

CV Shelln

Mauro Jélvez

Contents

1	Introducción y Contexto Astrofísico	2	6	Envolturas Antiguas y Super-Remanentes	8
1.1	Variables Cataclísmicas y el Problema de la Acreción	2	6.1	Envolturas Centenarias	8
1.2	El Caso Paradigmático: GK Per	2	6.1.1	Z Camelopardalis	8
			6.1.2	Descubrimientos Recientes	8
2	Física del Desbordamiento Termonuclear	2	6.2	Super-Remanentes de Nova (NSR)	8
2.1	Estructura de la Enana Blanca Acretora	2	6.2.1	Ejemplos y Propiedades	9
2.2	Acumulación de Hidrógeno y Degeneración	3	6.2.2	Origen de los NSR	9
2.3	Nucleosíntesis Explosiva	3	6.2.3	Implicaciones Evolutivas	9
2.3.1	Cadena Protón-Protón	3			
2.3.2	Ciclo CNO Caliente	3			
2.3.3	Reacciones Secundarias y Enriquecimiento	3	7	Evolución Temporal de Envolturas	9
2.4	Desarrollo del Runaway Termonuclear	3	7.1	Evolución de la Luminosidad	9
2.4.1	Física del Runaway	3	7.1.1	Marco Teórico	9
2.4.2	Levantamiento de la Degeneración	4	7.1.2	Escalamiento Temporal	9
2.5	Dependencias con Parámetros Físicos	4	7.1.3	Comparación con Observaciones	9
2.5.1	Dependencia con M_{WD}	4	7.1.4	Brillo Superficial	9
2.5.2	Dependencia con \dot{M}	4	7.2	Evolución de la Velocidad de Expansión	10
2.5.3	Composición Química	4	7.2.1	Expansión Libre vs Desaceleración	10
2.6	Velocidad de Eyección	4	7.2.2	Masa Barrida	10
2.7	Tiempo de Recurrencia	5	7.2.3	Resultados Observacionales	10
2.8	Balance de Masa y Destino de la Enana Blanca	5	7.2.4	Fragmentación y Evolución Morfológica	10
3	Fenomenología de las Erupciones de Nova	5	8	Determinación de Masa	10
3.1	Diversidad de Curvas de Luz	5	8.1	Método de Líneas Balmer	10
3.2	Parámetro t_3	5	8.2	Diagnósticos de T_e y n_e	11
3.3	Evolución Espectral Detallada	5	8.2.1	Temperatura Electrónica	11
3.3.1	Fase Pre-Máximo	5	9	Introducción y Contexto Astrofísico	11
3.3.2	Fase Fotosférica (días 1-10)	5	9.1	Variables Cataclísmicas y el Problema de la Acreción	11
3.3.3	Fase de Transición (días 10-50)	6	9.2	El Caso Paradigmático: GK Per	11
3.3.4	Fase Nebular (días 100-años)	6	10	Física del Desbordamiento Termonuclear	11
3.4	Modelo Universal de Aydi et al. (2020)	6	10.1	Estructura de la Enana Blanca Acretora	11
3.4.1	Componente 1: Eyección Lenta Ecuatorial	6	10.2	Acumulación de Hidrógeno y Degeneración	11
3.4.2	Componente 2: Viento Rápido Polar	6	10.3	Nucleosíntesis Explosiva	12
3.4.3	Componente 3: Región de Interacción	6	10.3.1	Cadena Protón-Protón	12
3.4.4	Fase Final: Congelamiento	6	10.3.2	Ciclo CNO Caliente	12
4	Simulaciones Hidrodinámicas	7	10.3.3	Reacciones Secundarias y Enriquecimiento	12
4.1	Predicciones de Morfología	7	10.4	Desarrollo del Runaway Termonuclear	12
4.1.1	Efecto de la Rotación	7	10.4.1	Física del Runaway	12
4.1.2	Inestabilidades y Fragmentación	7	10.4.2	Levantamiento de la Degeneración	12
5	Observaciones de Envolturas de Nova	7	10.5	Dependencias con Parámetros Físicos	13
5.1	Técnicas Observacionales	7	10.5.1	Dependencia con M_{WD}	13
5.1.1	Imágenes de Banda Estrecha	7	10.5.2	Dependencia con \dot{M}	13
5.1.2	Espectroscopía de Rendija Larga	7	10.5.3	Composición Química	13
5.1.3	Espectroscopía de Campo Integral (IFS)	7	10.6	Velocidad de Eyección	13
5.2	Morfología y Geometría	8	10.7	Tiempo de Recurrencia	13
5.2.1	Geometría Prolata	8	10.8	Balance de Masa y Destino de la Enana Blanca	13
5.2.2	Correlación con Velocidad de Evolución	8			
5.2.3	Reconstrucción 3D con SHAPE	8			

11 Fenomenología de las Erupciones de Nova	14
11.1 Diversidad de Curvas de Luz	14
11.2 Parámetro t_3	14
11.3 Evolución Espectral Detallada	14
11.3.1 Fase Pre-Máximo	14
11.3.2 Fase Fotosférica (días 1-10)	14
11.3.3 Fase de Transición (días 10-50)	14
11.3.4 Fase Nebular (días 100-años)	14
11.4 Modelo Universal de Aydi et al. (2020)	14
11.4.1 Componente 1: Eyección Lenta Ecuatorial	15
11.4.2 Componente 2: Viento Rápido Polar . . .	15
11.4.3 Componente 3: Región de Interacción . .	15
11.4.4 Fase Final: Congelamiento	15
12 Simulaciones Hidrodinámicas	15
12.1 Predicciones de Morfología	15
12.1.1 Efecto de la Rotación	15
12.1.2 Inestabilidades y Fragmentación	16
13 Observaciones de Envolturas de Nova	16
13.1 Técnicas Observacionales	16
13.1.1 Imágenes de Banda Estrecha	16
13.1.2 Espectroscopía de Rendija Larga	16
13.1.3 Espectroscopía de Campo Integral (IFS) .	16
13.2 Morfología y Geometría	16
13.2.1 Geometría Prolata	16
13.2.2 Correlación con Velocidad de Evolución .	16
13.2.3 Reconstrucción 3D con SHAPE	17
14 Envolturas Antiguas y Super-Remanentes	17
14.1 Envolturas Centenarias	17
14.1.1 Z Camelopardalis	17
14.1.2 Descubrimientos Recientes	17
14.2 Super-Remanentes de Nova (NSR)	17
14.2.1 Ejemplos y Propiedades	17
14.2.2 Origen de los NSR	17
14.2.3 Implicaciones Evolutivas	17
15 Evolución Temporal de Envolturas	18
15.1 Evolución de la Luminosidad	18
15.1.1 Marco Teórico	18
15.1.2 Escalamiento Temporal	18
15.1.3 Comparación con Observaciones	18
15.1.4 Brillo Superficial	18
15.2 Evolución de la Velocidad de Expansión . . .	18
15.2.1 Expansión Libre vs Desaceleración . . .	18
15.2.2 Masa Barrida	19
15.2.3 Resultados Observacionales	19
15.2.4 Fragmentación y Evolución Morfológica	19

1. Introducción y Contexto Astrofísico

1.1. Variables Cataclísmicas y el Problema de la Acreción

Las novas clásicas representan uno de los fenómenos más energéticos en sistemas de estrellas binarias cercanas. Estos sistemas, conocidos como variables cataclísmicas (CVs), consisten de una enana blanca primaria que acreta material de una estrella compañera de secuencia principal tardía o subgigante. El proceso de acreción está regulado por el desbordamiento del lóbulo de Roche:

$$R_L \approx a \times 0.49 \frac{q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (1)$$

donde $q = M_2/M_1$ es la razón de masas y a es la separación orbital.

El material transferido posee momento angular específico elevado, formando un disco de acreción alrededor de la enana blanca. El transporte de momento angular hacia afuera (vía viscosidad turbulenta caracterizada por el parámetro α de Shakura-Sunyaev) permite que la materia espiralize hacia la enana blanca:

$$\dot{M} = 3\pi\nu\Sigma \quad (2)$$

donde $\nu = \alpha c_s H$ es la viscosidad cinemática, c_s es la velocidad del sonido, H es la altura de escala del disco, y Σ es la densidad superficial.

1.2. El Caso Paradigmático: GK Per

GK Per (Nova Persei 1901) es uno de los ejemplos mejor estudiados de una nova clásica. Más de 120 años después de su erupción, la envoltura permanece observable en múltiples bandas:

- **Óptico (Hα):** Revela la estructura filamentaria y la morfología global
- **Radio (VLA):** Traza el gas neutro y parcialmente ionizado
- **Rayos-X (Chandra):** Detecta gas con temperaturas $T \sim 10^6 - 10^7$ K producto de choques

Esta multi-longitud de onda confirma la complejidad física de las envolturas de nova, que involucran múltiples fases térmicas, ionizaciones variables, y procesos dinámicos continuos.

2. Física del Desbordamiento Termonuclear

2.1. Estructura de la Enana Blanca Acretora

Una enana blanca está soportada por la presión de degeneración electrónica. La ecuación de estado para electrones relativistas y no-relativistas está dada por:

$$P_e = K_1\rho^{5/3} + K_2\rho^{4/3} \quad (3)$$

donde:

$$K_1 = \frac{(\pi)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_e} \left(\frac{3}{\pi\mu_e m_u} \right)^{5/3} \quad (4)$$

$$K_2 = \frac{(\pi)^{1/3}}{4} \frac{\hbar c}{\mu_e m_u} \left(\frac{3}{\pi\mu_e m_u} \right)^{4/3} \quad (5)$$

μ_e es el peso molecular por electrón ($\mu_e \approx 2$ para composición C/O).

La relación masa-radio para enanas blancas viene del balance hidrostático y la ecuación de estado:

$$M_{WD}R_{WD}^3 = \text{constante} \quad (6)$$

para el régimen no-relativista, y en el límite relativista conduce al límite de Chandrasekhar:

$$M_{Ch} = \frac{5.836}{\mu_e^2} M_\odot \approx 1.44 M_\odot \quad (7)$$

2.2. Acumulación de Hidrógeno y Degeneración

Cuando el hidrógeno se acreta sobre la superficie de la enana blanca, forma una capa que crece en masa. La presión en la base de esta capa aumenta aproximadamente como:

$$P_{base} \approx \frac{GM_{WD}M_{env}}{4\pi R_{WD}^4} \quad (8)$$

donde M_{env} es la masa de la envoltura acretada.

La temperatura en la base viene del balance entre calentamiento por compresión y enfriamiento por neutrinos y fotones:

$$T_{base} \propto \left(\frac{GM_{WD}M_{env}}{R_{WD}^3} \right)^\gamma \quad (9)$$

donde γ depende de los detalles del transporte de energía.

Condición crítica de degeneración: La capa se vuelve degenerada cuando:

$$\frac{P_e}{P_{gas}} = \frac{K\rho^{5/3}}{n_i k_B T} \gg 1 \quad (10)$$

El parámetro de degeneración ψ se define como:

$$\psi = \frac{E_F}{k_B T} = \frac{\hbar^2}{2m_e k_B T} \left(\frac{3\pi^2 n_e}{\pi} \right)^{2/3} \quad (11)$$

Cuando $\psi \gg 1$, el gas es degenerado. Para enanas blancas típicas acretando a $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-10} M_\odot/\text{año}$, las condiciones para TNR se alcanzan con:

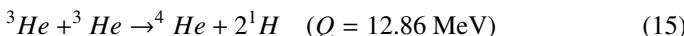
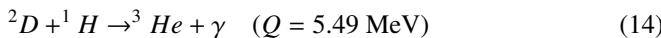
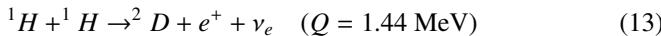
$$T_{base} \sim 2 - 4 \times 10^7 \text{ K} \quad (12)$$

antes de alcanzar la temperatura de Fermi $T_F \sim 10^7$ K, donde la degeneración se levantaría.

2.3. Nucleosíntesis Explosiva

2.3.1. Cadena Protón-Protón

En las etapas iniciales, la fusión procede vía cadena p-p:



La tasa de generación de energía de la cadena p-p escala como:

$$\epsilon_{pp} \propto \rho X^2 T^4 \quad (16)$$

donde X es la fracción de masa de hidrógeno.

2.3.2. Ciclo CNO Caliente

A temperaturas $T \gtrsim 2 \times 10^7$ K, el ciclo CNO domina. Las reacciones principales son:

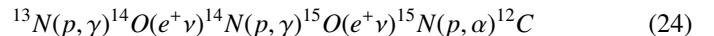


La tasa del ciclo CNO es altamente dependiente de la temperatura:

$$\epsilon_{CNO} = \epsilon_0 \rho X X_{CNO} T_7^\nu \quad (23)$$

donde $\nu \approx 16 - 20$, $T_7 = T/10^7$ K, y X_{CNO} es la abundancia de catalizadores CNO.

Ciclo CNO Caliente: A temperaturas $T > 10^8$ K (alcanzadas durante el TNR), las tasas de captura protónica superan las tasas de decaimiento beta, activando el ciclo CNO caliente que incluye núcleos alejados del valle de estabilidad:



Este ciclo produce isótopos raros como ^{13}C , ^{15}N , ^{17}O , que son firma observacional de procesamiento CNO.

2.3.3. Reacciones Secundarias y Enriquecimiento

Durante el TNR, las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz y la convección mezclan material del núcleo C/O de la enana blanca con el hidrógeno acretado. Esto permite reacciones adicionales:



La presencia de Ne, Na, Mg, Al en las eyeciones de nova confirma este dragado de material desde el núcleo.

2.4. Desarrollo del Runaway Termonuclear

2.4.1. Física del Runaway

En un gas ideal, un incremento de temperatura causa expansión que reduce la densidad y autorregula la fusión. Sin embargo, en un gas degenerado:

$$P_e = P_e(\rho) \quad \text{independiente de } T \quad (28)$$

Cuando comienza la fusión nuclear:

1. T aumenta debido a ϵ_{nuc}
2. La presión NO aumenta (es función solo de ρ)
3. NO hay expansión
4. ρ permanece constante
5. $\epsilon_{nuc} \propto T^\nu$ aumenta exponencialmente

Este ciclo de retroalimentación positiva es el **runaway termonuclear**.

Matemáticamente, la escala de tiempo del runaway se puede estimar de:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\epsilon_{nuc}}{c_v} - \frac{L}{M_{env} c_v} \quad (29)$$

donde c_v es el calor específico a volumen constante. Durante el runaway, $\epsilon_{nuc} \gg L/M_{env}$, entonces:

$$\frac{dT}{dt} \approx \frac{\epsilon_0 T^\nu}{c_v} \quad (30)$$

Integrando:

$$t_{runaway} \sim \frac{c_v T}{\epsilon_0 (\nu - 1) T^\nu} \sim \frac{1}{\epsilon_0 T^{\nu-1}} \quad (31)$$

Para $\nu \sim 18$ y $T \sim 3 \times 10^7$ K:

$$t_{runaway} \sim 100 - 1000 \text{ segundos} \quad (32)$$

¡Extremadamente rápido en escalas estelares!

2.4.2. Levantamiento de la Degeneración

Eventualmente, la temperatura aumenta lo suficiente como para que:

$$k_B T \sim E_F \quad (33)$$

En este punto, la degeneración se levanta, la presión térmica domina:

$$P = P_{gas} = \frac{\rho k_B T}{\mu m_u} \quad (34)$$

y la envoltura expande violentamente. La energía liberada durante el TNR es:

$$E_{TNR} \sim f \times 0.007 M_{env} c^2 \sim 10^{45} - 10^{46} \text{ erg} \quad (35)$$

donde f es la fracción de hidrógeno fusionada ($f \sim 0.1 - 0.5$).

2.5. Dependencias con Parámetros Físicos

2.5.1. Dependencia con M_{WD}

La masa acretada requerida para TNR escala como:

$$M_{env} \propto M_{WD}^{-n} \quad (36)$$

donde observacionalmente $n \approx 1.5 - 2.0$. Esto se entiende físicamente:

- Mayor $M_{WD} \Rightarrow$ mayor $g = GM_{WD}/R_{WD}^2$
- Mayor $g \Rightarrow$ mayor P_{base} para dado M_{env}
- Mayor $P_{base} \Rightarrow$ mayor T_{base} (por ecuación virial)
- Menor M_{env} necesaria para alcanzar $T_{critical}$

Numéricamente, modelos detallados (Yaron et al. 2005) dan:

$$\log M_{env} \approx -5.0 - 1.8 \log(M_{WD}/M_\odot) \quad (37)$$

2.5.2. Dependencia con \dot{M}

La tasa de acreción también influye en M_{env} :

$$M_{env} \propto \dot{M}^\alpha \quad (38)$$

donde $\alpha \approx 0.2 - 0.4$. Una mayor \dot{M} resulta en:

- Mayor calentamiento compresional
- Mayor temperatura de equilibrio en la base
- Menor M_{env} requerida

Sin embargo, si \dot{M} es demasiado alta ($\dot{M} \gtrsim 10^{-7} M_\odot/\text{año}$), la combustión puede proceder establemente (steady burning) sin TNR.

2.5.3. Composición Química

La metalicidad de la enana blanca (especialmente la abundancia de CNO) afecta significativamente:

$$M_{env} \propto Z_{CNO}^{-\beta} \quad (39)$$

donde $\beta \approx 0.5 - 1.0$. Más metales \Rightarrow mayor $\epsilon_{CNO} \Rightarrow$ TNR más temprano.

2.6. Velocidad de Eyección

La velocidad de la eyección es un parámetro clave. La energía del TNR debe:

1. Expandir la envoltura contra la gravedad
2. Acelerar el material hasta v_{ej}

Balance energético simplificado:

$$\frac{1}{2} M_{env} v_{ej}^2 + \frac{GM_{WD} M_{env}}{R_{WD}} \sim \eta E_{TNR} \quad (40)$$

donde $\eta < 1$ es la eficiencia de conversión de energía nuclear en energía cinética de eyección.

Despejando:

$$v_{ej} \sim \sqrt{\frac{2\eta E_{TNR}}{M_{env}}} - \frac{2GM_{WD}}{R_{WD}} \quad (41)$$

La velocidad de escape de la enana blanca es:

$$v_{esc} = \sqrt{\frac{2GM_{WD}}{R_{WD}}} \approx 5000 \left(\frac{M_{WD}}{M_\odot} \right)^{4/3} \text{ km/s} \quad (42)$$

Enanas blancas más masivas tienen:

- Mayor v_{esc} (desfavorece eyección)
- Mayor E_{TNR}/M_{env} (favorece eyección)
- Resultado neto: v_{ej} aumenta con M_{WD}

Observacionalmente:

$$v_{ej} \approx 1000 - 3000 \text{ km/s} \quad (43)$$

con novas recurrentes (RN) alcanzando velocidades mayores ($v_{ej} \sim 3000 - 6000 \text{ km/s}$) debido a sus enanas blancas más masivas.

2.7. Tiempo de Recurrencia

El tiempo entre erupciones sucesivas es:

$$t_{rec} = \frac{M_{env}}{\dot{M}} \quad (44)$$

Sustituyendo la dependencia de M_{env} :

$$t_{rec} \propto \frac{M_{WD}^{-n}}{\dot{M}} \quad (45)$$

Esto produce un rango enorme de tiempos de recurrencia:

Tipo	M_{WD}	\dot{M}	t_{rec}
RN (ej. RS Oph)	$1.2 - 1.4 M_{\odot}$	10^{-7}	10-100 años
CN rápidas	$1.0 - 1.2 M_{\odot}$	10^{-9}	$10^3 - 10^4$ años
CN lentas	$0.6 - 0.8 M_{\odot}$	10^{-10}	$10^4 - 10^5$ años

Table 1. Clasificación de novas por tiempo de recurrencia

2.8. Balance de Masa y Destino de la Enana Blanca

Una pregunta fundamental: ¿La enana blanca gana masa neta después de ciclos de acreción-eyección?

Si $M_{ej} < M_{acr}$, entonces $\Delta M_{WD} > 0$, y la enana blanca podría eventualmente alcanzar M_{Ch} y explotar como supernova Ia (escenario de canal único degenerado).

Sin embargo, **Pala et al. (2022)** realizaron un estudio estadístico de masas de enanas blancas en CVs evolucionadas (períodos cortos, han transferido más masa) vs jóvenes (períodos largos). Resultado:

$$\langle M_{WD,P_{orb}<3h} \rangle \approx \langle M_{WD,P_{orb}>3h} \rangle \quad (46)$$

Conclusión: No hay evidencia de crecimiento secular de masa. Esto implica:

$$M_{ej} \approx M_{acr} \quad (47)$$

Toda la masa acretada es eyectada durante el TNR. Por tanto, las novas clásicas **NO** son progenitoras viables de SN Ia por este canal.

3. Fenomenología de las Erupciones de Nova

3.1. Diversidad de Curvas de Luz

Las erupciones de nova muestran una diversidad morfológica notable en sus curvas de luz. Strope et al. (2010) clasificaron las curvas de luz en varios tipos:

- **Clase S (Smooth):** Declinación suave y monotónica
- **Clase P (Plateau):** Presenta mesetas prolongadas
- **Clase D (Dust):** Mínimos profundos debido a formación de polvo
- **Clase J (Jitter):** Fluctuaciones rápidas y erráticas
- **Clase C (Cusp):** Picos secundarios

No existe consenso actual sobre qué causa esta diversidad. Posibles factores:

1. Masa de la enana blanca
2. Tasa de acreción
3. Composición química
4. Orientación del sistema
5. Interacción con la secundaria
6. Formación de polvo en la eyección

3.2. Parámetro t_3

Un parámetro estándar para caracterizar la velocidad de evolución es t_3 , el tiempo para declinar 3 magnitudes desde el máximo:

$$m(t_3) = m_{max} + 3 \quad (48)$$

En términos de flujo:

$$\frac{F(t_3)}{F_{max}} = 10^{-1.2} \quad (49)$$

La velocidad de evolución correlaciona con propiedades físicas:

$$t_3 \propto M_{WD}^{-\gamma} v_{ej}^{-\delta} \quad (50)$$

Novas más rápidas (t_3 menor) tienen:

- Enanas blancas más masivas
- Velocidades de eyección mayores
- Envolturas más esféricas

3.3. Evolución Espectral Detallada

3.3.1. Fase Pre-Máximo

En las primeras horas después del TNR, el espectro muestra:

- Líneas de absorción de Fe II, Ca II, Na I (OTOSFERA EXPANDIDA)
- Temperatura efectiva: $T_{eff} \sim 6000 - 8000$ K
- Radio fotosférico en expansión: $R_{ph}(t) = R_{WD} + v_{exp}t$

3.3.2. Fase Fotosférica (días 1-10)

Características espectrales de V906 Car a $t = 6$ días:

- Dominan líneas de absorción: H I (Balmer), Fe II, Ti II, Ca II
- Perfiles P-Cygni en H α :

$$\Delta\lambda_{blue} = \lambda_0 \frac{v_{exp}}{c} \quad (51)$$

donde $v_{exp} \sim 500$ km/s

- La profundidad óptica de la eyección: $\tau \gg 1$
- Temperatura efectiva decreciendo: $T_{eff} \sim 6000$ K

La luminosidad en esta fase está cerca del límite de Eddington:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GM_{WD}c}{\kappa} \approx 3.8 \times 10^4 \left(\frac{M_{WD}}{M_{\odot}} \right) L_{\odot} \quad (52)$$

donde $\kappa \approx 0.34$ cm²/g es la opacidad por dispersión Thomson.

3.3.3. Fase de Transición (días 10-50)

A $t = 14$ días (V906 Car):

- La eyección transita de ópticamente gruesa a delgada
- Aparecen líneas de emisión permitidas: H I, He I, Fe II
- Aparecen líneas prohibidas: [O III], [N II], [Fe VII]
- Componente rápida domina: $v_{fast} \sim 1000 - 2000$ km/s

Las líneas prohibidas indican baja densidad:

$$n_e < n_{crit} = \frac{A_{ul}}{\sum_k C_{ul,k}} \quad (53)$$

donde A_{ul} es el coeficiente de Einstein para emisión espontánea y $C_{ul,k}$ son las tasas de colisión. Para [O III] $\lambda 5007$:

$$n_{crit}([OIII]) \sim 10^6 \text{ cm}^{-3} \quad (54)$$

3.3.4. Fase Nebular (días 100-años)

A $t = 405$ días (V906 Car):

- Espectro completamente dominado por emisión
- Líneas prohibidas intensas: [O III], [Ne III], [N II], [S II]
- Perfiles "castellados" indican estructura clumpy:

La estructura clumpy se caracteriza por el factor de llenado:

$$f_{fill} = \frac{\sum V_{clumps}}{V_{total}} \ll 1 \quad (55)$$

típicamente $f_{fill} \sim 0.01 - 0.1$.

3.4. Modelo Universal de Aydi et al. (2020)

Aydi et al. (2020) proponen un modelo universal que explica la mayoría de las observaciones. El modelo involucra múltiples componentes:

3.4.1. Componente 1: Eyección Lenta Ecuatorial

- **Origen:** Expansión de la envoltura acretada completa
- **Geometría:** Ecuatorial/toroidal
- **Velocidad:** $v_{slow} \sim 200 - 600$ km/s
- **Masa:** $M_{slow} \sim (0.5 - 0.9)M_{env}$ (mayoría de la masa)
- **Física:** Fase breve de envoltura común (CE)

Durante la fase CE, el momento angular se transfiere de la órbita al material eyectado. El radio de la CE puede estimarse:

$$R_{CE} \sim \frac{GM_{WD}M_2}{2|E_{bind}|} \quad (56)$$

donde E_{bind} es la energía de ligadura de la envoltura.

3.4.2. Componente 2: Viento Rápido Polar

- **Origen:** Radiación de la combustión nuclear residual en la WD
- **Geometría:** Colimación polar/bipolar
- **Velocidad:** $v_{fast} \sim 2000 - 5000$ km/s
- **Masa:** $M_{fast} \sim (0.1 - 0.5)M_{env}$
- **Duración:** $t_{wind} \sim 10 - 100$ días

El viento es impulsado por radiación. La tasa de pérdida de masa del viento puede estimarse del límite de Eddington:

$$\dot{M}_{wind} = \frac{L_{nuc}}{\frac{1}{2}v_{wind}^2 + \frac{GM_{WD}}{R_{WD}}} \quad (57)$$

La colimación polar ocurre porque:

1. Menos material en direcciones polares
2. Menor opacidad \Rightarrow menor resistencia
3. El viento escapa preferencialmente por los polos

3.4.3. Componente 3: Región de Interacción

La componente rápida eventualmente alcanza a la lenta. La interacción produce:

- **Choques radiativos:** Cuando $v_{rel} > 100$ km/s
- **Calentamiento:** Temperaturas post-choque:

$$T_{shock} = \frac{3}{16} \frac{\mu m_u v_{rel}^2}{k_B} \sim 10^6 \left(\frac{v_{rel}}{1000 \text{ km/s}} \right)^2 \text{ K} \quad (58)$$

- **Luminosidad del choque:**

$$L_{shock} = \frac{1}{2} \dot{M}_{wind} v_{rel}^2 \quad (59)$$

Para $\dot{M}_{wind} \sim 10^{-6} M_\odot/\text{año}$ y $v_{rel} \sim 2000$ km/s:

$$L_{shock} \sim 10^{37} \text{ erg/s} \sim 10^4 L_\odot \quad (60)$$

Esta energía alimenta una fracción sustancial de la luminosidad óptica observada durante la fase de declinación.

- **Aceleración de la componente lenta:**

$$\frac{dv_{slow}}{dt} = \frac{\dot{M}_{wind}(v_{fast} - v_{slow})}{M_{slow}} \quad (61)$$

3.4.4. Fase Final: Congelamiento

El viento rápido cesa cuando:

- La combustión nuclear residual termina
- El material no quemado es eyectado
- La luminosidad cae por debajo de L_{Edd}

En este punto, la eyección se "congelea" cinemáticamente y continúa su expansión homóloga:

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{r}}{t} \quad (62)$$

4. Simulaciones Hidrodinámicas

4.1. Predicciones de Morfología

Las simulaciones hidrodinámicas 3D (Porter et al. 1998, Booth et al. 2016) incorporan:

- Gravedad de la enana blanca y secundaria
- Rotación de la enana blanca: Ω_{WD}
- Ecuaciones de Euler compresibles
- Enfriamiento radiativo

Las ecuaciones fundamentales son:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (63)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} \quad (64)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + P)\mathbf{v}] = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} - \Lambda \quad (65)$$

donde Λ es la función de enfriamiento.

4.1.1. Efecto de la Rotación

La rotación de la enana blanca introduce una escala de longitud característica:

$$H_{rot} = \frac{v_{rot}}{\Omega_{WD}} \quad (66)$$

Para $v_{rot} \sim 100$ km/s en el ecuador y $\Omega_{WD} \sim 10^{-3}$ s⁻¹:

$$H_{rot} \sim 10^{10} \text{ cm} \sim R_{WD} \quad (67)$$

La rotación produce:

- Achatamiento ecuatorial
- Eyección preferencial polar (conservación momento angular)
- Geometría prolata (esferoide alargado)

4.1.2. Inestabilidades y Fragmentación

Múltiples inestabilidades fragmentan la eyección:

- **Rayleigh-Taylor (RT):** En interfaces de densidad

$$\gamma_{RT} \sim \sqrt{\frac{k g \Delta \rho}{\rho_1 + \rho_2}} \quad (68)$$

donde k es el número de onda de la perturbación

- **Kelvin-Helmholtz (KH):** En interfaces de velocidad

$$\gamma_{KH} \sim \frac{k \Delta v}{\sqrt{1 + k^2 H^2}} \quad (69)$$

- **Inestabilidades térmicas:** Cuando enfriamiento es isobárico

Estas inestabilidades producen la estructura "clumpy" característica observada (ej: RS Oph, Booth et al. 2016).

5. Observaciones de Envolturas de Nova

5.1. Técnicas Observacionales

5.1.1. Imágenes de Banda Estrecha

Las envolturas de nova son observables en filtros de banda estrecha centrados en:

- **H α + [N II]:** $\lambda = 6563, 6548, 6584$ Å
- **[O III]:** $\lambda = 4959, 5007$ Å
- **H β :** $\lambda = 4861$ Å
- **[S III]:** $\lambda = 6717, 6731$ Å
- **He I:** $\lambda = 5876, 6678$ Å

El ancho del filtro típico: $\Delta\lambda \sim 50 - 100$ Å (FWHM).

Las envolturas permanecen observables durante décadas o siglos. Ejemplos con edades:

Nova	Edad (años)	Emisión principal
QU Vul	36	H α , [N II]
HR Del	53	H α , [O III]
DQ Her	84	H α , [O III]
T Aur	125	H α , [N II]
CK Vul	348	H α
Z Cam	~2100	H α (muy débil)

Table 2. Envolturas de nova observables

5.1.2. Espectroscopía de Rendija Larga

La espectroscopía de rendija larga proporciona simultáneamente:

- **Información espacial:** Distribución de brillo a lo largo de la rendija
- **Información cinemática:** Perfiles de línea → campo de velocidades

El caso de V1425 Aql (Tappert et al. 2023) ilustra esta técnica:

- Rendija orientada a diferentes ángulos de posición
- Espectro 2D muestra estructura espacial en H α
- Perfiles de línea revelan:

$$v_r(\theta, r) = v_{sys} + v_{exp}(r) \cos \theta \sin i \quad (70)$$

donde i es la inclinación y θ el ángulo azimutal

5.1.3. Espectroscopía de Campo Integral (IFS)

Instrumentos como MUSE (VLT) proporcionan cubos de datos 3D:

- Dimensiones espaciales: x, y (típicamente $60'' \times 60''$)
- Dimensión espectral: λ (rango: 4800-9300 Å)
- Resolución espectral: $R \sim 3000$

Para cada spaxel (píxel espacial), tenemos un espectro completo. Esto permite:

1. Reconstruir imágenes monocromáticas en cualquier línea
2. Mapear campos de velocidad 2D:

$$v_r(x, y) = \frac{c(\lambda_{obs} - \lambda_0)}{\lambda_0} \quad (71)$$

3. Estudiar variaciones espaciales de:

- Temperatura electrónica: $T_e(x, y)$ desde [O III] ratio
- Densidad electrónica: $n_e(x, y)$ desde [S II] ratio
- Extinción: $E(B - V)(x, y)$ desde Balmer decrement
- Abundancias químicas espacialmente resueltas

Ejemplo: RR Pic (Celedón et al. 2024):

O III se origina en gaps entre el anillo ecuatorial y filamentos polares

- $H\alpha$ traza la densidad de columna total
- Diferentes iones trazan diferentes zonas de ionización

5.2. Morfología y Geometría

5.2.1. Geometría Prolata

La geometría típica de envolturas de nova es un **esferoide prolato** (esfera alargada), caracterizado por:

$$\frac{x^2 + y^2}{b^2} + \frac{z^2}{a^2} = 1 \quad (72)$$

donde $a > b$ son los semiejes. La razón axial es:

$$\epsilon = \frac{a}{b} > 1 \quad (73)$$

Valores típicos: $\epsilon \sim 1.2 - 2.5$

El volumen del esferoide prolato es:

$$V = \frac{4}{3}\pi ab^2 = \frac{4}{3}\pi b^3 \epsilon \quad (74)$$

5.2.2. Correlación con Velocidad de Evolución

Slavin et al. (1995) encontraron una correlación empírica:

$$\epsilon \propto t_3^{-0.6} \quad (75)$$

o equivalentemente:

$$\log \epsilon = A - B \log t_3 \quad (76)$$

con $B \approx 0.6$.

Interpretación física:

Novas más rápidas (t_3 pequeño):

- Mayor M_{WD} → mayor E_{TNR}
- Mayor velocidad de eyección
- Más energía para fragmentar el material
- Interacción más violenta con la secundaria
- Geometría más esférica ($\epsilon \rightarrow 1$)

Novas más lentas (t_3 grande):

- Menor M_{WD} → menor E_{TNR}
- Menor velocidad de eyección
- Rotación de WD más importante
- Geometría prolata ($\epsilon > 1.5$)

5.2.3. Reconstrucción 3D con SHAPE

El software SHAPE (Steffen et al. 2011) permite reconstruir geometrías 3D de envolturas combinando:

- Imágenes en múltiples líneas
- Espectros de rendija larga en múltiples posiciones
- Información cinemática

Proceso de modelado:

1. Proponer geometría paramétrica (ej: esferoide prolato con anillos ecuatoriales)
2. Asignar distribución de emisividad: $\epsilon(r, \theta, \phi)$
3. Asignar campo de velocidades: $\mathbf{v}(r, \theta, \phi)$
4. Proyectar según inclinación i y ángulo de posición PA
5. Comparar con observaciones
6. Optimizar parámetros mediante χ^2 fitting

Ejemplo DQ Her (Santamaría et al. 2022):

- Geometría: esferoide prolato + anillo ecuatorial
- $\epsilon = 1.8 \pm 0.2$
- $i = 60 \pm 10$
- Velocidad de expansión: $v_{exp} = 400 \pm 50$ km/s

6. Envolturas Antiguas y Super-Remanentes

6.1. Envolturas Centenarias

6.1.1. Z Camelopardalis

Z Cam es una enana blanca (dwarf nova) que posee una envoltura posiblemente asociada a una nova registrada por astrónomos chinos en 77 a.C.

Evidencia:

- Imagen $H\alpha + [N II]$ (Shara et al. 2024) revela estructura extendida
- Radio angular: $\theta \sim 200''$
- Distancia: $d \sim 100$ pc → radio físico: $R \sim 1$ pc
- Edad estimada: $t \sim 2100$ años

Verificación cinemática:

Si la envoltura ha expandido libremente:

$$R = v_{exp} \times t \quad (77)$$

Para $R \sim 1$ pc = 3×10^{18} cm y $t = 2100$ años = 6.6×10^{10} s:

$$v_{exp} = \frac{3 \times 10^{18}}{6.6 \times 10^{10}} \sim 450 \text{ km/s} \quad (78)$$

Consistente con velocidades de nova típicas.

6.1.2. Descubrimientos Recientes

Shara et al. (2024) con el array Condor (alcanzando $\mu_{H\alpha} \sim 27$ mag/arcsec²) descubrieron envolturas antiguas alrededor de:

- U Gem: posible envoltura de ~3000 años
- KT Eri: envoltura de ~2800 años (además del super-remanente)

6.2. Super-Remanentes de Nova (NSR)

Una clase recientemente descubierta de envolturas gigantes alrededor de novas recurrentes.

6.2.1. Ejemplos y Propiedades

Sistema	t_{rec}	R_{NSR}	Edad estimada
RS Oph	15 años	1.2 pc	~40,000 años
T CrB	80 años	0.7 pc	~20,000 años
KT Eri	~5000 años	2.5 pc	~80,000 años
M31 12a	1 año	8 pc	~1,000,000 años
LMC 08a	10 años	5 pc	~100,000 años

Table 3. Super-remanentes de nova conocidos (Healy-Kalesh et al. 2025)

6.2.2. Origen de los NSR

Los NSR representan la acumulación de **múltiples episodios de eyeción**. El número de erupciones puede estimarse:

$$N_{eruptions} = \frac{t_{NSR}}{t_{rec}} \quad (79)$$

Para RS Oph:

$$N \sim \frac{40,000}{15} \sim 2,700 \text{ erupciones} \quad (80)$$

Masa total eyectada:

$$M_{NSR} = N \times M_{ej} \sim 2700 \times 10^{-6} M_{\odot} \sim 10^{-3} M_{\odot} \quad (81)$$

El radio del NSR está determinado por el balance entre:

- Presión interna (energía cinética de eyeciones sucesivas)
- Presión externa (medio interestelar)

$$P_{int} \sim \rho_{NSR} v^2 \sim P_{ISM} \sim n_{ISM} k_B T_{ISM} \quad (82)$$

6.2.3. Implicaciones Evolutivas

Los NSR demuestran que:

1. Las novas recurrentes han estado activas por $\sim 10^4 - 10^6$ años
2. Los sistemas no han evolucionado hacia períodos ultra-cortos
3. La acreción de alto \dot{M} es sostenida por tiempos largos
4. Posibles progenitores de SN Ia por acumulación de masa (controversial)

7. Evolución Temporal de Envolturas

7.1. Evolución de la Luminosidad

7.1.1. Marco Teórico

La luminosidad de una envoltura en recombinação está dada por:

$$L = \int_V j_{\nu} dV d\nu \quad (83)$$

donde j_{ν} es la emisividad volumétrica. Para emisión H α :

$$j_{H\alpha} = \frac{h\nu_{H\alpha}}{4\pi} n_e n_p \alpha_B^{eff} f_{3 \rightarrow 2} \quad (84)$$

donde:

- $\alpha_B^{eff}(T_e)$ es el coeficiente de recombinação efectivo caso B
- $f_{3 \rightarrow 2} = 0.46$ es la fracción de cascadas que producen H α

Para una envoltura con filling factor f :

$$L_{H\alpha} = \frac{h\nu_{H\alpha}}{4\pi} \alpha_B^{eff} (n_e n_p) V f \quad (85)$$

7.1.2. Escalamiento Temporal

Asumiendo expansión homóloga libre:

$$R(t) = v_{exp} \times t \quad (86)$$

$$V(t) = \frac{4}{3} \pi R^3 \propto t^3 \quad (87)$$

Conservación de masa:

$$M = \mu m_u n V = \text{constante} \quad (88)$$

Por tanto:

$$n \propto V^{-1} \propto t^{-3} \quad (89)$$

Sustituyendo en la ecuación de luminosidad:

$$L \propto n_e^2 V \propto t^{-6} \times t^3 = t^{-3} \quad (90)$$

Predicción teórica: $L \propto t^{-3}$

7.1.3. Comparación con Observaciones

Downes et al. (2001) y Tappert et al. (2020) compilaron datos de luminosidad para ~ 50 envolturas de nova. Resultados:

1. **Fase I ($t < 10$ años):** Declinación suave

$$\log L_{H\alpha} = A - \alpha \log t \quad (91)$$

con $\alpha \approx 1.5 - 2.5$ (más lento que t^{-3})

Razones para desviación:

- Envoltura todavía transitando a ópticamente delgada
- Ionización por colisiones (no solo recombinación)
- Calentamiento por choques internos

2. **Fase II ($10 < t < 100$ años):** Declinación pronunciada

$$\log L_{H\alpha} = B - \beta \log t \quad (92)$$

con $\beta \approx 3 - 4$ (consistente con predicción teórica)

3. **Fase III ($t > 100$ años):** Plateau tentativo

$$L \approx \text{constante} \quad (93)$$

Possible origen:

- Interacción con ISM aumenta radiación por choques
- Calentamiento por rayos cósmicos
- Ionización colisional en interfaz con ISM

7.1.4. Brillo Superficial

El brillo superficial (surface brightness) es:

$$SB = \frac{L}{4\pi R^2} \quad (94)$$

Por tanto:

$$SB \propto \frac{t^{-3}}{(vt)^2} = t^{-5} \quad (95)$$

¡Caída extremadamente rápida!

Para una envoltura con:

- $L_{H\alpha}(10 \text{ años}) \sim 10^{33} \text{ erg/s}$
- $R(10 \text{ años}) \sim 0.01 \text{ pc}$

$$SB(10 \text{ años}) \sim 10^{-15} \text{ erg/s/cm}^2/\text{arcsec}^2 \quad (96)$$

Después de 100 años:

$$SB(100 \text{ años}) \sim SB(10 \text{ años}) \times (10/100)^5 = 10^{-20} \text{ erg/s/cm}^2/\text{arcsec}^2 \quad (97)$$

Esto explica por qué envolturas antiguas son tan difíciles de detectar, incluso con telescopios grandes.

7.2. Evolución de la Velocidad de Expansión

7.2.1. Expansión Libre vs Desaceleración

En expansión libre:

$$v(t) = v_0 = \text{constante} \quad (98)$$

Con desaceleración por barrido del ISM, la ecuación de movimiento es:

$$M_{ej} \frac{dv}{dt} = -F_{drag} = -\frac{1}{2} \rho_{ISM} A v^2 C_D \quad (99)$$

donde $A = \pi R^2$ es el área transversal y $C_D \sim 1$ es el coeficiente de arrastre.

Para geometría esférica:

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_{ej} \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2} \rho_{ISM} \pi R^2 v^2 \quad (100)$$

Simplificando:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{3 \rho_{ISM} v^2}{8 R \rho_{ej}} \quad (101)$$

Usando $\rho_{ej} = M_{ej}/(4\pi R^3/3)$:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\pi R^2 \rho_{ISM} v^2}{2 M_{ej}} \quad (102)$$

7.2.2. Masa Barrida

La envoltura comienza a desacelerar significativamente cuando la masa barrida del ISM es comparable a M_{ej} :

$$M_{swept} = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_{ISM} \sim M_{ej} \quad (103)$$

Resolviendo para R :

$$R_{sweep} = \left(\frac{3 M_{ej}}{4 \pi \rho_{ISM}} \right)^{1/3} \quad (104)$$

Para valores típicos:

- $M_{ej} = 10^{-5} M_\odot = 2 \times 10^{28} \text{ g}$
- $n_{ISM} = 1 \text{ cm}^{-3} \rightarrow \rho_{ISM} = 1.4 m_p n_{ISM} = 2.3 \times 10^{-24} \text{ g/cm}^3$

$$R_{sweep} \sim \left(\frac{3 \times 2 \times 10^{28}}{4\pi \times 2.3 \times 10^{-24}} \right)^{1/3} \sim 2 \times 10^{17} \text{ cm} \sim 0.01 \text{ pc} \quad (105)$$

Tiempo correspondiente para $v = 500 \text{ km/s}$:

$$t_{sweep} = \frac{R_{sweep}}{v} \sim \frac{2 \times 10^{17}}{5 \times 10^7} \sim 4000 \text{ años} \quad (106)$$

7.2.3. Resultados Observacionales

Duerbeck (1987): Estudió 4 envolturas (V603 Aql, GK Per, DQ Her, V476 Cyg) encontrando desaceleración exponencial:

$$v(t) = v_0 \exp(-t/\tau) \quad (107)$$

con $\tau \sim 65$ años. Esto implica una desaceleración muy rápida, posiblemente debido a densidades ISM localmente altas.

Santamaría et al. (2020): No encontró evidencia significativa de desaceleración en muestra más grande. Posibles razones:

- Filling factor bajo \rightarrow cross-section efectiva menor
- Fragmentación reduce eficiencia de barrido
- ISM de baja densidad en entornos típicos
- Errores de medición en v dominan señal de desaceleración

7.2.4. Fragmentación y Evolución Morfológica

GK Per (Liimets et al. 2012) muestra evolución dramática entre 1953 y 2011:

- Estructura coherente en 1953
- Fragmentación progresiva
- Clumps individuales en 2011
- Variaciones de velocidad entre clumps: $\Delta v \sim 100 \text{ km/s}$

La fragmentación es causada por:

1. Inestabilidades térmicas (Field 1965):

$$\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right)_P < 0 \quad (108)$$

donde Λ es la función de enfriamiento

2. Enfriamiento diferencial crea regiones frías densas
3. Estas regiones tienen mayor momento por unidad de volumen
4. Desaceleran menos que el material circundante

8. Determinación de Masa

8.1. Método de Líneas Balmer

La masa ionizada de la envoltura puede determinarse desde la luminosidad en líneas de recombinación. Para H α :

$$L_{H\alpha} = \frac{h\nu_{H\alpha}}{4\pi} \alpha_B^{eff}(H^0, T_e) n_e n_p V f \quad (109)$$

donde f es el filling factor. Asumiendo plasma completamente ionizado:

$$n_p = n_H = n_e / 1.08 \quad (110)$$

(el factor 1.08 corrige por He).

La masa ionizada es:

$$M_{ion} = \mu m_u n_H V = \mu m_u \frac{n_e}{1.08} V \quad (111)$$

donde $\mu = 1.4$ es el peso molecular medio. Combinando:

$$M_{ion} = \frac{\mu m_u}{1.08} \left(\frac{4\pi L_{H\alpha}}{h\nu_{H\alpha} \alpha_B^{eff} f} \right)^{1/2} V^{1/2} \quad (112)$$

8.2. Diagnósticos de T_e y n_e

8.2.1. Temperatura Electrónica

La temperatura se determina del ratio [O III]:

$$R([OIII]) = \frac{I(\lambda4959 + \lambda5007)}{I(\lambda4363)} \quad (113)$$

Este ratio es sensible a T_e porque:

- $\lambda4363$: transición desde nivel excitado superior
- $\lambda4959, 5007$: transiciones desde nivel excitado inferior
- La población relativa depende de T_e

9. Introducción y Contexto Astrofísico

9.1. Variables Cataclísmicas y el Problema de la Acreción

Las novas clásicas representan uno de los fenómenos más energéticos en sistemas de estrellas binarias cercanas. Estos sistemas, conocidos como variables cataclísmicas (CVs), consisten de una enana blanca primaria que acreta material de una estrella compañera de secuencia principal tardía o subgigante. El proceso de acreción está regulado por el desbordamiento del lóbulo de Roche:

$$R_L \approx a \times 0.49 \frac{q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (114)$$

donde $q = M_2/M_1$ es la razón de masas y a es la separación orbital.

El material transferido posee momento angular específico elevado, formando un disco de acreción alrededor de la enana blanca. El transporte de momento angular hacia afuera (vía viscosidad turbulenta caracterizada por el parámetro α de Shakura-Sunyaev) permite que la materia espiralize hacia la enana blanca:

$$\dot{M} = 3\pi\nu\Sigma \quad (115)$$

donde $\nu = \alpha c_s H$ es la viscosidad cinemática, c_s es la velocidad del sonido, H es la altura de escala del disco, y Σ es la densidad superficial.

9.2. El Caso Paradigmático: GK Per

GK Per (Nova Persei 1901) es uno de los ejemplos mejor estudiados de una nova clásica. Más de 120 años después de su erupción, la envoltura permanece observable en múltiples bandas:

- **Óptico (Hα):** Revela la estructura filamentaria y la morfología global
- **Radio (VLA):** Traza el gas neutro y parcialmente ionizado
- **Rayos-X (Chandra):** Detecta gas con temperaturas $T \sim 10^6 - 10^7$ K producto de choques

Esta multi-longitud de onda confirma la complejidad física de las envolturas de nova, que involucran múltiples fases térmicas, ionizaciones variables, y procesos dinámicos continuos.

10. Física del Desbordamiento Termonuclear

10.1. Estructura de la Enana Blanca Acretora

Una enana blanca está soportada por la presión de degeneración electrónica. La ecuación de estado para electrones relativistas y no-relativistas está dada por:

$$P_e = K_1 \rho^{5/3} + K_2 \rho^{4/3} \quad (116)$$

donde:

$$K_1 = \frac{(\pi)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_e} \left(\frac{3}{\pi \mu_e m_u} \right)^{5/3} \quad (117)$$

$$K_2 = \frac{(\pi)^{1/3}}{4} \frac{\hbar c}{\mu_e m_u} \left(\frac{3}{\pi \mu_e m_u} \right)^{4/3} \quad (118)$$

μ_e es el peso molecular por electrón ($\mu_e \approx 2$ para composición C/O).

La relación masa-radio para enanas blancas viene del balance hidrostático y la ecuación de estado:

$$M_{WD} R_{WD}^3 = \text{constante} \quad (119)$$

para el régimen no-relativista, y en el límite relativista conduce al límite de Chandrasekhar:

$$M_{Ch} = \frac{5.836}{\mu_e^2} M_\odot \approx 1.44 M_\odot \quad (120)$$

10.2. Acumulación de Hidrógeno y Degeneración

Cuando el hidrógeno se acreta sobre la superficie de la enana blanca, forma una capa que crece en masa. La presión en la base de esta capa aumenta aproximadamente como:

$$P_{base} \approx \frac{GM_{WD}M_{env}}{4\pi R_{WD}^4} \quad (121)$$

donde M_{env} es la masa de la envoltura acretada.

La temperatura en la base viene del balance entre calentamiento por compresión y enfriamiento por neutrinos y fotones:

$$T_{base} \propto \left(\frac{GM_{WD}M_{env}}{R_{WD}^3} \right)^\gamma \quad (122)$$

donde γ depende de los detalles del transporte de energía.

Condición crítica de degeneración: La capa se vuelve degenerada cuando:

$$\frac{P_e}{P_{gas}} = \frac{K\rho^{5/3}}{n_i k_B T} \gg 1 \quad (123)$$

El parámetro de degeneración ψ se define como:

$$\psi = \frac{E_F}{k_B T} = \frac{\hbar^2}{2m_e k_B T} \left(\frac{3\pi^2 n_e}{\pi} \right)^{2/3} \quad (124)$$

Cuando $\psi \gg 1$, el gas es degenerado. Para enanas blancas típicas acretando a $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-10} M_\odot/\text{año}$, las condiciones para TNR se alcanzan con:

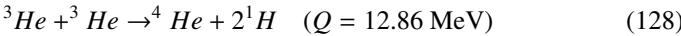
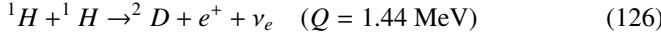
$$T_{base} \sim 2 - 4 \times 10^7 \text{ K} \quad (125)$$

antes de alcanzar la temperatura de Fermi $T_F \sim 10^7 \text{ K}$, donde la degeneración se levantaría.

10.3. Nucleosíntesis Explosiva

10.3.1. Cadena Protón-Protón

En las etapas iniciales, la fusión procede vía cadena p-p:



La tasa de generación de energía de la cadena p-p escala como:

$$\epsilon_{pp} \propto \rho X^2 T^4 \quad (129)$$

donde X es la fracción de masa de hidrógeno.

10.3.2. Ciclo CNO Caliente

A temperaturas $T \gtrsim 2 \times 10^7 \text{ K}$, el ciclo CNO domina. Las reacciones principales son:



La tasa del ciclo CNO es altamente dependiente de la temperatura:

$$\epsilon_{CNO} = \epsilon_0 \rho X X_{CNO} T_7^\nu \quad (136)$$

donde $\nu \approx 16 - 20$, $T_7 = T/10^7 \text{ K}$, y X_{CNO} es la abundancia de catalizadores CNO.

Ciclo CNO Caliente: A temperaturas $T > 10^8 \text{ K}$ (alcanzadas durante el TNR), las tasas de captura protónica superan las tasas de decaimiento beta, activando el ciclo CNO caliente que incluye núcleos alejados del valle de estabilidad:



Este ciclo produce isótopos raros como ^{13}C , ^{15}N , ^{17}O , que son firma observacional de procesamiento CNO.

10.3.3. Reacciones Secundarias y Enriquecimiento

Durante el TNR, las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz y la convección mezclan material del núcleo C/O de la enana blanca con el hidrógeno acretado. Esto permite reacciones adicionales:



La presencia de Ne, Na, Mg, Al en las eyeciones de nova confirma este dragado de material desde el núcleo.

10.4. Desarrollo del Runaway Termonuclear

10.4.1. Física del Runaway

En un gas ideal, un incremento de temperatura causa expansión que reduce la densidad y autorregula la fusión. Sin embargo, en un gas degenerado:

$$P_e = P_e(\rho) \quad \text{independiente de } T \quad (141)$$

Cuando comienza la fusión nuclear:

1. T aumenta debido a ϵ_{nuc}
2. La presión NO aumenta (es función solo de ρ)
3. NO hay expansión
4. ρ permanece constante
5. $\epsilon_{nuc} \propto T^\nu$ aumenta exponencialmente

Este ciclo de retroalimentación positiva es el **runaway termonuclear**.

Matemáticamente, la escala de tiempo del runaway se puede estimar de:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\epsilon_{nuc}}{c_v} - \frac{L}{M_{env} c_v} \quad (142)$$

donde c_v es el calor específico a volumen constante. Durante el runaway, $\epsilon_{nuc} \gg L/M_{env}$, entonces:

$$\frac{dT}{dt} \approx \frac{\epsilon_0 T^\nu}{c_v} \quad (143)$$

Integrando:

$$t_{runaway} \sim \frac{c_v T}{\epsilon_0 (\nu - 1) T^\nu} \sim \frac{1}{\epsilon_0 T^{\nu-1}} \quad (144)$$

Para $\nu \sim 18$ y $T \sim 3 \times 10^7 \text{ K}$:

$$t_{runaway} \sim 100 - 1000 \text{ segundos} \quad (145)$$

¡Extremadamente rápido en escalas estelares!

10.4.2. Levantamiento de la Degeneración

Eventualmente, la temperatura aumenta lo suficiente como para que:

$$k_B T \sim E_F \quad (146)$$

En este punto, la degeneración se levanta, la presión térmica domina:

$$P = P_{gas} = \frac{\rho k_B T}{\mu m_u} \quad (147)$$

y la envoltura expande violentamente. La energía liberada durante el TNR es:

$$E_{TNR} \sim f \times 0.007 M_{env} c^2 \sim 10^{45} - 10^{46} \text{ erg} \quad (148)$$

donde f es la fracción de hidrógeno fusionada ($f \sim 0.1 - 0.5$).

10.5. Dependencias con Parámetros Físicos

10.5.1. Dependencia con M_{WD}

La masa acretada requerida para TNR escala como:

$$M_{env} \propto M_{WD}^{-n} \quad (149)$$

donde observacionalmente $n \approx 1.5 - 2.0$. Esto se entiende físicamente:

- Mayor $M_{WD} \Rightarrow$ mayor $g = GM_{WD}/R_{WD}^2$
- Mayor $g \Rightarrow$ mayor P_{base} para dado M_{env}
- Mayor $P_{base} \Rightarrow$ mayor T_{base} (por ecuación virial)
- Menor M_{env} necesaria para alcanzar $T_{critical}$

Numéricamente, modelos detallados (Yaron et al. 2005) dan:

$$\log M_{env} \approx -5.0 - 1.8 \log(M_{WD}/M_\odot) \quad (150)$$

10.5.2. Dependencia con \dot{M}

La tasa de acreción también influye en M_{env} :

$$M_{env} \propto \dot{M}^\alpha \quad (151)$$

donde $\alpha \approx 0.2 - 0.4$. Una mayor \dot{M} resulta en:

- Mayor calentamiento compresional
- Mayor temperatura de equilibrio en la base
- Menor M_{env} requerida

Sin embargo, si \dot{M} es demasiado alta ($\dot{M} \gtrsim 10^{-7} M_\odot/\text{año}$), la combustión puede proceder establemente (steady burning) sin TNR.

10.5.3. Composición Química

La metalicidad de la enana blanca (especialmente la abundancia de CNO) afecta significativamente:

$$M_{env} \propto Z_{CNO}^{-\beta} \quad (152)$$

donde $\beta \approx 0.5 - 1.0$. Más metales \Rightarrow mayor $\epsilon_{CNO} \Rightarrow$ TNR más temprano.

10.6. Velocidad de Eyección

La velocidad de la eyección es un parámetro clave. La energía del TNR debe:

1. Expander la envoltura contra la gravedad
2. Acelerar el material hasta v_{ej}

Balance energético simplificado:

$$\frac{1}{2} M_{env} v_{ej}^2 + \frac{GM_{WD} M_{env}}{R_{WD}} \sim \eta E_{TNR} \quad (153)$$

donde $\eta < 1$ es la eficiencia de conversión de energía nuclear en energía cinética de eyección.

Despejando:

$$v_{ej} \sim \sqrt{\frac{2\eta E_{TNR}}{M_{env}} - \frac{2GM_{WD}}{R_{WD}}} \quad (154)$$

La velocidad de escape de la enana blanca es:

$$v_{esc} = \sqrt{\frac{2GM_{WD}}{R_{WD}}} \approx 5000 \left(\frac{M_{WD}}{M_\odot} \right)^{4/3} \text{ km/s} \quad (155)$$

Enanas blancas más masivas tienen:

- Mayor v_{esc} (desfavorece eyección)
- Mayor E_{TNR}/M_{env} (favorece eyección)
- Resultado neto: v_{ej} aumenta con M_{WD}

Observacionalmente:

$$v_{ej} \approx 1000 - 3000 \text{ km/s} \quad (156)$$

con novas recurrentes (RN) alcanzando velocidades mayores ($v_{ej} \sim 3000 - 6000 \text{ km/s}$) debido a sus enanas blancas más masivas.

10.7. Tiempo de Recurrencia

El tiempo entre erupciones sucesivas es:

$$t_{rec} = \frac{M_{env}}{\dot{M}} \quad (157)$$

Sustituyendo la dependencia de M_{env} :

$$t_{rec} \propto \frac{M_{WD}^{-n}}{\dot{M}} \quad (158)$$

Esto produce un rango enorme de tiempos de recurrencia:

Tipo	M_{WD}	\dot{M}	t_{rec}
RN (ej. RS Oph)	$1.2 - 1.4 M_\odot$	10^{-7}	10-100 años
CN rápidas	$1.0 - 1.2 M_\odot$	10^{-9}	$10^3 - 10^4$ años
CN lentas	$0.6 - 0.8 M_\odot$	10^{-10}	$10^4 - 10^5$ años

Table 4. Clasificación de novas por tiempo de recurrencia

10.8. Balance de Masa y Destino de la Enana Blanca

Una pregunta fundamental: ¿La enana blanca gana masa neta después de ciclos de acreción-eyección?

Si $M_{ej} < M_{acr}$, entonces $\Delta M_{WD} > 0$, y la enana blanca podría eventualmente alcanzar M_{Ch} y explotar como supernova Ia (escenario de canal único degenerado).

Sin embargo, Pala et al. (2022) realizaron un estudio estadístico de masas de enanas blancas en CVs evolucionadas (períodos cortos, han transferido más masa) vs jóvenes (períodos largos). Resultado:

$$\langle M_{WD, P_{orb} < 3h} \rangle \approx \langle M_{WD, P_{orb} > 3h} \rangle \quad (159)$$

Conclusión: No hay evidencia de crecimiento secular de masa. Esto implica:

$$M_{ej} \approx M_{acr} \quad (160)$$

Toda la masa acretada es eyectada durante el TNR. Por tanto, las novas clásicas **NO** son progenitoras viables de SN Ia por este canal.

11. Fenomenología de las Erupciones de Nova

11.1. Diversidad de Curvas de Luz

Las erupciones de nova muestran una diversidad morfológica notable en sus curvas de luz. Strope et al. (2010) clasificaron las curvas de luz en varios tipos:

- **Clase S (Smooth):** Declinación suave y monotónica
- **Clase P (Plateau):** Presenta mesetas prolongadas
- **Clase D (Dust):** Mínimos profundos debido a formación de polvo
- **Clase J (Jitter):** Fluctuaciones rápidas y erráticas
- **Clase C (Cusp):** Picos secundarios

No existe consenso actual sobre qué causa esta diversidad. Posibles factores:

1. Masa de la enana blanca
2. Tasa de acreción
3. Composición química
4. Orientación del sistema
5. Interacción con la secundaria
6. Formación de polvo en la eyeción

11.2. Parámetro t_3

Un parámetro estándar para caracterizar la velocidad de evolución es t_3 , el tiempo para declinar 3 magnitudes desde el máximo:

$$m(t_3) = m_{max} + 3 \quad (161)$$

En términos de flujo:

$$\frac{F(t_3)}{F_{max}} = 10^{-1.2} \quad (162)$$

La velocidad de evolución correlaciona con propiedades físicas:

$$t_3 \propto M_{WD}^{-\gamma} v_{ej}^{-\delta} \quad (163)$$

Novas más rápidas (t_3 menor) tienen:

- Enanas blancas más masivas
- Velocidades de eyeción mayores
- Envolturas más esféricas

11.3. Evolución Espectral Detallada

11.3.1. Fase Pre-Máximo

En las primeras horas después del TNR, el espectro muestra:

- Líneas de absorción de Fe II, Ca II, Na I (otosfera expandida)
- Temperatura efectiva: $T_{eff} \sim 6000 - 8000$ K
- Radio fotosférico en expansión: $R_{ph}(t) = R_{WD} + v_{exp} t$

11.3.2. Fase Fotosférica (días 1-10)

Características espectrales de V906 Car a $t = 6$ días:

- Dominan líneas de absorción: H I (Balmer), Fe II, Ti II, Ca II
- Perfiles P-Cygni en $H\alpha$:

$$\Delta\lambda_{blue} = \lambda_0 \frac{v_{exp}}{c} \quad (164)$$

donde $v_{exp} \sim 500$ km/s

- La profundidad óptica de la eyeción: $\tau \gg 1$
- Temperatura efectiva decreciendo: $T_{eff} \sim 6000$ K

La luminosidad en esta fase está cerca del límite de Eddington:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GM_{WD}c}{\kappa} \approx 3.8 \times 10^4 \left(\frac{M_{WD}}{M_\odot} \right) L_\odot \quad (165)$$

donde $\kappa \approx 0.34$ cm²/g es la opacidad por dispersión Thomson.

11.3.3. Fase de Transición (días 10-50)

A $t = 14$ días (V906 Car):

- La eyeción transita de ópticamente gruesa a delgada
- Aparecen líneas de emisión permitidas: H I, He I, Fe II
- Aparecen líneas prohibidas: [O III], [N II], [Fe VII]
- Componente rápida domina: $v_{fast} \sim 1000 - 2000$ km/s

Las líneas prohibidas indican baja densidad:

$$n_e < n_{crit} = \frac{A_{ul}}{\sum_k C_{ul,k}} \quad (166)$$

donde A_{ul} es el coeficiente de Einstein para emisión espontánea y $C_{ul,k}$ son las tasas de colisión. Para [O III] $\lambda 5007$:

$$n_{crit}([OIII]) \sim 10^6 \text{ cm}^{-3} \quad (167)$$

11.3.4. Fase Nebular (días 100-años)

A $t = 405$ días (V906 Car):

- Espectro completamente dominado por emisión
- Líneas prohibidas intensas: [O III], [Ne III], [N II], [S II]
- Perfiles "castellados" indican estructura clumpy:

La estructura clumpy se caracteriza por el factor de llenado:

$$f_{fill} = \frac{\sum V_{clumps}}{V_{total}} \ll 1 \quad (168)$$

típicamente $f_{fill} \sim 0.01 - 0.1$.

11.4. Modelo Universal de Aydi et al. (2020)

Aydi et al. (2020) proponen un modelo universal que explica la mayoría de las observaciones. El modelo involucra múltiples componentes:

11.4.1. Componente 1: Eyección Lenta Ecuatorial

- **Origen:** Expansión de la envoltura acretada completa
- **Geometría:** Ecuatorial/toroidal
- **Velocidad:** $v_{slow} \sim 200 - 600$ km/s
- **Masa:** $M_{slow} \sim (0.5 - 0.9)M_{env}$ (mayoría de la masa)
- **Física:** Fase breve de envoltura común (CE)

Durante la fase CE, el momento angular se transfiere de la órbita al material eyectado. El radio de la CE puede estimarse:

$$R_{CE} \sim \frac{GM_{WD}M_2}{2|E_{bind}|} \quad (169)$$

donde E_{bind} es la energía de ligadura de la envoltura.

11.4.2. Componente 2: Viento Rápido Polar

- **Origen:** Radiación de la combustión nuclear residual en la WD
- **Geometría:** Colimación polar/bipolar
- **Velocidad:** $v_{fast} \sim 2000 - 5000$ km/s
- **Masa:** $M_{fast} \sim (0.1 - 0.5)M_{env}$
- **Duración:** $t_{wind} \sim 10 - 100$ días

El viento es impulsado por radiación. La tasa de pérdida de masa del viento puede estimarse del límite de Eddington:

$$\dot{M}_{wind} = \frac{L_{nuc}}{\frac{1}{2}v_{wind}^2 + \frac{GM_{WD}}{R_{WD}}} \quad (170)$$

La colimación polar ocurre porque:

1. Menos material en direcciones polares
2. Menor opacidad \Rightarrow menor resistencia
3. El viento escapa preferencialmente por los polos

11.4.3. Componente 3: Región de Interacción

La componente rápida eventualmente alcanza a la lenta. La interacción produce:

- **Choques radiativos:** Cuando $v_{rel} > 100$ km/s
- **Calentamiento:** Temperaturas post-choque:

$$T_{shock} = \frac{3}{16} \frac{\mu m_u v_{rel}^2}{k_B} \sim 10^6 \left(\frac{v_{rel}}{1000 \text{ km/s}} \right)^2 \text{ K} \quad (171)$$

- **Luminosidad del choque:**

$$L_{shock} = \frac{1}{2} \dot{M}_{wind} v_{rel}^2 \quad (172)$$

Para $\dot{M}_{wind} \sim 10^{-6} M_\odot/\text{año}$ y $v_{rel} \sim 2000$ km/s:

$$L_{shock} \sim 10^{37} \text{ erg/s} \sim 10^4 L_\odot \quad (173)$$

Esta energía alimenta una fracción sustancial de la luminosidad óptica observada durante la fase de declinación.

- **Aceleración de la componente lenta:**

$$\frac{dv_{slow}}{dt} = \frac{\dot{M}_{wind}(v_{fast} - v_{slow})}{M_{slow}} \quad (174)$$

11.4.4. Fase Final: Congelamiento

El viento rápido cesa cuando:

- La combustión nuclear residual termina
- El material no quemado es eyectado
- La luminosidad cae por debajo de L_{Edd}

En este punto, la eyección se "congelea" cinemáticamente y continúa su expansión homóloga:

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{r}}{t} \quad (175)$$

12. Simulaciones Hidrodinámicas

12.1. Predicciones de Morfología

Las simulaciones hidrodinámicas 3D (Porter et al. 1998, Booth et al. 2016) incorporan:

- Gravedad de la enana blanca y secundaria
- Rotación de la enana blanca: Ω_{WD}
- Ecuaciones de Euler compresibles
- Enfriamiento radiativo

Las ecuaciones fundamentales son:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (176)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} \quad (177)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + P)\mathbf{v}] = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} - \Lambda \quad (178)$$

donde Λ es la función de enfriamiento.

12.1.1. Efecto de la Rotación

La rotación de la enana blanca introduce una escala de longitud característica:

$$H_{rot} = \frac{v_{rot}}{\Omega_{WD}} \quad (179)$$

Para $v_{rot} \sim 100$ km/s en el ecuador y $\Omega_{WD} \sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$:

$$H_{rot} \sim 10^{10} \text{ cm} \sim R_{WD} \quad (180)$$

La rotación produce:

- Achatamiento ecuatorial
- Eyección preferencial polar (conservación momento angular)
- Geometría prolata (esferoide alargado)

12.1.2. Inestabilidades y Fragmentación

Múltiples inestabilidades fragmentan la eyección:

- **Rayleigh-Taylor (RT):** En interfaces de densidad

$$\gamma_{RT} \sim \sqrt{\frac{kg\Delta\rho}{\rho_1 + \rho_2}} \quad (181)$$

donde k es el número de onda de la perturbación

- **Kelvin-Helmholtz (KH):** En interfaces de velocidad

$$\gamma_{KH} \sim \frac{k\Delta v}{\sqrt{1 + k^2 H^2}} \quad (182)$$

- **Inestabilidades térmicas:** Cuando enfriamiento es isobárico

Estas inestabilidades producen la estructura "clumpy" característica observada (ej: RS Oph, Booth et al. 2016).

13. Observaciones de Envolturas de Nova

13.1. Técnicas Observacionales

13.1.1. Imágenes de Banda Estrecha

Las envolturas de nova son observables en filtros de banda estrecha centrados en:

- **H α + [N III]:** $\lambda = 6563, 6548, 6584 \text{ \AA}$
- **[O III]:** $\lambda = 4959, 5007 \text{ \AA}$
- **H β :** $\lambda = 4861 \text{ \AA}$
- **[S III]:** $\lambda = 6717, 6731 \text{ \AA}$
- **He I:** $\lambda = 5876, 6678 \text{ \AA}$

El ancho del filtro típico: $\Delta\lambda \sim 50 - 100 \text{ \AA}$ (FWHM).

Las envolturas permanecen observables durante décadas o siglos. Ejemplos con edades:

Nova	Edad (años)	Emisión principal
QU Vul	36	H α , [N II]
HR Del	53	H α , [O III]
DQ Her	84	H α , [O III]
T Aur	125	H α , [N II]
CK Vul	348	H α
Z Cam	~2100	H α (muy débil)

Table 5. Envolturas de nova observables

13.1.2. Espectroscopía de Rendija Larga

La espectroscopía de rendija larga proporciona simultáneamente:

- **Información espacial:** Distribución de brillo a lo largo de la rendija
- **Información cinemática:** Perfiles de línea → campo de velocidades

El caso de V1425 Aql (Tappert et al. 2023) ilustra esta técnica:

- Rendija orientada a diferentes ángulos de posición
- Espectro 2D muestra estructura espacial en H α
- Perfiles de línea revelan:

$$v_r(\theta, r) = v_{sys} + v_{exp}(r) \cos \theta \sin i \quad (183)$$

donde i es la inclinación y θ el ángulo azimutal

13.1.3. Espectroscopía de Campo Integral (IFS)

Instrumentos como MUSE (VLT) proporcionan cubos de datos 3D:

- Dimensiones espaciales: x, y (típicamente $60'' \times 60''$)
- Dimensión espectral: λ (rango: 4800-9300 Å)
- Resolución espectral: $R \sim 3000$

Para cada spaxel (píxel espacial), tenemos un espectro completo. Esto permite:

1. Reconstruir imágenes monocromáticas en cualquier línea
2. Mapear campos de velocidad 2D:

$$v_r(x, y) = \frac{c(\lambda_{obs} - \lambda_0)}{\lambda_0} \quad (184)$$

3. Estudiar variaciones espaciales de:

- Temperatura electrónica: $T_e(x, y)$ desde [O III] ratio
- Densidad electrónica: $n_e(x, y)$ desde [S II] ratio
- Extinción: $E(B - V)(x, y)$ desde Balmer decrement
- Abundancias químicas espacialmente resueltas

Ejemplo: RR Pic (Celedón et al. 2024):

O III se origina en gaps entre el anillo ecuatorial y filamentos polares

- H α traza la densidad de columna total
- Diferentes iones trazan diferentes zonas de ionización

13.2. Morfología y Geometría

13.2.1. Geometría Prolata

La geometría típica de envolturas de nova es un **esferoide prolato** (esfera alargada), caracterizado por:

$$\frac{x^2}{b^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{a^2} = 1 \quad (185)$$

donde $a > b$ son los semiejes. La razón axial es:

$$\epsilon = \frac{a}{b} > 1 \quad (186)$$

Valores típicos: $\epsilon \sim 1.2 - 2.5$

El volumen del esferoide prolato es:

$$V = \frac{4}{3}\pi ab^2 = \frac{4}{3}\pi b^3 \epsilon \quad (187)$$

13.2.2. Correlación con Velocidad de Evolución

Slavin et al. (1995) encontraron una correlación empírica:

$$\epsilon \propto t_3^{-0.6} \quad (188)$$

o equivalentemente:

$$\log \epsilon = A - B \log t_3 \quad (189)$$

con $B \approx 0.6$.

Interpretación física:

Novas más rápidas (t_3 pequeño):

- Mayor $M_{WD} \rightarrow$ mayor E_{TNR}
- Mayor velocidad de eyección
- Más energía para fragmentar el material
- Interacción más violenta con la secundaria
- Geometría más esférica ($\epsilon \rightarrow 1$)

Novas más lentas (t_3 grande):

- Menor $M_{WD} \rightarrow$ menor E_{TNR}
- Menor velocidad de eyección
- Rotación de WD más importante
- Geometría prolata ($\epsilon > 1.5$)

13.2.3. Reconstrucción 3D con SHAPE

El software SHAPE (Steffen et al. 2011) permite reconstruir geometrías 3D de envolturas combinando:

- Imágenes en múltiples líneas
- Espectros de rendija larga en múltiples posiciones
- Información cinemática

Proceso de modelado:

1. Proponer geometría paramétrica (ej: esferoide prolato con anillos ecuatoriales)
2. Asignar distribución de emisividad: $\epsilon(r, \theta, \phi)$
3. Asignar campo de velocidades: $\mathbf{v}(r, \theta, \phi)$
4. Proyectar según inclinación i y ángulo de posición PA
5. Comparar con observaciones
6. Optimizar parámetros mediante χ^2 fitting

Ejemplo DQ Her (Santamaría et al. 2022):

- Geometría: esferoide prolato + anillo ecuatorial
- $\epsilon = 1.8 \pm 0.2$
- $i = 60 \pm 10$
- Velocidad de expansión: $v_{exp} = 400 \pm 50$ km/s

14. Envolturas Antiguas y Super-Remanentes

14.1. Envolturas Centenarias

14.1.1. Z Camelopardalis

Z Cam es una enana blanca (dwarf nova) que posee una envoltura posiblemente asociada a una nova registrada por astrónomos chinos en 77 a.C.

Evidencia:

- Imagen H α + [N II] (Shara et al. 2024) revela estructura extendida
- Radio angular: $\theta \sim 200''$
- Distancia: $d \sim 100$ pc \rightarrow radio físico: $R \sim 1$ pc
- Edad estimada: $t \sim 2100$ años

Verificación cinemática:

Si la envoltura ha expandido libremente:

$$R = v_{exp} \times t \quad (190)$$

Para $R \sim 1$ pc $= 3 \times 10^{18}$ cm y $t = 2100$ años $= 6.6 \times 10^{10}$ s:

$$v_{exp} = \frac{3 \times 10^{18}}{6.6 \times 10^{10}} \sim 450 \text{ km/s} \quad (191)$$

Consistente con velocidades de nova típicas.

14.1.2. Descubrimientos Recientes

Shara et al. (2024) con el array Condor (alcanzando $\mu_{H\alpha} \sim 27$ mag/arcsec 2) descubrieron envolturas antiguas alrededor de:

- U Gem: posible envoltura de ~ 3000 años
- KT Eri: envoltura de ~ 2800 años (además del super-remanente)

14.2. Super-Remanentes de Nova (NSR)

Una clase recientemente descubierta de envolturas gigantes alrededor de novas recurrentes.

14.2.1. Ejemplos y Propiedades

Sistema	t_{rec}	R_{NSR}	Edad estimada
RS Oph	15 años	1.2 pc	$\sim 40,000$ años
T CrB	80 años	0.7 pc	$\sim 20,000$ años
KT Eri	~ 5000 años	2.5 pc	$\sim 80,000$ años
M31 12a	1 año	8 pc	$\sim 1,000,000$ años
LMC 08a	10 años	5 pc	$\sim 100,000$ años

Table 6. Super-remanentes de nova conocidos (Healy-Kalesh et al. 2025)

14.2.2. Origen de los NSR

Los NSR representan la acumulación de **múltiples episodios de eyección**. El número de erupciones puede estimarse:

$$N_{eruptions} = \frac{t_{NSR}}{t_{rec}} \quad (192)$$

Para RS Oph:

$$N \sim \frac{40,000}{15} \sim 2,700 \text{ erupciones} \quad (193)$$

Masa total eyectada:

$$M_{NSR} = N \times M_{ej} \sim 2700 \times 10^{-6} M_{\odot} \sim 10^{-3} M_{\odot} \quad (194)$$

El radio del NSR está determinado por el balance entre:

- Presión interna (energía cinética de eyecciones sucesivas)
- Presión externa (medio interestelar)

14.2.3. Implicaciones Evolutivas

Los NSR demuestran que:

1. Las novas recurrentes han estado activas por $\sim 10^4 - 10^6$ años
2. Los sistemas no han evolucionado hacia períodos ultra-cortos
3. La acreción de alto \dot{M} es sostenida por tiempos largos
4. Posibles progenitores de SN Ia por acumulación de masa (controversial)

15. Evolución Temporal de Envolturas

15.1. Evolución de la Luminosidad

15.1.1. Marco Teórico

La luminosidad de una envoltura en recombinación está dada por:

$$L = \int_V j_\nu dV d\nu \quad (196)$$

donde j_ν es la emisividad volumétrica. Para emisión H α :

$$j_{H\alpha} = \frac{h\nu_{H\alpha}}{4\pi} n_e n_p \alpha_B^{eff} f_{3 \rightarrow 2} \quad (197)$$

donde:

- $\alpha_B^{eff}(T_e)$ es el coeficiente de recombinación efectivo caso B
- $f_{3 \rightarrow 2} = 0.46$ es la fracción de cascadas que producen H α

Para una envoltura con filling factor f :

$$L_{H\alpha} = \frac{h\nu_{H\alpha}}{4\pi} \alpha_B^{eff} (n_e n_p) V f \quad (198)$$

15.1.2. Escalamiento Temporal

Asumiendo expansión homóloga libre:

$$R(t) = v_{exp} \times t \quad (199)$$

$$V(t) = \frac{4}{3}\pi R^3 \propto t^3 \quad (200)$$

Conservación de masa:

$$M = \mu m_u n V = \text{constante} \quad (201)$$

Por tanto:

$$n \propto V^{-1} \propto t^{-3} \quad (202)$$

Sustituyendo en la ecuación de luminosidad:

$$L \propto n_e^2 V \propto t^{-6} \times t^3 = t^{-3} \quad (203)$$

Predicción teórica: $L \propto t^{-3}$

15.1.3. Comparación con Observaciones

Downes et al. (2001) y Tappert et al. (2020) compilaron datos de luminosidad para ~ 50 envolturas de novae. Resultados:

1. Fase I ($t < 10$ años): Declinación suave

$$\log L_{H\alpha} = A - \alpha \log t \quad (204)$$

con $\alpha \approx 1.5 - 2.5$ (más lento que t^{-3})

Razones para desviación:

- Envoltura todavía transitando a ópticamente delgada
- Ionización por colisiones (no solo recombinación)
- Calentamiento por choques internos

2. Fase II ($10 < t < 100$ años): Declinación pronunciada

$$\log L_{H\alpha} = B - \beta \log t \quad (205)$$

con $\beta \approx 3 - 4$ (consistente con predicción teórica)

3. Fase III ($t > 100$ años): Plateau tentativo

$$L \approx \text{constante} \quad (206)$$

Possible origen:

- Interacción con ISM aumenta radiación por choques
- Calentamiento por rayos cósmicos
- Ionización colisional en interfaz con ISM

15.1.4. Brillo Superficial

El brillo superficial (surface brightness) es:

$$SB = \frac{L}{4\pi R^2} \quad (207)$$

Por tanto:

$$SB \propto \frac{t^{-3}}{(vt)^2} = t^{-5} \quad (208)$$

¡Caída extremadamente rápida!

Para una envoltura con:

$$- L_{H\alpha}(10 \text{ años}) \sim 10^{33} \text{ erg/s}$$

$$- R(10 \text{ años}) \sim 0.01 \text{ pc}$$

$$SB(10 \text{ años}) \sim 10^{-15} \text{ erg/s/cm}^2/\text{arcsec}^2 \quad (209)$$

Después de 100 años:

$$SB(100 \text{ años}) \sim SB(10 \text{ años}) \times (10/100)^5 = 10^{-20} \text{ erg/s/cm}^2/\text{arcsec}^2 \quad (210)$$

Esto explica por qué envolturas antiguas son tan difíciles de detectar, incluso con telescopios grandes.

15.2. Evolución de la Velocidad de Expansión

15.2.1. Expansión Libre vs Desaceleración

En expansión libre:

$$v(t) = v_0 = \text{constante} \quad (211)$$

Con desaceleración por barrido del ISM, la ecuación de movimiento es:

$$M_{ej} \frac{dv}{dt} = -F_{drag} = -\frac{1}{2} \rho_{ISM} A v^2 C_D \quad (212)$$

donde $A = \pi R^2$ es el área transversal y $C_D \sim 1$ es el coeficiente de arrastre.

Para geometría esférica:

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_{ej} \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2} \rho_{ISM} \pi R^2 v^2 \quad (213)$$

Simplificando:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{3\rho_{ISM} v^2}{8R\rho_{ej}} \quad (214)$$

Usando $\rho_{ej} = M_{ej}/(4\pi R^3/3)$:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\pi R^2 \rho_{ISM} v^2}{2M_{ej}} \quad (215)$$

15.2.2. Masa Barrida

La envoltura comienza a desacelerar significativamente cuando la masa barrida del ISM es comparable a M_{ej} :

$$M_{swept} = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_{ISM} \sim M_{ej} \quad (216)$$

Resolviendo para R :

$$R_{sweep} = \left(\frac{3M_{ej}}{4\pi\rho_{ISM}} \right)^{1/3} \quad (217)$$

Para valores típicos:

- $M_{ej} = 10^{-5} M_\odot = 2 \times 10^{28} \text{ g}$
- $n_{ISM} = 1 \text{ cm}^{-3} \rightarrow \rho_{ISM} = 1.4m_p n_{ISM} = 2.3 \times 10^{-24} \text{ g/cm}^3$

$$R_{sweep} \sim \left(\frac{3 \times 2 \times 10^{28}}{4\pi \times 2.3 \times 10^{-24}} \right)^{1/3} \sim 2 \times 10^{17} \text{ cm} \sim 0.01 \text{ pc} \quad (218)$$

Tiempo correspondiente para $v = 500 \text{ km/s}$:

$$t_{sweep} = \frac{R_{sweep}}{v} \sim \frac{2 \times 10^{17}}{5 \times 10^7} \sim 4000 \text{ años} \quad (219)$$

15.2.3. Resultados Observacionales

Duerbeck (1987): Estudió 4 envolturas (V603 Aql, GK Per, DQ Her, V476 Cyg) encontrando desaceleración exponencial:

$$v(t) = v_0 \exp(-t/\tau) \quad (220)$$

con $\tau \sim 65$ años. Esto implica una desaceleración muy rápida, posiblemente debido a densidades ISM localmente altas.

Santamaría et al. (2020): No encontró evidencia significativa de desaceleración en muestra más grande. Posibles razones:

- Filling factor bajo \rightarrow cross-section efectiva menor
- Fragmentación reduce eficiencia de barrido
- ISM de baja densidad en entornos típicos
- Errores de medición en v dominan señal de desaceleración

15.2.4. Fragmentación y Evolución Morfológica

GK Per (Liimets et al. 2012) muestra evolución dramática entre 1953 y 2011:

- Estructura coherente en 1953
- Fragmentación progresiva
- Clumps individuales en 2011
- Variaciones de velocidad entre clumps: $\Delta v \sim 100 \text{ km/s}$

La fragmentación es causada por:

1. Inestabilidades térmicas (Field 1965):

$$\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right)_P < 0 \quad (221)$$

donde Λ es la función de enfriamiento

2. Enfriamiento diferencial crea regiones frías densas
3. Estas regiones tienen mayor momento por unidad de volumen
4. Desaceleran menos que el material circundante