta_b + \omega) = -e \cos \omega = \frac{B - A}{A + B}$$

$$\operatorname{sen}(\theta_b + \omega) = \sqrt{1 + \cos^2(\theta_b + \omega)}$$

$$\operatorname{sen}(\theta_b + \omega) = \frac{2\sqrt{AB}}{A + B} \quad \text{A. 11}$$

sustituyendo (A.11) en (A.10) encontramos la relación buscada:

$$e \operatorname{sen} \omega = \frac{S_1 - S_2}{S_2 + S_1} \cdot \frac{2 \sqrt{AB}}{A + B} \quad \text{A.12}$$

De esta manera quedan determinados K, e y  $\cos \omega$ .

Finalmente, hay que poner la función de masa en términos de estos parámetros ya determinados.

Despejando a  $\operatorname{sen} i$  de K, y tomando el periodo en días y el semieje mayor en millones de kilómetros tenemos:

$$a \operatorname{sen} i = 0.01375 K P \sqrt{1 + e^2} \quad \text{A.13}$$

sustituyendo (A.13) en la función de masa (1.3.5), esta queda en términos de k, P y e:

$$\frac{(M_2 \operatorname{sen} i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = 1.030 \times 10^{-7} K^3 P (1 + e^2)^{3/2} \quad \text{A.14}$$

REFERENCIAS

- Abbot, D.C., y Conti, C.S. 1987, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 25, 113.
- Barbon, R., Bertolla, V., Ciatti, F. y Margoni, R. 1965, *Inf.Bull.Var.Stars.*, No109.
- Binnendijk, L. 1960, *Properties of Double Stars*, University of Pennsylvania Press.
- Cherepaschuk, A. M. 1981, *M.N.R.A.S.*, 194, 775.
- Davidson, K. y Ostriker, J.P. 1973, *Ap. J.*, 179, 201.
- Drissen, L., Robert, C., Lamontagne, R., Moffat, A.F.J., St. Louis, N., van Weeren, N. y van Genderen, M. 1989, *Ap. J.* 343, 426.
- Ebbets, D. 1979, *Publ.Astr.Soc.Pac.*, 91, 804.
- Firmani, C., Koenigsberger, G., Bisiacchi, G.F., Moffat, A.F.J. e Isserstedt, J. 1980, *Ap. J.*, 239, 607.
- Gosset, E. y Vreux, J.M. 1982, *Astr. and Ap.*, 115, 69.
- Hatchett, S.M. y McCray, R. 1977, *Ap. J.*, 211, 552.
- Kallman, T.R. y McCray, R. 1982, *Ap. J. Suppl.*, 222, 809.
- Koenigsberger, G. 1990, *Rev. Mex. Astr. Astrof.*, 20, 85.
- Koenigsberger, G. 1991, Comunicación privada.
- Kuhi, L.V. 1967, *Publ.Astr.Soc.Pac.*, 79, 57.
- Irvine, L. e Irvine, N. 1979, *Publ.Astr.Soc.Pac.*, 8, 404.
- Lamontagne, R. y Moffat, A.F.J., Lamarre, A. 1986
- Maeder, A. 1981, *Proceedings of the ESO Workshop on "The Most Massive Stars"*, p.174.
- Maeder, A. 1982, *Astr. and Ap.*, 105, 149.
- Maeder, A. 1983, *Astr. and Ap.*, 120, 113.

- Mathews, J.M. y Beech, M. 1987, *Ap. J.*, 313, L25.
- McLean, I.S. 1980, *Ap. J. Letters*, 236, L149.
- McLean I.S., Coyne, G.V., Frecker, J.E. y Serkowski, K. 1979, *Ap. J.* 231, L141.
- Moffat, A.F.J. 1982, *IAU symp.*, No. 99. Eds. C. de Loore y A.J. Williams, p. 263.
- Niemela, V.S. y Méndez, R.H. 1982, *IAU Symposium. No 99. Eds. C. de Loore y A.J. Williams*, p.295.
- Schmidt, G.D. 1974, *Publ.Astr.Soc.Pac.*, 86, 767.
- Smith, H.J. 1955, Thesis, Harvard University.
- St. Louis, N., Willis, A.J., Smith, L.J., Garmany, C.D. y Conti, P.S. 1990, *IAU Symposium No. 143 preprint*.
- Stevens, I. R. y Willis, A.J. 1980, *M.N.R.A.S.* 234, 783.
- van Genderen, A.M., van der Hutch, K.A. y Steemers, W.J.G. 1987, *Astr. and Ap.*, 185, 131.
- van der Heuvel, E.P.J. 1976, *IAU Symposium No. 73, ed. Eggleton*.
- van der Hutch, K.A., van Genderen y A.M., Bakker, P.R. 1990, *Astr. and Ap.*, 228, 108.
- Vanbever, D., van Rensebergen, W., de Loore, C. 1981, *Proceedings of the ESO Workshop on "The Most Massive Stars"*, p199.
- Vreux, J.M. 1985, *Publ.Astr.Soc.Pac.*, 97, 274.
- White, R.L. y Long, K.S. 1986, *Ap. J.*, 310, 832.
- Willis, A.J., van der Hutch, K.A., Conti, P.S., Garmany, D. 1986 *Astr. and Ap. Suppl. Ser.*, 63, 417.
- Willis, A.J., Howarth, I.D., Smith, L.J., Garmany, C.D., Conti, P.S., 1989, *Astr. and Ap. Suppl. Ser.*, 77, 269.
- Wilson, O.C. 1948, *Publ.Astr.Soc.Pac.*, 86, 767.
- Withroe, 1971, *The Menzel Symposium on Solar Physics, Atomic*

*Spectra and Gaseous Nebulae*, ed K.B. Gebbie (NBS Special Publications) p 127.