

## 第 6 章

### 連星系の進化

お互いの周りを回転している 2 つの星の系を連星系という。星が連星系のメンバーであっても、相手の星との距離が大きければ、その一生は、単独の星の場合と変わらない。しかし、星は進化の途中で半径がふくれ、主系列段階の数 100 倍まで大きくなるため、相手の星との距離が近いと、相手の星へガスを供給するなどし、たがいの星の質量が大きく変わる。このため、星の一生の道筋が大きく変わり、単独の星とは違った特異な性質を示すようになる。この章では、連星系を構成する星のあいだのガスのやりとりに関する基礎的な物理プロセスについて述べ、単独の星の進化からは解明できなかった種々の星の進化過程を解説する。さらに、新星爆発現象の理論的側面や、Ia 型超新星への進化経路など、最新の成果についても詳述する。

#### 6.1 質量交換の素過程

##### 6.1.1 ロッシュ・ローブ

連星系のポテンシャルを、連星系とともに回転する系 (回転系) でみると、2 つの星の重力ポテンシャルと遠心力ポテンシャルを加えたものになる。このポテンシャルをロッシュ (Roche) ・ポテンシャルと呼ぶ。いま、距離を 2 つの星の間隔  $a$  で規格化し、星 1 は座標の原点、星 1 と星 2 を結ぶ直線を  $x$  軸にとると、ロッシュ・ポテンシャル  $\Psi$  は次のように書ける。

## 2 第6章 連星系の進化

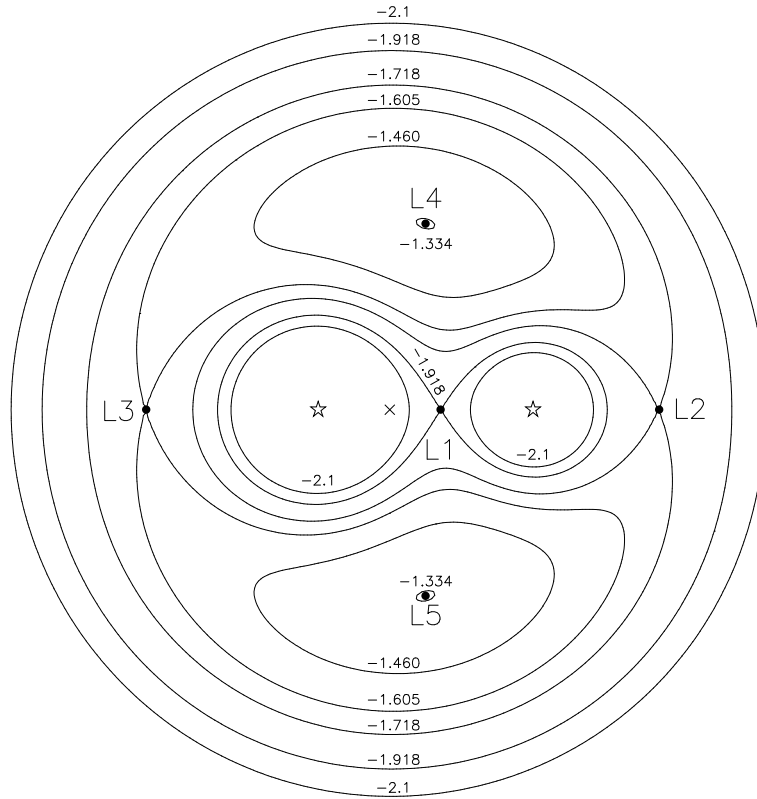


図 6.1 星 ( ☆ ) の質量比が 2 の場合 ( $\mu = 1/3$ ) の無次元化したロッシュ・ポテンシャル  $\psi$ 。左側が星 1 で右が星 2、 $\times$  は重心。5 つのラグランジュ点のうち  $L_1$ 、 $L_2$ 、 $L_3$  の 3 つは不安定平衡点であるが、残りの 2 つ  $L_4$  と  $L_5$  は安定平衡点。数字はポテンシャルの値。星は質点として扱っているため、型に描いてあるのはジョーク。

$$\psi \equiv \frac{a\bar{\Psi}}{G(M_1 + M_2)} = - \frac{1 - \mu}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{\mu}{\sqrt{(x - 1)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2}(x^2 - 2\mu x + y^2) \quad (6.1)$$

ここで、 $\mu \equiv M_2/(M_1 + M_2)$  は星 2 の全質量に対する質量比であり、ケプラー運動の式

$$a^3 \Omega^2 = G(M_1 + M_2) \quad (6.2)$$

を用いて回転角速度  $\Omega$  を消去した。ロッシュ・ポテンシャルは 3 次元であるが、その等ポテンシャル面と軌道面の交線を示したのが、図 6.1 である。いちばん内側から 2 番目の 8 の字型をした等ポテンシャル面を内部臨界ロッシュ・ローブ (Roche lobe) という。単にロッシュ・ローブという場合は、これを意味する。それぞれの星のロッシュ・ローブ内の領域はその星の重力が主に効く領域で、8 の字の外側は遠心力が主に効く領域である。

連星系の星のうち重い方が先に進化して赤色巨星になる。星の半径がロッシュ・ローブを越えると、図 6.2 に示すように、星の表面のガスがポテンシャル面のもっとも低い場所 ( $L_1$  点) から、相手の星のロッシュ・ローブ内に流れ込む。いったん相手のロッシュ・ローブに入れば、相手の星の重力が効くので、そちらにむけて落下する。相手の星の半径がロッシュ・ローブの大きさに比べてそれほど小さくない場合は、ガスが直接星の表面に衝突する。星の半径がロッシュ・ローブに比べて小さい場合は、ガスのもつ角運動量のため、星の周りをぐるぐる回って降着円盤を形成し、摩擦によりしだいに角運動量を失い、落下する。

ガスが相手の星の上にあふれてくると、図 6.2 に示すように、両方の星の周りに共通外層を形成する。さらにガスは、ポテンシャルの一番低いところ ( $L_2$  点) から、連星系の外側に流れだす。この  $L_2$  点をふくむ、まゆの形状をした等ポテンシャル面を外部臨界ロッシュ・ローブという。図 6.1 および図 6.2 より分かるように、外部臨界ロッシュ・ローブをあふれると、連星系の外部へとガスは流れ出す。

### 6.1.2 ガスを供給する星

星がロッシュ・ローブをあふれたとき、ガスがどのくらいの速さで流れ出すかは、星が進化のどの段階にいるかに依存する。図 6.3 に、 $5 M_{\odot}$  の星が進化すると、半径がどのようにふくらむかを示す。

主系列星の中心で水素をやや消費すると星の半径はすこし膨らむ。その段階でロッシュ・ローブを満たす場合をケース A (case A) の質量移動とよぶ。この時の質量移動率は、星の表面の熱伝導のタイムスケールで決

## 4 第6章 連星系の進化

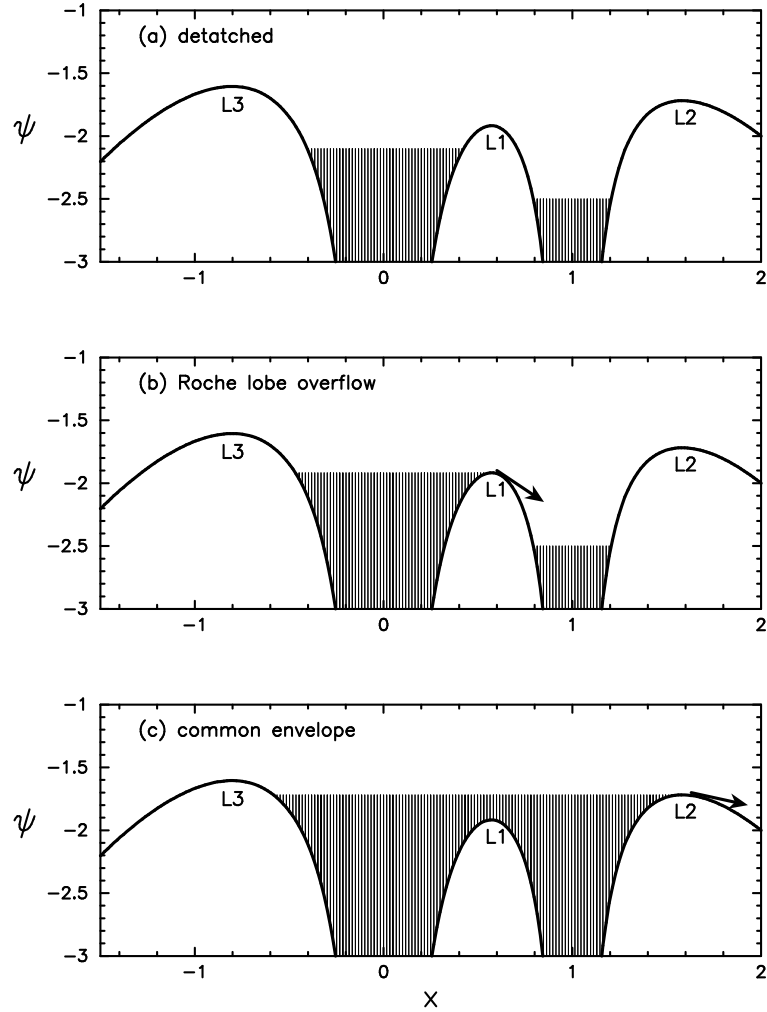


図 6.2 質量比が 2 の場合の  $x$  軸上の無次元化したロッシュ・ポテンシャルの値 ( $\psi$ )。図 6.1 と同じ場合で、星 1 は  $x = 0$  に星 2 は  $x = 1.0$  にある。左側の重い星 1 が進化して半径が大きくなり、左側のロッシュ・ローブをあふれると、 $L_1$  点を通り、右側の星 2 のロッシュ・ローブに流れ込む。右側のロッシュ・ローブもあふれると、2 つの星の周囲に共通外層を形成する。外部臨界ロッシュ・ローブもあふれると  $L_2$  点から連星系外部へ流れ出る。

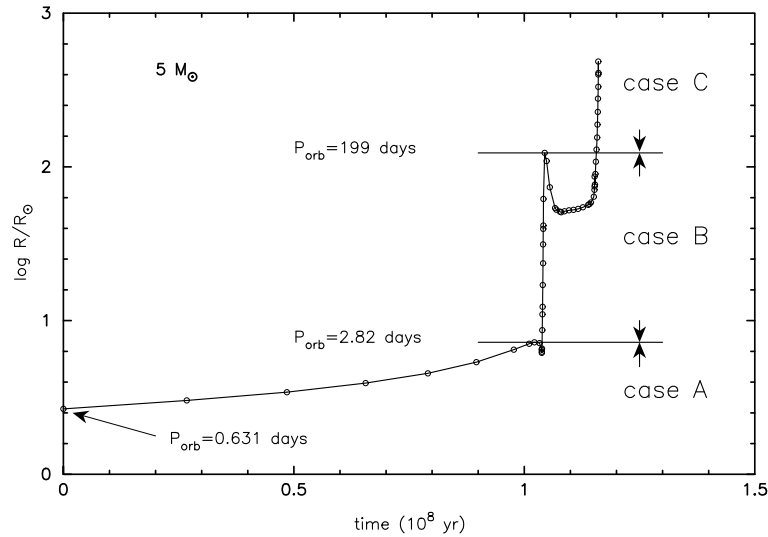


図 6.3  $5 M_{\odot}$  の星の半径の時間変化。縦軸が星の半径、横軸は 1 億年単位の時間。中心で水素核燃焼がある主系列段階でロッシュ・ローブを満たす場合の質量移動をケース A、ヘリウム中心核の周りで水素殻燃焼がある赤色巨星段階での質量移動をケース B、CO 中心核の周りでヘリウム殻燃焼、さらにその周りで水素殻燃焼がある漸近赤色巨星 (AGB) 段階での質量移動をケース C とよぶ。また、主星が  $5 M_{\odot}$ 、伴星が  $2.5 M_{\odot}$  ( $q \equiv M_1/M_2 = 2$ ) の場合に、主星がロッシュ・ローブを満たす時の連星の軌道周期  $P_{\text{orb}}$  を図中に示した。星の半径のデータは、Bressan et al. (1993 年, *Astr. Ap. Suppl.*, 100, 647) より採用した。OPAL 吸収係数を使用。

まる。この段階の星は外層部分が輻射平衡になっている。表面からガスが失なわれると、星の半径は減少する。もとの半径まで回復するためには内側から熱を輸送しなければならない。そのタイムスケール  $\tau_{\text{th}}$  は熱輸送の時間で決まる。おおまかには星内部の熱エネルギー  $U$  を星の光度  $L$  で割った値であるが、熱エネルギーはピリアル定理から、重力エネルギー  $W$  の絶対値の半分

$$U = -\frac{1}{2}W \sim \frac{GM^2}{R} \quad (6.3)$$

## 6 第 6 章 連星系の進化

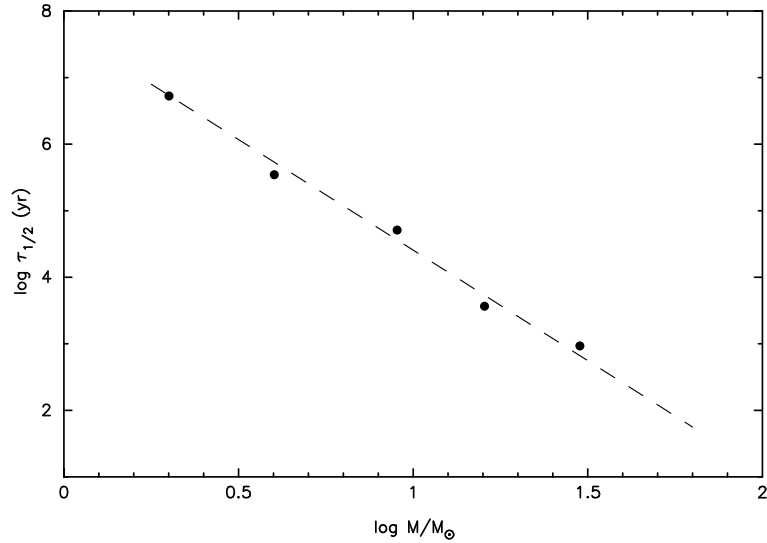


図 6.4 ケース A または早期ケース B の質量移動で星が初期質量の半分を失う時間。縦軸は半減期、横軸は星の初期質量。初期質量は順に、2、4、9、16、30  $M_{\odot}$  である。破線は近似式 (6.8) である。データは Kippenhahn & Meyer-Hofmeister (1977 年, *Astr. Ap.*, 54, 539) から採用した。OPAL 以前の古い吸収係数を使用。

なので、結局

$$\tau_{\text{th}} \sim \frac{GM^2}{RL} \quad (6.4)$$

として見積もることができる。ここで  $G$  は重力定数、 $M$  は星の質量、 $R$  は星の半径であり、 $\sim$  の記号は 1 や 2 などの細かい数値係数にはとられないおおまかな値をあらわす。2  $M_{\odot}$  の主系列星なら  $\tau_{\text{th}} \sim 10^7$  年程度なので、質量移動率は  $10^{-7} M_{\odot}/\text{年}$ 、5  $M_{\odot}$  の主系列星なら約  $10^6$  年なので、およそ  $10^{-5} M_{\odot}/\text{年}$  となる。

星がロッシュ・ローブを満たすのが、中心にヘリウム核のある場合をケース B (case B) とよぶ。HR 図のヘルツシュプルング・ギャップ (Hertzsprung gap) を横切るあたりでは、まだ水素外層の大部分は輻射平衡なので、質量移動は熱的時間スケールで進行する。このような場合を

特に早期ケース B (early case B) の質量移動とよぶこともある。しかし、ヘルツシュプルング・ギャップを横切り終るころには、水素外層全域がほぼ対流平衡となっており (いわゆる林トラックに入るので)、等エントロピー構造になっている。このような場合、星内部から熱を輸送する必要がないために、表面からガスを失っても星の半径はすぐに回復する。したがって、質量放出率は星の外層の力学的タイムスケール  $\tau_{\text{dyn}}$  で決まる。力学的タイムスケールは、星を音波が通過する時間程度となるので、音波の速度を  $v_s$  とおけば、 $\tau_{\text{dyn}} \sim R/v_s$  となる。星の力学平衡の式

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r}{r^2} \quad (6.5)$$

を使えば、おおよそ

$$\frac{P}{\rho R} \sim \frac{GM}{R^2} \quad (6.6)$$

となるので、音速は  $v_s \sim \sqrt{P/\rho} \sim \sqrt{GM/R}$  である。結局、

$$\tau_{\text{dyn}} \sim \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \sim \frac{1}{\sqrt{G\rho}} \quad (6.7)$$

である。ここで  $M_r$  は半径  $r$  の内側にある質量、 $P$  と  $\rho$  はそれぞれ圧力と密度である。半径が  $100 R_{\odot}$  の赤色巨星なら、約 10 日となり、ケース A や早期ケース B に比べて圧倒的に短い。これを特に晩期ケース B (late case B) の質量移動とよぶこともある。

最後に、中心に CO 核のある漸近赤色巨星 (Asymptotic Giant Branch、略して AGB) 段階でロッシュ・ローブを満たす場合をケース C (case C) と呼ぶ。この時も水素外層全体が対流層となっているので、質量移動率は晩期ケース B の対流層がある場合と同様たいへん大きい。実際の質量移動率は後で述べるように、ガスを受け取る星の質量や連星系の軌道半径などにより決まる。

図 6.4 に、実際にケース A または早期ケース B の質量移動を計算した場合のタイムスケールを示す。初期質量に対して、その初期質量の半分が失われる時間  $\tau_{1/2}$  を示した。破線は、これらの点から求めた近似式

## 8 第6章 連星系の進化

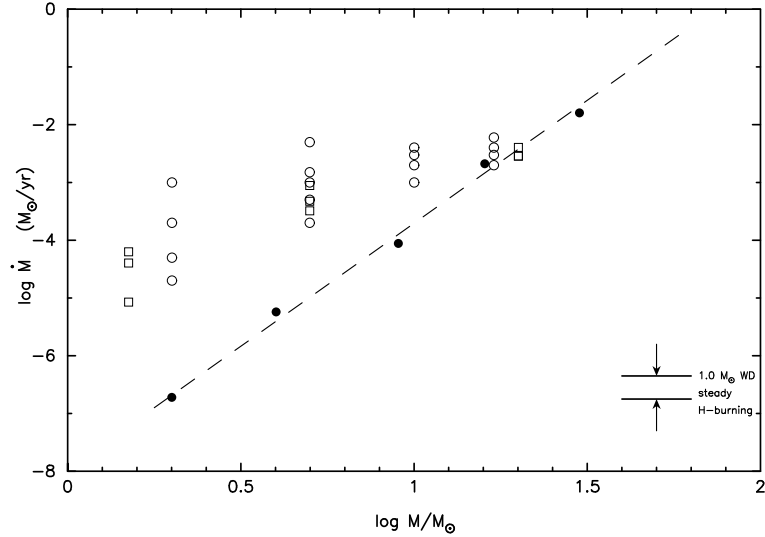


図 6.5 熱伝導のタイムスケールでの質量移動率。縦軸が質量移動率、横軸は星の初期質量。ここで、 $\square$  は図 6.4 の 5 つの場合に対応する値であり、破線は近似式 (6.9) である。 $\bullet$  は、この値に対応する降着率で主系列星にガスを降らせた場合に、その半径がふくれたことを示す計算例である。破線より大きい率でガスが降ってくると、受けとる星の半径がふくれたことを示している。 $\square$  は Kippenhahn & Meyer-Hofmeister (1977 年, *Astr. Ap.*, 54, 539) から、 $\bullet$  は Neo et al. (1977 年, *Publ. Astr. Soc. Japan*, 29, 249) からの結果である。OPAL 以前の古い吸収係数を使用。

$$\tau_{1/2} \approx 5.3 \times 10^7 \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-3.33} \text{ 年} \quad (6.8)$$

である。

質量移動率は、式 (6.8) より、

$$\dot{M} = \frac{M}{2\tau_{1/2}} \approx 9.4 \times 10^{-9} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{4.33} \frac{M_{\odot}}{\text{年}} \quad (6.9)$$

と見積もることができる。この近似式は、図 6.5 に破線で示した。

中小質量星の主系列段階では、光度  $L$  は質量  $M$  のほぼ 5 乗に比例す



る。半径  $R$  は質量のほぼ 0.5 乗に比例するので、熱伝導のタイムスケール  $\tau_{\text{th}}$  は、

$$\tau_{\text{th}} \sim \frac{GM^2}{RL} \propto M^{-3.5} \quad (6.10)$$

となる。これと式 (6.8) とはだいたいつじつまが合っている。

恒星の内部構造を計算する時に、輻射輸送の方程式を数値的に解く必要がある。そのとき、輻射に対する物質の不透明度をあらわす量が吸収係数である。この値が 1990 年頃に大幅に改訂された。新しい吸収係数 (数表で与えられている) のうちのひとつが、恒星の内部構造計算によく使われる OPAL 吸収係数である。次々節の 6.3 でより詳しく解説するが、OPAL 以前と以後では、同じ質量の星でもその半径に違いがある。吸収係数が大きくなったので内部からくる輻射がよりさえぎられ、熱が内部によりたまりやすくなった。それで、古い吸収係数を使った計算に比べ、新しい計算では星の半径が結構ふくれているのである。1990 年以前の結果には古い吸収係数が使われているので、その後の OPAL 吸収係数を使った結果とは半径などに結構大きな差が出ている。ただし、赤色巨星への進化など、定性的 (本質的) な部分での結果には大きな変化はない。

### 6.1.3 ガスを受け取る星

それではガスを受け取った星は、どのように反応するのだろうか。ガスは落下すると重力エネルギーによる熱のため、星のまわりに厚く広がる。ガスをうけとった星も重力収縮して熱を出す。これらの熱が放出されるとガスは星に降り積もることができる。ふくらんだ外層が冷えるタイムスケールは星の熱伝導のタイムスケールである。この熱伝導のタイムスケールよりも、ゆっくりとガスが星に降り積もれば、ガスは星に降り注ぐことができるが、そうでない場合には、ガスは星に積もることができずに大きくふくれ、ロッシュ・ローブをあふれて共通外層を形成する。

図 6.5 は、実際に主系列星に一定の速さでガスを降り積もらせた場合の数値計算の結果を示してある。式 (6.9) で与えられる以上の速さでガスが降って来た場合には、主系列星の半径が増大することがわかる。

星がガスをうけとることができる質量降着率には上限がある。それを説明するために、まずエディントン (Eddington) 光度を定義する。力学平衡にある星の構造をきめる式のうち、力のつりあいの式と熱伝導の式より

$$\frac{dP_{\text{gas}}}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2} \left(1 - \frac{L_r}{L_{\text{Edd}}}\right) \quad (6.11)$$

が導かれる。ここで

$$L_{\text{Edd}} \equiv \frac{4\pi cGM_r}{\kappa} \quad (6.12)$$

をエディントン光度と言う。星の光度がエディントン光度を超えると式 (6.11) の右辺は正となる。赤色巨星の内部などの特殊な場合を除き、ふつうは星の内部では、ガス圧は外にむけて減少している。そういう星で右辺が正になる場合には、星は静的なつりあいの状態ではいられないことを意味する。つまり光度がエディントン光度を越えるとガスは輻射圧のために外むきに加速され、質量放出が起こる。

星にガスが落下する場合、熱は輻射として放出されるため、エディントン光度より大きい輻射流束 (フラックス) は出せない。そこで星の表面に落下することのできる質量降着率の最大値は、重力エネルギー発生率をエディントン光度で放出することのできる質量降着率としてみつめることができる。すなわち、

$$\frac{GM}{R} \dot{M} = L_{\text{Edd}} \equiv \frac{4\pi cGM}{\kappa} \quad (6.13)$$

より

$$\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv \frac{4\pi cR}{\kappa} \quad (6.14)$$

となる。これをエディントン質量降着率という。いま吸収係数を  $\kappa = 0.3 \text{ g}^{-1}\text{cm}^2$  とすると、 $1.0 M_{\odot}$  の主系列星では、 $1.4 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{年}$ 、白色矮星では  $1.1 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{年}$ 、半径 10 km の中性子星なら  $2.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{年}$ 、半径 3 km のブラックホールなら  $6.6 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{年}$  となる。これより高い割合でガスがふりそそぐ場合には、どんな状況でも<sup>1)</sup>、ガスは星に

<sup>1)</sup> 厳密には球対称の仮定のもとで言えることである。球対称の仮定をはずすと超エ

降り積もることができず、大きくふくれてロッシュ・ローブをあふれる。式 (6.9) は質量降着によって主系列星がふくれる条件を示すが、これは、式 (6.14) のエディントン質量降着率よりずっと小さい。

#### 6.1.4 ガスを受け取る白色矮星

この節では中小質量連星系の進化にとって最も興味のある、白色矮星にガスが降りつもる場合について述べる。中性子星やブラックホールにガスが降り積もる場合については、第 8 巻で詳しく述べられるので、そちらを参照して欲しい。白色矮星の表面にガスがある程度つもると、ガスの底面 (もともとの白色矮星の表面) の温度が上がり、水素の核融合反応が始まる。

もし、核融合反応で水素が消費される割合とちょうど同じ割合で水素ガスがふってくれば、核反応は消えることなく定常的に燃焼する。そして降った水素ガスはヘリウムに変換され、白色矮星の表面に積もる。数値計算によれば、この場合ガスはほとんどふくれないので、ロッシュ・ローブからあふれることはない。このように、質量降着と核反応がつりあう平衡状態にあるときは、落下したガスがすべて白色矮星にふりつもるので、白色矮星はしだいに重くなる。このときの質量降着率は、図 6.6 の中心付近にある 2 本の線 ( $\dot{M}_{\text{steady}}$  と  $\dot{M}_{\text{cr}}$ ) に挟まれた狭い部分である。ここで上側の線の近似式は

$$\dot{M}_{\text{cr}} = 7.5 \times 10^{-7} \left( \frac{M_{\text{WD}}}{M_{\odot}} - 0.4 \right) \frac{M_{\odot}}{\text{年}} \quad (6.15)$$

である。

質量降着率が  $\dot{M}_{\text{steady}}$  より小さいと、核反応を定常的に保つことができず、火が消え、降り積もったガスは冷えて白色矮星の上に薄く積もる。そのガスの質量がある臨界値に達したとき、水素の核融合反応が突然おこり、大量の核エネルギーを出す。積もったガスは大きくふくれ、輻射圧により加速されて、質量放出がおこる。これが後の 6.3 節で述べる新星爆発

---

ディントン降着率も可能である。

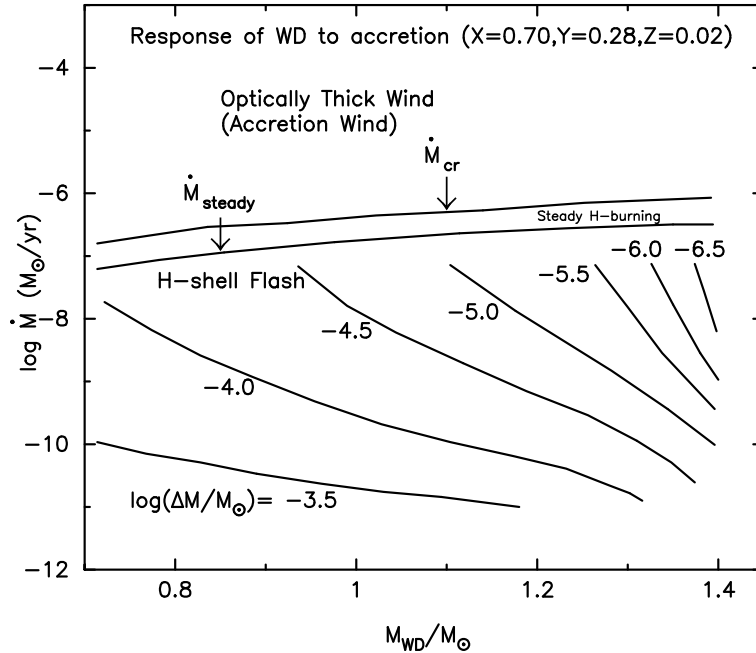


図 6.6 質量降着率に対する白色矮星に積もった水素ガスの反応。白色矮星に太陽組成のガスが降り注ぐときに起こる現象をまとめた。縦軸が質量降着率で、横軸が白色矮星質量。 $\dot{M} > \dot{M}_{cr}$  では新星風が吹き、 $\dot{M} > \dot{M}_{steady}$  では水素の定常的な殻燃焼がおこる。 $\dot{M} < \dot{M}_{steady}$  では定常的な水素殻燃焼は存在せず、間欠的な新星爆発がおこる。実線とそれに付随した数値は、不安定殻燃焼が着火するときの水素層の質量 ( $\Delta M$ ) を示す。水素ガスの元素組成は重量比で  $X = 0.7$ ,  $Y = 0.28$ ,  $Z = 0.02$  とした。

である。このとき質量放出により積もったガスの大部分が失われ、核反応がやむ。その後、白色矮星はふたたび表面にガスをためていき、その質量が臨界値に達するとまた水素の核反応がはじまる。このように質量降着率が小さいと、水素の核反応は不安定となり、間欠的に新星爆発がおきる。この場合には、白色矮星に積もったガスはほとんどが失われる。

また質量降着率が大きい場合 ( $\dot{M} > \dot{M}_{cr}$ ) には、核燃焼は定常的になるが、核燃焼で消費されるガスの割合は、 $\dot{M}_{cr}$  で頭打ちになる。これ以上の

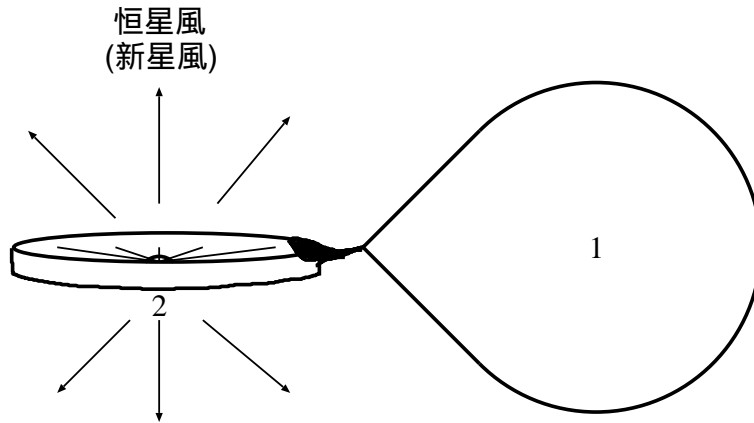


図 6.7 星 1 から星 2(ここでは白色矮星) にむかってガスが流れ込む。  
星 2 からは、極方向を中心にして、恒星風 (新星風) が吹いている。

ガス ( $\dot{M} - \dot{M}_{\text{cr}}$ ) が降り積もると、核燃焼しきれないガスの質量がどんどん増えて大きく膨張する。輻射圧によりガスが加速されて、質量放出がおこる。(図 6.7 を参照。) このことは、次々節 6.3 の新星風のところで詳しく述べる。新星風が起こると、ガスの光球面の半径がロッシュ・ローブより小さくとも、ガスは連星系から出ていく。余分なガス ( $\dot{M} - \dot{M}_{\text{cr}}$ ) が新星風として出ていくが、残りのガスは白色矮星の表面で定常的に燃えてヘリウムになる。この結果、白色矮星は  $\dot{M}_{\text{cr}}$  の率で重くなることができる。

なお、CO 白色矮星の上の薄いヘリウム層の質量がある臨界質量を越えると、今度はヘリウムの不安定核融合反応がおこる<sup>2)</sup>。その際、ヘリウムから C や O が生成される。水素燃焼の場合と同じように、ヘリウム燃焼においても新星風による質量放出が起こる。しかし、ヘリウム燃焼により出てくる質量あたりの核融合反応エネルギーは水素の場合の 1/10 ほどなので、連星系外に放出される量は少ない。大部分は白色矮星の上につもるが、その割合は白色矮星の質量に依存する。

1990 年代はじめまでは、図 6.6 のほぼ水平の 2 本の線に挟まれた狭い

<sup>2)</sup>水素のスペクトル線が見えないヘリウム新星として観測される

領域のみで、白色矮星が重くなることができると考えられていた。その上側の領域では、光球面が大きくふくれてロッシュ・ローブを越えるために、後で詳しく述べる共通外層進化により、2つの星は合体してしまうか、あるいは主星がガスの大部分を失って白色矮星になり、2つの星ともに白色矮星の連星系になると考えられたからである。ところが次々節6.3で述べる新星風がおこると、連星系からの質量放出があっても、共通外層進化が起こらず、白色矮星は重くなるのが可能になった。図6.7に示すように、大きな質量移動率でガスが星1から降ってきてても、その大部分を白色矮星からの恒星風(新星風)として吹き飛ばしてしまうからである。

#### 6.1.5 保存系での質量交換とその安定性

連星系中の片方の星が進化して半径がロッシュ・ローブを越えたときに、質量移動率はどうなるだろうか。これは質量を失う側の星の状態と、質量を受けとる側の星の反応だけではなく、連星系の星の間で質量が移動するために、ロッシュ・ローブの大きさが変わることも考慮する必要がある。

ここでは特に指定しないが、星1から星2へ質量が移動するとする。星1から星2へガスが移動すると、2つの星の距離は、どのように変化するだろうか。ケプラー円運動している場合の2つの星の間隔  $a$  は、星の質量  $M_1$  と  $M_2$ 、および角運動量  $J$  を用いて次のように書ける。

$$a = \frac{(M_1 + M_2)J^2}{GM_1^2 M_2^2} = \frac{J^2}{(M_1 + M_2)^3} \frac{1}{\mu^2(1-\mu)^2} \quad (6.16)$$

以下では星1からあふれたガスがすべて星2に吸い込まれてしまう場合と、その一部が系外へあふれだしてしまう場合の2つを分けて取り扱う。

まずはじめに、連星系からガスが出ていかない場合を考える。その場合には、系の全角運動量  $J$  と全質量  $M_1 + M_2$  は保存するので、このような系を保存系とよぶことにする。式(6.16)では、 $\mu = 0.5$ 、つまり2つの星の質量が等しいとき  $a$  がもっとも小さくなる。質量が  $M_1 > M_2$  なら、星1から星2へ質量が移動すると、 $a$  は減少する。逆の場合、 $M_1 < M_2$  なら、 $a$  は広がる。それに伴って、それぞれのロッシュ・ローブも大きくなったり小さくなったりする。この時の質量移動率を求めるために、式

(6.16) を時間微分し、連星系の全質量と全角運動量の保存の式、 $\dot{J} = 0$  および  $\dot{M}_1 + \dot{M}_2 = 0$  を代入すると、

$$\frac{\dot{M}_1}{M_1} H(q) = \frac{\dot{R}_1}{R_1} \quad (6.17)$$

を得る。ここで、 $q$  は質量比で  $q \equiv M_1/M_2$  で、 $H(q)$  は後に示すように  $q$  のみの関数である。 $a$  の時間微分の項は以下の条件をもちいて消去する。まず、星 1 は常にロッシュ・ローブを満たしている。ロッシュ・ローブは球ではないが、その体積を実効的な半径  $R_1^*$  を使ってあらわす。つまり、球対称の星 1 の体積  $V_1 = 4\pi R_1^3/3$  が、対応するロッシュ・ローブの体積  $V_1^* = 4\pi(R_1^*)^3/3$  に常に等しいと考える。すると、この実効的な半径と 2 星の間隔  $a$  との間には、

$$R_1^* = a f(q) \quad (6.18)$$

の関係があるので、 $a$  の時間微分の項を書き換えると、

$$H(q) \equiv \frac{d \ln f(q)}{d \ln q} (1+q) - 2(1-q) \quad (6.19)$$

となる。ここでは  $f(q)$  はエグルトン (Eggleton, P. P., 1983 年, *Ap. J.*, 268, 368) の近似式

$$f(q) \approx \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})} \quad (6.20)$$

を採用する。

式 (6.17) は、星 1 の半径  $R_1$  が進化によりふくれた時、 $L_1$  点を通じて出ていく質量の移動率  $\dot{M}_1$  をあらわす。この  $H(q)$  にロッシュ・ローブの大きさが変化する効果が入っている。式 (6.19) から、 $H(q) = 0$  となるのは、 $q = 0.79$  の時である。質量比が  $q < 0.79$  の場合は、 $H(q) < 0$  となる。この場合、星が進化するにつれて半径が大きくなる ( $\dot{R}_1 > 0$ ) ことを考慮すると、式 (6.17) より、星 1 の質量移動率 ( $\dot{M}_1 < 0$ ) を見積もることができる。この場合の質量移動率は、星の半径が星の進化とともに大きくなるタイムスケール、つまり星の進化のそれぞれの段階のタイムス

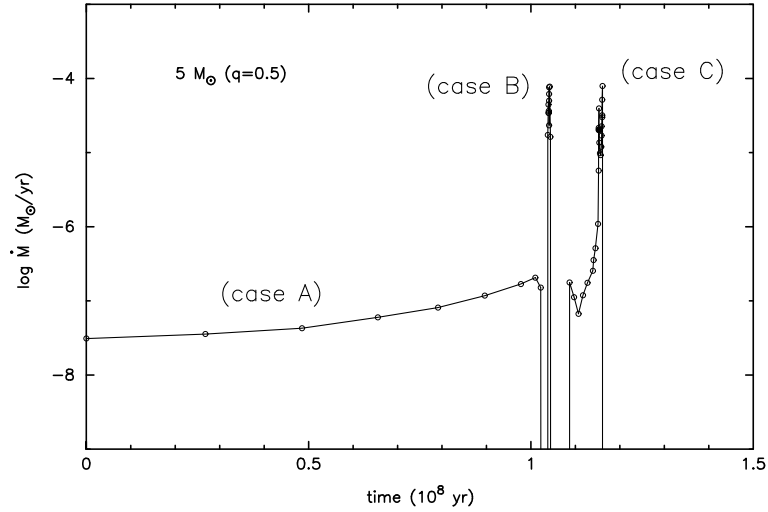


図 6.8  $5 M_{\odot}$  の星の安定な質量移動の場合の移動率。縦軸が質量移動率、横軸が時間。質量比  $q = 0.5$  の場合 (たとえば相手の星は  $10 M_{\odot}$  のブラックホール)。進化のタイムスケールで移動率が決まる。

ケールで決まるようになる。この場合を安定な質量移動とよぶ。例えば、 $5 M_{\odot}$  の星では主系列 (ケース A) で  $10^8$  年程度、ケース B では  $10^6$  年、ケース C でも  $10^6$  年ほどである。また、 $1 M_{\odot}$  の星では、主系列で (ケース A) で  $10^{10}$  年、ケース B で  $10^7 - 10^8$  年、ケース C で  $10^6 - 10^7$  年ほどとなる。したがって、それぞれ、 $\dot{M} \sim 10^{-7}$ 、 $10^{-5}$ 、 $10^{-5} M_{\odot}/\text{年}$ 、および  $\dot{M} \sim 10^{-10}$ 、 $10^{-7}$ 、 $10^{-6} M_{\odot}/\text{年}$ となる。数値計算による質量移動率を図 6.8 と 6.9 に示した。

質量比が  $q > 0.79$  のときには、 $H(q) > 0$  となり、式 (6.17) から  $\dot{M}_1 < 0$  なら、 $\dot{R}_1 < 0$  となってしまう。この場合にはロッシュ・ローブの半径  $R_1^*$  が星の半径  $R_1$  とともに縮むため、星は進化のタイムスケールではなく、前節 6.1.2 で述べたように、熱的タイムスケールあるいは力学的タイムスケールで質量移動が進行することになる。このような場合を不安定な質量移動とよぶ。



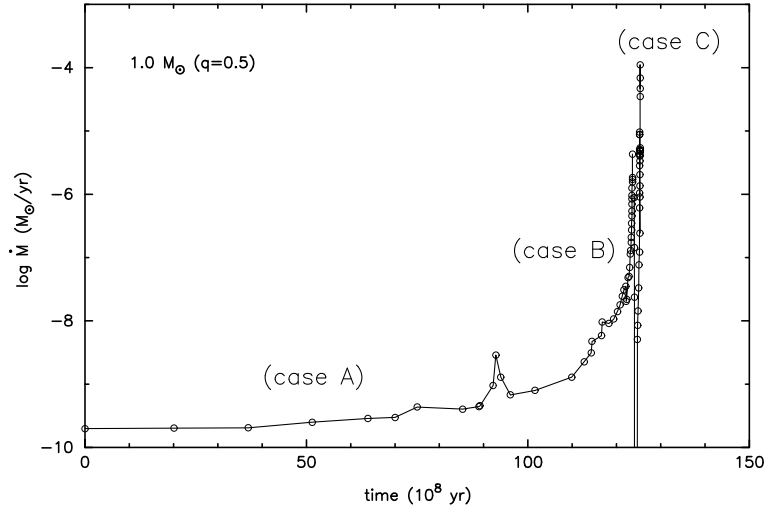


図 6.9  $1 M_{\odot}$  の星の安定な質量移動の場合の移動率。縦軸が質量移動率、横軸が時間。質量比  $q = 0.5$  の場合 (たとえば相手の星は  $2 M_{\odot}$  の中性子星)。図 6.8 と同じく、進化のタイムスケールで質量移動率が決まる。

### 6.1.6 非保存系での質量交換とその安定性

連星系の全質量と全角運動量が保存しない場合、 $\dot{J} \neq 0$  および  $\dot{M} = \dot{M}_1 + \dot{M}_2 \neq 0$  なので、系外へ出ていく単位質量あたりの角運動量を

$$\frac{\dot{J}}{\dot{M}} = \ell a^2 \Omega = \ell \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} J \quad (6.21)$$

と置く。 $\ell$  は 1 程度の数 (無次元量) で、連星系から出ていくガスが持ち出す単位質量あたりの角運動量の大きさをあらわす。後に述べるように、 $\ell$  はガスがどのようにして系から出ていくかに依存する。

式 (6.16) を時間微分し、整理すると

$$H_1(q) \frac{\dot{M}_1}{M_1} + H_2(q) \frac{\dot{M}_2}{M_2} = \frac{\dot{R}_1}{R_1} \quad (6.22)$$

という形に書ける。ここで、 $q \equiv M_1/M_2$  で、

$$H_1(q) = \frac{d \ln f(q)}{d \ln q} + \frac{q}{1+q} - 2 + 2\ell(1+q). \quad (6.23)$$

$$H_2(q) = -\frac{d \ln f(q)}{d \ln q} + \frac{1}{1+q} - 2 + 2\ell \frac{1+q}{q}, \quad (6.24)$$

である。

連星系の外へガスが出ていくには、2つの典型的な場合がある。ひとつは恒星風として、星1の表面から直接、連星系の外に吹き出される場合である。このようなガスは、通常恒星の脱出速度(数100 km/秒)より速い速度をもつ。そのため、連星系が1回公転する時間よりかなり短い時間で、系外へ出ていってしまう。連星運動からトルクをうける時間がほとんどないため、ガスは星1のもつ角運動量をそのままって系外へ出ていく。したがって、星1から速い恒星風が吹く場合については、

$$\ell = \ell_{1,\text{wind}} \equiv \left( \frac{1}{1+q} \right)^2 \quad (6.25)$$

となり、星2から速い恒星風が吹く場合については、

$$\ell = \ell_{2,\text{wind}} \equiv \left( \frac{q}{1+q} \right)^2 \quad (6.26)$$

となる。逆に、共通外層を形成し、 $L_2$ あるいは $L_3$ 点近傍からガスがゆっくり出ていく場合は、連星運動からトルクをうけ、出ていくガスは角運動量をもらう。澤田ら(Sawada et al., 1984年, *M. N. R. A. S.*, 206, 673)の赤道面上に限定した2次元流体力学計算によれば、

$$\ell = \ell_{\text{overflow}} \approx 1.7 \quad (6.27)$$

となる。蜂巢ら(Hachisu et al., 1999年, *Ap. J.*, 522, 487)の簡単な見積もりによれば、恒星風の近似がよいか、ガスがゆっくり出ていくロッシュ・ローブ・オーバーフローの近似がよいかは、恒星から出ていくガスの速度に依存し、その速度が連星軌道速度の1.5倍程度より速い場合( $v_{\text{wind}} > 1.5 a\Omega$ )には式(6.25)あるいは式(6.26)でよい。

たとえば、図6.7のように、星1から星2に $L_1$ 点近傍からガスが流れ込み、星2は恒星風あるいは恒星ジェット形でそのガスの一部を系外へ

放出しているような状況を考える。この場合、式 (6.22) を変形すると、星 1 から星 2 への質量移動率は、

$$\frac{\dot{M}_1}{M_1} = \left\{ \left( \frac{\dot{R}_1}{R_1} \right)_{\text{ev}} - H_2(q) \frac{\dot{M}_2}{M_2} \right\} / H_1(q) \quad (6.28)$$

であたえられる。ここで添字 ev は星の進化のタイムスケールでの変化をあらわす。質量が保存する系との違いは、質量移動が不安定化する質量比が  $q \approx 1.15$  となり、質量が保存する系の結果  $q \approx 0.79$  より安定な領域がかなり広がる。これは  $H_1(q)$  中の  $\ell$  として、式 (6.26) を採用すると、 $q < 1.15$  では、 $H_1(q) < 0$ 、 $q > 1.15$  では  $H_1(q) > 0$  となるからである。

### 6.1.7 共通外層進化

最後に星 1 のロッシュ・ローブからガスがあふれ、共通外層が形成され、結局  $L_2$  点あるいは  $L_3$  点の近傍を通過してガスが連星系から失われるような特別な場合を考える。これは、ロッシュ・ローブを満たす主星が主系列星 (ケース A) や準巨星 (早期ケース B) なら、星 1 と星 2 の質量比が 1 よりかなり大きい場合におこる。式 (6.9) で与えられる、重い主星の質量移動率でガスが降ってくると、それをうけとる軽い伴星の半径は必ずふくれてしまうからである。(図 6.5 を参照。) 逆に、質量比が 1 に近い場合は、ガスを受けとる伴星の半径がほとんどふくれないため、 $L_2$  点からあふれることはない。

また、主星が対流外層をもつ赤色巨星 (晩期ケース B とケース C) で、受け取る星が主系列星の場合にも、 $L_2$  点からガスがあふれ出す。赤色巨星の外層部分是对流平衡で等エントロピーになっているため、表面のガスが失われても、すぐに半径が回復する。このため、ガスの移動はほとんど力学的なタイムスケールで進行する。この移動率は、式 (6.9) で与えられる値よりはるかに大きい。

ガスは、図 6.2c に示すように、両方の星のロッシュ・ローブを満たし、 $L_2$  点から連星系の外へ出る。もっとふくらめば、 $L_3$  点からも出ていく。この時、ガスは連星の軌道速度に比べてゆっくり出て行くため、連星系の回転運動からトルクを受け、角運動量をもろう。その反作用として連星

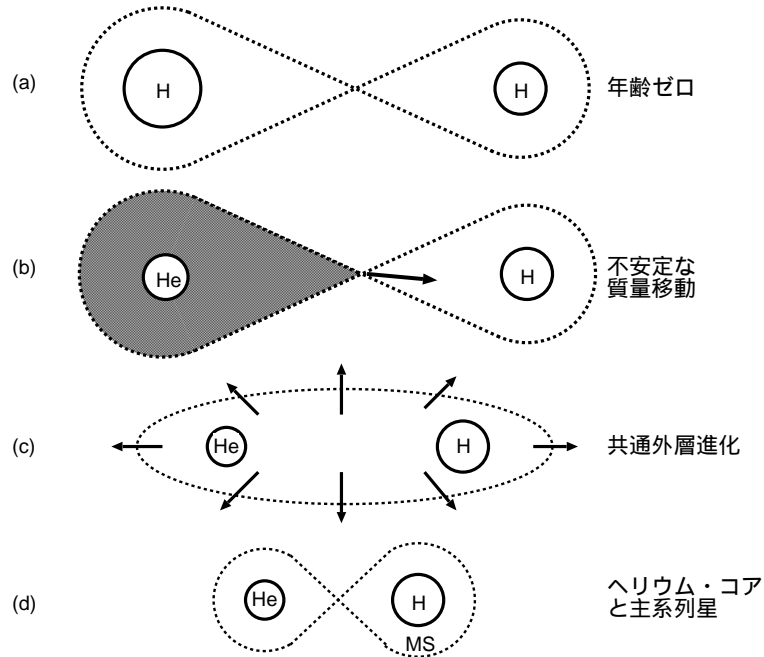


図 6.10 共通外層進化の概念図。(a) 年齢ゼロの主系列星の段階。(b) 質量の大きな星 1(左) が先に進化し、ヘリウム核をもつ赤色巨星になる。ガスは、 $L_1$  点を通り、右側のロッシュ・ローブに流れ込む。(c) 右側のロッシュ・ローブもあふれると、2つの星の周囲に共通外層を形成し、さらに  $L_2$  および  $L_3$  点から系外へ出ていく。(d) 星 1 の水素外層がすっかりはぎとられると、連星の軌道は数 10 分の 1 に縮む。図中の H は水素主体の層、He はヘリウム核、MS は主系列星 (main-sequence star) をあらわす。

系は軌道角運動量を失い、軌道半径が小さくなる。その結果、ロッシュ・ローブがさらに小さくなり、ガスはさらに連星系の外へ出ていく。これが続くため、連星系の軌道半径は急速に小さくなり、大量のガスが連星系の外へ放出される。これが共通外層進化 (common envelope evolution) である。この結果、ケース A の場合は、2つの星は合体してしまう。また、ケース B とケース C の場合は、2 星間の距離が数 10 分の 1 に縮む。公

転周期が数時間程度以下の近接連星系はこのようにしてできあがる。

共通外層進化のあとで、2 星間の距離がどのくらい近くなるかは次のようにして簡単にみつめることができる。いま、主星である赤色巨星の質量が  $M_1$  であり、そのヘリウム核の質量を  $M_{1,\text{He}}$  とする。共通外層進化により、主星が水素外層をすべて失って、ヘリウム核がむきだしになったと仮定する。いま水素外層を連星系の重力にさからって吹きとばすために必要なエネルギーを、連星の軌道が小さくなることによる重力エネルギーの解放ですべてまかなうとすれば、

$$\frac{GM_{1,\text{He}}M_2}{a_f} \sim \frac{GM_1^2}{a_i} \quad (6.29)$$

となる。ここで 2 星間の距離は  $a_i$  から  $a_f$  に縮むとした。たとえば、主星が  $M_1 = 7M_\odot$  でヘリウム核の質量が  $M_{1,\text{He}} = 1.4M_\odot$  のとき、伴星の質量が  $M_2 = 1M_\odot$  であれば、 $a_i/a_f \sim 35$  となる。つまり連星系の距離は数 10 分の 1 に縮む。このように共通外層進化が起こる条件や、その結果どのくらい軌道が縮むかは、2 星間の距離やそれぞれの質量、進化の段階（移動できる水素外層の質量や熱の流れが輻射平衡か対流平衡か）などにより異なる。

## 6.2 連星系の進化の理論

連星系の進化の理論とは、連星系が生まれた時の主星と伴星の質量、軌道長の組合せを変えて、連星系の時間発展を追うものである。この組合せによって、非常に多様性に富んだ連星系がうまれる。基本的には前節 6.1 で述べた素過程と前章 3、4、5 で述べた単独星の結果を応用すればよい。すべての例を紹介するのは不可能なので、最初にもっとも基本的な道筋を説明する。

まず、重い星 1 が先に進化し、ロッシュ・ローブを満たし、不安定な質量移動が起こるとする。この時すでに、星 1 に  $M_{1,\text{He}}$  のヘリウム・コアができているとすれば、共通外層進化後、両星の距離は式 (6.29) だけ縮む。残されるのは、図 6.10 の (d) にあるように、星 1 はヘリウム星、星

2 は主系列星である。この時点で、

- (1)  $M_{1,\text{He}} < 0.46 M_{\odot}$  なら、星 1 は冷えて、ヘリウム白色矮星になる。
- (2)  $0.46 M_{\odot} < M_{1,\text{He}} < 1.07 M_{\odot}$  なら、その後星 1 はヘリウムに火がつき、最終的に CO 白色矮星となる。
- (3)  $1.07 M_{\odot} < M_{1,\text{He}} < 1.38 M_{\odot}$  なら、さらに炭素核燃焼に火が着き、ONeMg 白色矮星となる。
- (4)  $1.38 M_{\odot} < M_{1,\text{He}} \lesssim 6 M_{\odot}$  なら、単独星と同じように、電子捕獲型超新星か鉄のコアの爆縮型超新星となり、中性子星を残す。
- (5)  $M_{1,\text{He}} \gtrsim 6 M_{\odot}$  なら、鉄のコアの爆縮型超新星となるが、中性子星を残さず、ブラックホールになると思われる。

このように星 1 の最後は、すべてその半径が小さいコンパクト星である。

しばらく時間が経ち、今度は星 2 が進化し、同じようにヘリウム・コアをもつ赤色巨星の段階でロッシュ・ローブを満たすとす。ほとんどの場合、不安定な質量移動が起き、共通外層進化を経て、コンパクト星 1 とヘリウム星 2 のペアとなる。2 度の共通外層進化を経ているので、2 星の距離は初期の数 100 倍は小さくなっている。このヘリウム星 2 の場合も、その質量により、星 1 の場合と同じ結末になる。ただし、2 度目の超新星爆発があると、ほとんどの場合、連星系は分解してしまう。ヘリウム星 2 がヘリウム赤色巨星となり、もう一度ロッシュ・ローブを満たして、3 回目の共通外層進化がおこることもある。この場合は、残された星 2 は、CO コアがむき出しになる。

3 度の共通外層進化を経ると、両星の間隔はさらに短くなるので、重力波の放出が連星進化に効くようになる。その場合、両星の距離の時間変化  $\dot{a}$  は、連星軌道が円軌道とすると、

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \left( \frac{\dot{J}}{J} \right)_{\text{gw}} = - \frac{64 G^3 M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{5 c^5 a^4} \quad (6.30)$$

と書ける。添字 gw は重力波 (gravitational wave) による角運動量損失をあらわす。例えば、 $M_1 \sim M_2 \sim 1.4 M_{\odot}$  の中性子星連星なら、軌道周期が 5 時間より短い ( $a \lesssim 2 R_{\odot}$ ) と宇宙年齢以下で合体する。

表 6.1 アルゴルの現在の諸量

諸量	A	B	C
スペクトル型	B8 V	K2 IV	F1 V
質量 ( $M_{\odot}$ )	3.7	0.81	1.7
半径 ( $R_{\odot}$ )	2.9	3.5	1.6
表面温度 (K)	12,500	4,500	6,000

まとめると、星 1 と星 2、それぞれ 5 つの最終的な組合せとしては、15 通りのペアができる。もちろん、終末の姿だけではなく、連星進化の途中の天体も興味ある振舞いをする。これらのうち、超新星や中性子星、ブラックホールを含んだ、個々の解説については、本巻 7 章、あるいは第 8 巻において詳しく述べられるので、そちらを参照して欲しい。

### 6.2.1 アルゴル・パラドックス

質量を交換する系の具体例として、有名なアルゴル ( $\beta$  Per) をとりあげる。アルゴルは軌道周期  $P_{\text{orb}} = 2.867$  日の食連星である。表 6.1 にあるように、主星がアルゴル A(質量  $M_A = 3.7 M_{\odot}$  の主系列星) とよばれ、伴星がアルゴル B(質量  $M_B = 0.81 M_{\odot}$  の準巨星) と名づけられている。さらにこの 2 星の周りをアルゴル C とよばれる第 3 の星が 1.86 年の周期で公転している。連星系中の星はほぼ同時に誕生したと考えると、あたかも質量の小さい星が先に進化して準巨星になったように見えるので、通常の星の進化の理論とは矛盾する。このため、アルゴル・パラドックスとよばれた。しかし、より重い星が先に進化し、相手の星にその質量の大部分を移したと考えると、このような星の進化経路が説明できる。

アルゴルの進化：アルゴル A と B の進化経路としては、全質量が保存するとした場合と、保存しないとする場合が考えられるが、アルゴルの周りに星周物質 (コロナ) が観測されることから、ある程度の質量放出はあるとしなければならない。ここでは、図 6.11 に示すサルナ (Sarna, M. J., 1993 年, *M. N. R. A. S.*, 262, 534) のモデルにしたがって、進化のよ

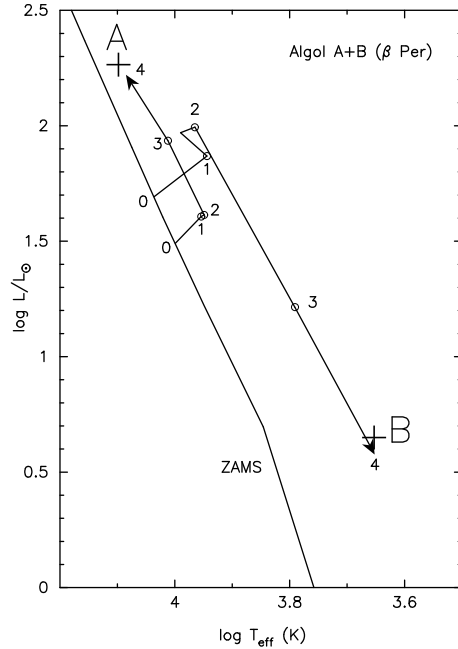


図 6.11 HR 図上のアルゴルの連星進化モデル。初期質量  $M_{B,0} = 2.81 M_{\odot}$  と  $M_{A,0} = 2.5 M_{\odot}$  から出発して、系全体から  $0.8 M_{\odot}$  の質量を失って、現在の値  $M_B = 0.81 M_{\odot}$  と  $M_A = 3.7 M_{\odot}$  になった。図中の数字は進化の各段階をあらわす。+印は現在のアルゴル A と B の位置。古い吸収係数を使って計算したサルナ (Sarna, M. J., 1993 年, *M. N. R. A. S.*, 262, 534) のモデルより採用した。

うすを説明する。アルゴル B を星 1 とし、その初期質量として、 $M_{1,0} = 2.81 M_{\odot}$  をとる。アルゴル A を星 2 とし、 $M_{2,0} = 2.5 M_{\odot}$  とし、初期の公転周期を  $P_0 = 1.610$  日とする。図 6.11 では、年齢ゼロ主系列 (ZAMS: Zero Age Main-sequence) の出発点に番号 0 をつけた。星 1 が先に進化し、図中の番号 1 の地点 ( $t = 4.353$  億年) で中心の水素が燃えつき、ヘリウム核ができる。ヘリウム核は収縮し、重力エネルギーを解放するので、ヘリウム核の温度が上昇し、ヘリウム核の周りの水素が殻燃焼をはじめ。半径がふくれるとすぐヘルツシュプルング・ギャップを横切りはじ



める。図中の番号 2 の地点 ( $t = 4.518$  億年) で半径  $R_1 = 3.932 R_\odot$  の準巨星となりロッシュ・ローブをみたす。この時の質量移動率は  $\dot{M}_1 \sim 1 \times 10^{-7} M_\odot/\text{年}$  であるが、その後次第に増加し、図中の番号 3 ( $t = 4.525$  億年) で最大の  $\dot{M}_1 \sim 1.7 \times 10^{-6} M_\odot/\text{年}$  になる。このとき星の質量は、 $M_1 = 2.29 M_\odot$  および  $M_2 = 2.81 M_\odot$  とすでに逆転している。星 1 (アルゴル B) では、外層を失い半径が回復するのにエネルギーが使われ、光度が暗くなる。逆に星 2 (アルゴル A) では、降りつもったガスが内部に押し込められるときに重力エネルギーが解放され、光度は上昇する。

質量移動率は、式 (6.9) から求まる平均的な値  $\dot{M}_2 \sim 8 \times 10^{-7} M_\odot/\text{年}$  と良くあっている。この値は、 $M_{1,0} = 2.5 M_\odot$  に対する式 (6.9) の値  $\dot{M}_1 \sim 5 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  とあまり変わらない。さらに、質量移動の結果、すぐに質量比が逆転し、星 2 の方が重くなる。このため、ガスをうけとる星 2 の半径は少し大きくなる ( $2.7 R_\odot \rightarrow 3.0 R_\odot$ ) もの、ロッシュ・ローブ ( $R_1^* = 3.7 R_\odot$ ) をみたすことはない。質量移動がつづき、質量比  $q = M_1/M_2$  が 0.79 以下になってからは、進化のタイムスケールでの安定な質量移動率になる。そして、番号 4 の地点 ( $t = 4.543$  億年) では、現在のアルゴル A と B の位置付近にくる。その時の質量移動率は、 $\dot{M}_1 = 3 \times 10^{-7} M_\odot/\text{年}$  に落ちついている。この値は、図 6.9 の case B での値に対応している。

磁場と恒星風による角運動量損失：サルナの計算では、系全体の質量が  $\dot{M} = f_1 \dot{M}_1$  の率で減少するとし、星 2 (アルゴル A) は残りの  $\dot{M}_2 = -\dot{M}_1(1 - f_1)$  をうけとる。出ていくガスによる系全体の角運動量損失は、式 (6.21) に対応させると  $\ell = f_2/(1 + q)^2$  とし、2 つのパラメータ  $f_1$  と  $f_2$  は進化の途中ずっと定数とした。この二つのパラメータは、現在のアルゴル A と B の HR 図中の位置を再現するように決めた。図 6.9 のモデルにおいては、 $f_1 = 0.4$  および  $f_2 = 1.82$  である。

ここで、単位質量あたりの角運動量損失の大きさが、式 (6.25) の  $f_2 = 1$  と比べて、1.82 倍も大きい理由を説明する。電波や X 線での観測より、アルゴル B の周りにはその半径の 2 倍から 3 倍の範囲に磁場とコロナが存在すると予測されている。もしアルゴル B に太陽と同じように磁場が

存在し、磁力線の腕が伸びているとすると、アルゴル B から吹き出される恒星風は、星表面より吹き出される恒星風と比べて、腕が伸びている分だけ、大きな角運動量をもって出ていく。腕の長さが、星 1 の初期軌道半径 ( $\sim 5 R_{\odot}$ ) より 2 倍程度長ければ、最大 4 倍 ( $j \propto r^2 \Omega$  より) 大きな角運動量をもてる。サルナは、 $f_2 = 1.82$  から  $f_2 = 3.07$  程度までいろいろ値を変えて、連星系の進化を追いかけたが、少なめの  $f_2 = 1.82$  が観測値をよく説明するようである。このように、恒星表面の磁場により、恒星風の単位質量あたりの角運動量損失が大きくなり、連星軌道を縮める効果を磁気制動 (magnetic braking) とよぶ。この効果は、表面对流層をもつ星で効いてくる。

### 6.2.2 中小質量星の連星進化

中性子星やブラックホールの形成を含む大質量連星系の進化については、本巻 7 章の超新星の項や、第 8 巻で述べられるので、ここでは主に中小質量星の連星進化を詳述する。

連星系中の進化で、最初の質量移動がいつ始まるかは、連星系の初期間隔 (あるいは初期公転周期) による。6.1 節の図 6.3 にあるように、4 日程度より短ければ、ケース A あるいは早期ケース B の質量交換となり、質量移動は熱的タイムスケールで進む。その質量移動率は、星内部から外層へ熱がはこばれ、星の半径が回復する速さで決まるので、式 (6.9) であたえられる。以下では初期に質量の大きな星を 1 とし、軽い方を 2 とする。初期の連星系の質量比  $q = M_1/M_2$  が 1 に近い場合は、質量を受け取る星は、半径があまり膨れないので、ロッシュ・ローブをあふれることはない。質量比が逆転して、 $q < 0.79$  程度になるまで熱的タイムスケールでの質量移動がつづく。それ以後は、星 1 の進化のタイムスケールで質量移動 (式 [6.17]) が続き、星 1 のほぼすべての水素外層を相手の星へ移してしまう。もし、連星系外への質量損失がなければ、残された星 1 のヘリウム核の質量を  $M_{1,\text{He}}$  とすると、 $M_2 = M_{2,0} + M_{1,0} - M_{1,\text{He}}$  となる。最終的な連星系の間隔  $a$  は、 $\mu = M_{1,\text{He}}/(M_{1,0} + M_{2,0})$  を式 (6.16) に代入して求められる。

初期質量比が1に比べて大きい場合には、受け取る星の半径が増大し、共通外層を形成する。その後、図 6.2 の (c) にあるように、 $L_2$  付近からガスが流れだし、流れ出したガスが角運動量をもって出ていくため、最終的には連星系は合体すると考えられる。

連星系の初期公転周期が 20 日程度より大きい場合には、最初の質量移動は、星 1 が深い対流層をもつ、晩期ケース B やケース C となる。この場合には、質量移動が 6.1 節で述べたように、力学的タイムスケールで進行するため、常に共通外層進化を経ることになる。晩期ケース B の場合には、ヘリウム・コアが残され、ケース C の場合には薄いヘリウム殻をまとった、CO コアが残される。

残されたヘリウム・コアが  $0.46 M_{\odot}$  より小さく、縮退している場合には、ヘリウム・コアは冷えて、ヘリウム白色矮星になる。ヘリウム・コアの質量がこれ以上の場合には、ヘリウム核燃焼へすすむ。ヘリウム・コアが縮退している場合には、ヘリウム・コアの中心でヘリウム・フラッシュが起こる。縮退していない場合には、ヘリウム・コアが重力(熱的)収縮を起こし、中心の温度が上昇していくために、中心でヘリウムの安定核燃焼が始まる。いずれにしても、ヘリウム燃焼が始まれば、残されるものは CO コアとなる。このようにしてできた CO コアは次第に冷えて、CO 白色矮星となる。

しばらく時間が経つと、今度は星 2 が進化し、ロッシュ・ローブを満たす。この段階以降の詳しい解説は、以下の激変星の項と、次節 6.3 の新星と次々節 6.4 の Ia 型超新星の進化経路で述べる。

### 6.2.3 激変星における質量移動

晩期ケース B やケース C で、共通外層進化を経た後に、CO コアと主系列星のペアになった連星系を考えてみよう。初期の公転周期が 100 日程度とわりと大きくても、共通外層進化により 2 星の間隔は、1/30 程度に縮む。公転周期は 1/100 程度になるので、約 1 日となる。もし、星 2 が F 型より晩期のスペクトルタイプの星であれば、太陽のように表面对流層をもち、磁場とコロナが発達する。星 2 からの恒星風のため、磁気

制動の効果が働き、連星系から質量と角運動量が失われる。公転周期が数時間まで短くなると、星2はそのロッシュ・ローブを満たし、白色矮星となっている星1へガスを降らす。この場合、ガスの移動を起こすのは、星2(主系列星)から吹く恒星風が連星の角運動量を持ち去ることが主である。この見積もりは対流層での磁場の形成など、まだ解明されていない問題があるために、はっきりした値を求めることはできていないが、質量移動率は  $10^{-9} M_{\odot}/\text{年}$  ほどであろうと考えられている。このように、星2から、白色矮星となった星1への質量移動が起こっている系全体をまとめて激変星 (cataclysmic variables) とよんでいる<sup>3)</sup>。

公転周期が短くなり、3時間以下になると、式(6.30)の重力波放出による角運動量損失の効果が効いてくる。この場合の質量移動率は、

$$\left[ \left( \frac{d \ln R}{d \ln M} \right)_{\text{star}} - H(q) \right] \frac{\dot{M}_2}{M_2} = 2 \left( \frac{J}{J} \right)_{\text{gw}} \quad (6.31)$$

と書ける。ここで、 $q \equiv M_2/M_1$  で、左辺最初の項は、星2の質量と半径の関係をあらかわす。年齢ゼロの小質量主系列星なら  $R \propto M^{0.5}$  ほどなので、 $(d \ln R/d \ln M)_{\text{star}} \approx 0.5$  となる。質量比  $q < 1.0$  なら、左辺の  $[\ ] > 0$  なので、安定な質量移動となる。たとえば、軌道周期2時間の  $M_2 = 0.15 M_{\odot}$  の主系列星、 $M_1 = 1.0 M_{\odot}$  のCO白色矮星のペアなら、 $a = 0.84 R_{\odot}$  で、 $\dot{M}_2 \sim 0.5 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{年}$  である。

星2の質量が  $0.08 M_{\odot}$  より小さくなると、中心での水素核融合反応が起こらなくなるため、星2は水素主体の白色矮星(あるいは褐色矮星)となる。このときの公転周期はだいたい80分程度である。縮退圧で支えられる星は、質量が減少するとともに半径が大きくなる。これ以降は質量移動とともに星2の半径が大きくならなければならないので、軌道長は時間とともにのびていくことになる。その結果、水素が主体の星を含む、連星系の最小公転周期は80分程度である。非相対論的に縮退している星は  $R \propto M^{-1/3}$  なので、 $(d \ln R/d \ln M)_{\text{star}} = -1/3$  となる。質量比

<sup>3)</sup>ただし、激変星に超新星を含む場合もあるので、正確には新星、回帰新星、矮新星、共生星型新星などをさす。

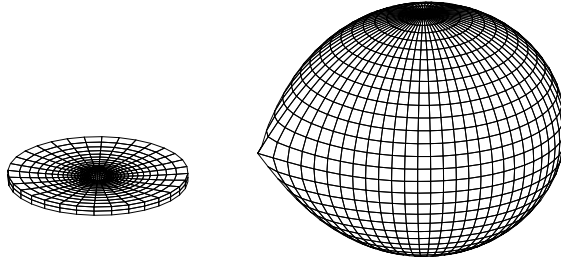


図 6.12 回帰新星を起こす連星のモデル。白色矮星はアクリーション・ディスクの中心に埋もれている (回帰新星 V394 CrA のモデルで白色矮星の質量は  $1.37 M_{\odot}$ 、伴星は  $1.5 M_{\odot}$ 、公転周期は 0.7577 日、軌道傾斜角は  $68^{\circ}$  とした)。

$q < 0.63$  なら、式 (6.31) の左辺で、 $[ ] > 0$  となるので、安定な質量移動となる。このような連星系のひとつ、軌道周期 81.6 分のや座 WZ 星 (WZ Sge) は、 $M_1 = 0.75 M_{\odot}$  の CO 白色矮星、 $M_2 = 0.045 M_{\odot}$  の縮退星のペアである。この場合は、 $a = 0.57 R_{\odot}$  で、 $\dot{M}_2 \sim 0.9 \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{年}$  とかなり低い質量移動率である。

少数ではあるが、これより短い公転周期の連星系が見つかっている。たとえば、水素のスペクトル線がまったく見えない、りょうけん座の AM 星 (AM CVn) タイプの星は、短いものでは周期 10 分から 20 分 (AM CVn 自身は 17.15 分) のものがある。ただし、それらはヘリウムあるいは CO 白色矮星の連星系だと考えられている。

## 6.3 新星

### 6.3.1 水素の不安定殻燃焼

近接連星系中の白色矮星の表面に伴星から降ってきた水素ガスがたまり、それが不安定核融合反応を起こす現象が新星である。水素が核反応を

起こすと、急激なエネルギー発生のために光度が増し、ガスは大きく膨張してふきとばされる。ガスがほとんどなくなると、核燃焼がおわり、白色矮星はもとの状態にもどる。

太陽など主系列星の中心では水素の核融合反応が起こっている。この反応は安定である。というのは、もし星の中心で温度がわずかに上がると、核反応によるエネルギー生成率が上がり、その結果、温度がさらに上がる。すると圧力も高くなるので、力のつりあいがかずれ星の中心部が膨張する。膨張の結果、星の中心部の重力が減少するので、それに釣りあう圧力が元の値より下がり、それに対応して温度も元の温度より下がる。つまり常に温度が一定になるようなしくみになっている。

ところが白色矮星の表面に平たく積もった水素ガスの場合には、このようなしくみが働かない。積もった水素層の厚みは白色矮星の半径に比べて非常に小さいので、水素層の底での圧力は式 (6.5) を積分して、

$$P = \frac{GM}{R^2} \frac{\Delta M_{\text{env}}}{4\pi R^2} \quad (6.32)$$

となる。ここで、 $\Delta M_{\text{env}}$ 、 $M$ 、 $R$  はそれぞれ水素層の質量、白色矮星の質量とその半径である。右辺最初の項は、白色矮星表面の重力であり、次の項は単位面積あたりの質量（柱密度）をあらわす。すなわち、圧力は上に乗っているガスの重さだけで決まる。温度が上がって多少ガスがふくれても、ガス層は平らなので底での圧力は変わらない。圧力をさげて温度を調整するしくみが働かないのである。いったん温度が上がると、より多くの核反応エネルギーが生成され、ますます温度が上がる。その結果、核反応が暴走する。

伴星から白色矮星へガスが流入したとき、いつ核反応がはじまるかは、次のようにして求められる。白色矮星の表面に積もった水素ガスは冷えている。図 6.6 にあるように、新星爆発を起こすような低い質量降着率の領域では、質量降着による圧縮で温度が上がるより速く、熱が逃げて行くからである。積もったガスの質量が増えてくると、熱が逃げだしにくくなるので、水素ガスの底の温度はしだいに上がってくる。それでも温度が  $10^6 - 10^7$  K では核燃焼による熱の発生は無視できる量であり、ガス層の

熱的つりあいは、圧縮エネルギーの発生率と熱が逃げる率がつりあっている平衡状態にある。さらに水素ガスの質量が増えてくると、核燃焼がわずかにおこるので、平衡状態は核燃焼と圧縮エネルギー生成率の和が熱の逃げる率とつりあうように決まる。その状態で、ガスの底の温度がわずかに上昇したと仮定しよう。核燃焼によるエネルギー生成率もわずかに上昇する。熱拡散でガスが冷える速度はあまり変わらないので、核反応が起こっている領域の温度が上昇する。ガスは平たい構造なので、核燃焼は不安定である。こうして核反応が暴走する。

核反応が暴走をはじめめるガスの臨界質量 (点火質量:  $\Delta M_{ig}$ ) を図 6.13 に示した。この点火質量は質量降着率が小さいほど大きい。これは質量降着率が小さいと、圧縮によるエネルギー生成より冷えるほうが速いからである。また白色矮星の質量が大きいほど臨界質量は小さい。その理由は、白色矮星が重いほど重力が強いので圧縮エネルギー生成が大きい。同じ質量降着率でも降着ガスがより温まっているため、軽い星にくらべて早く核燃焼がはじまるからである。

この図から、新星爆発の周期もわかる。1 度新星爆発をした後で、伴星から質量  $\Delta M_{ig}$  が質量降着率  $\dot{M}_{acc}$  でふりつもる時間は  $\Delta M_{ig} / \dot{M}_{acc}$  である。この時間 (年数) を破線で示した。これからわかるように、新星の爆発周期は質量降着率が高いほど短く、白色矮星の質量が大きいほど短いことがわかる。

### 6.3.2 新星風理論

新星爆発の様子がはじめて計算されたのは、1970 年代後半のことである。爆発直後にガスが膨張して光球半径が太陽半径の 100 倍以上に膨れる様子をコンピューターで数値的に計算するのは難しい。その理由は、星の進化計算で一般的に使われるヘニエ・コードでは、ガスの圧力より輻射圧が大きくなると計算が収束しなくなる傾向 (数値的困難) があることと、質量放出現象の扱いが難しいからである。超新星爆発の場合には、ガスは自由膨張に近く、輻射圧による圧力勾配の項は無視できるため、数値計算はむしろやさしい。

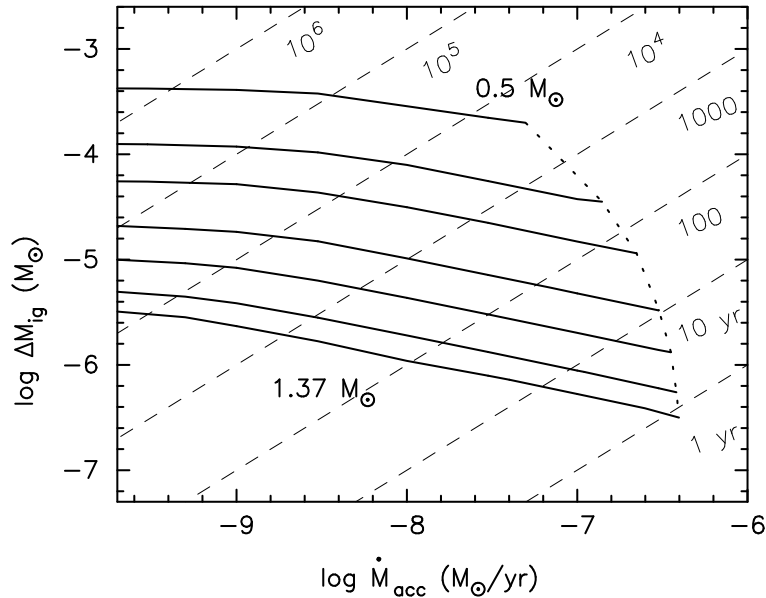


図 6.13 水素ガスが不安定核融合反応を起こす点火質量 (縦軸) と質量降着率 (横軸) の関係。点線より右側は核融合反応が安定になる領域。水素ガスの元素組成は  $X = 0.7$ ,  $Y = 0.28$ ,  $Z = 0.02$ 。白色矮星の質量は上から下へ順に  $0.5$ ,  $0.8$ ,  $1.0$ ,  $1.2$ ,  $1.3$ ,  $1.35$ ,  $1.37 M_{\odot}$  である。爆発周期 (年単位) が破線で示されている。

現在では、新星の理論計算にはヘニエ・コードを用いる方法と定常解近似を用いる方法 (新星風理論) がある。ヘニエ・コードでは、ガスがふくれると計算が収束しなくなるため、外側の計算格子 (メッシュ) を強制的に取り去り、計算を続ける。新星の 1 サイクルの時間変化は追えるが、光球付近を正確に求めることはできないので、光度曲線は計算できない。

新星風理論は、まず球対称と定常状態を仮定して、星の内部構造を決める方程式を解く。次に、求めた定常解を水素外層の質量がしだいに減って行く系列にならべて、新星の時間変化を近似的にもとめる方法である。新星爆発ではごく初期を除くと、光度の時間変化のタイムスケールは力学的タイムスケールより長い。ある瞬間をとれば定常状態の解を求めて光度な



どを計算することができる。このようにして求めた定常解を水素外層の質量が減って行く順につなげて、新星の光度変化を追跡する。この方法の利点は、質量放出率が定常解の固有値として正確に出てくること、および光球の温度や半径を正確に求めることができるので、新星の理論光度曲線を計算することができることにある。放出されるガスは光球の内側で加速されるので、光学的に厚い恒星風 (optically thick wind) 理論ともよばれる。ただし、新星爆発のごく初期は定常近似があまりよくないため、可視光のピーク後の段階を計算するのに使われる。

ここでは新星風理論とその応用について説明する。まず新星風理論で解く方程式を紹介する。定常状態を仮定しているため、運動方程式

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (6.33)$$

には時間依存の項は出てこない。ここで白色矮星につもったガスの質量が白色矮星の質量  $M$  より十分小さいと仮定した。状態方程式

$$P = \frac{kT}{\mu m_a} \rho + \frac{aT^4}{3} \quad (6.34)$$

は、ガス圧と輻射圧を加えたものであり、 $\mu$  は平均分子量、 $m_a$  は原子質量単位である。質量の連続の式は積分形

$$4\pi r^2 \rho v = \text{定数} = \dot{M} \quad (6.35)$$

で与えられる。熱の拡散方程式は

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa\rho L_r}{16\pi acT^3 r^2} \quad (6.36)$$

となる。ここで  $\kappa$  は吸収係数 (拡散係数) といい、温度と密度の関数である。この吸収係数は、ガスが光のエネルギーの流れをさまたげる度合を示す。吸収係数は 1990 年代はじめに再計算され、絶対温度 15 万度付近に鉄のスペクトルによる大きなピークが現れた。後で述べるように、このことが新星の激しい質量放出をひき起こす。

新星の計算において、ガスが大きく広がっている時期には、対流は無視できる。これはガスが加速されて流れているため、対流がひとまわりしな

うちに、ガスが光球まで流れていってしまうこと、またガスの密度が低く、対流がエネルギーを運ぶ効率が悪いことなどのためである。

エネルギー保存の式は積分することができ、

$$L_r + \dot{M} \left( \frac{v^2}{2} + w - \frac{GM}{r} \right) + L_n = \text{定数} \quad (6.37)$$

となる。ここで、 $L_r$  はガス中を流れる光のエネルギー・フラックスの半径  $r$  での値、核反応光度  $L_n$  は半径  $r$  で核融合反応により生成されるエネルギー・フラックス、 $w$  は半径  $r$  でのエンタルピー

$$w = \frac{5}{2} \frac{kT}{\mu m_a} + \frac{4}{3} \frac{aT^4}{\rho} \quad (6.38)$$

をあらわす。 $L_n$  は核融合反応が起こっている狭い領域をのぞくとゼロである。式 (6.37) は、流れるガスが持っている運動エネルギー、ガスと輻射のエンタルピー、それに重力エネルギーの合計と輻射によるエネルギーの流れを合わせたものが場所によらず一定であることを示している。また、質量放出率  $\dot{M}$  は、固有値としてそれぞれの解に対し一義的に求まる。

時間変化する星の進化の方程式は通常 5 本だが、ここでは白色矮星の上に積もった水素層の質量を小さいとしているので、方程式は 4 本になる。すなわち、式 (6.33)、(6.35)、(6.36)、(6.37) である。これらを連立方程式として解くときには 4 つの境界条件が必要となる。

はじめに光球面での条件について述べる。(参考のため、後で出てくる図 6.19 を参照。) 一般に星の構造を解くときには、表面の境界条件として、光球面  $\tau = 2/3$  で輻射が黒体輻射である ( $L = 4\pi r^2 \sigma T^4$ ) という条件をつける。ここで  $\tau$  は

$$\tau = \int_r^\infty \kappa \rho dr \quad (6.39)$$

で定義される光学的深さである。しかし、質量放出している場合には、密度が光球付近で急激には落ちず、 $\tau$  は 1 より小さくならない。そこで  $\tau = 2/3$  のかわりに

$$\tau \equiv \kappa \rho r = \frac{8}{3} \quad (6.40)$$

をみたく場所を光球面と定義し、そこでの輻射が黒体輻射である

$$L_r = 4\pi r^2 \sigma T^4 \quad (6.41)$$

という条件をつける。質量放出があると、 $\tau$  は  $8/3$  より小さくならない。

2 つめの境界条件は、水素外層の底 ( $r = R_{WD}$ ) でつける。核反応で生成されるエネルギーは外側の水素外層へ放出され、白色矮星の内部には流入しない、

$$L_r = 0 \quad (6.42)$$

という条件である。

3 つめの境界条件は臨界点で与える。これは次のようにする。式 (6.33) および (6.35) を変形すると、次のようになる。

$$\frac{d \ln v}{d \ln r} = \frac{\frac{2kT}{\mu m_a} - \frac{GM}{r} - \frac{d \ln T}{d \ln r} \left( \frac{kT}{\mu m_a} + \frac{4aT^4}{3\rho} \right)}{v^2 - \frac{kT}{\mu m_a}} \quad (6.43)$$

この式は分母がゼロになる場合がある。微分が発散しないためには、分母がゼロになると同時に分子もゼロにならなくてはならない。つまり

$$\frac{2kT}{\mu m_a} - \frac{GM}{r} - \frac{d \ln T}{d \ln r} \left( \frac{kT}{\mu m_a} + \frac{4aT^4}{3\rho} \right) = 0 \quad (6.44)$$

$$v^2 - \frac{kT}{\mu m_a} = 0 \quad (6.45)$$

を同時に満たす必要がある。式 (6.45) を満たす点を臨界点 (critical point) という。そこでは速度が等温音速 ( $\partial P / \partial \rho)_T = \sqrt{kT / \mu m_a}$  に等しくなっている。この状況は太陽風のパーカー解と同じである。臨界点を通らない解もあるが、無限遠までつながらないなど、この場合には適切ではない。臨界点を通る解のみが星の内部で速度が小さく、遠方で超音速に加速される。したがって、ここでは解が臨界点をもつことを境界条件とする。O 型星などの、スペクトル線で加速される質量放出 (line driven wind) では臨界点が光球の外にあるが、新星風ではこの臨界点が光球の内側にある。

4 つめの境界条件は、水素外層の質量

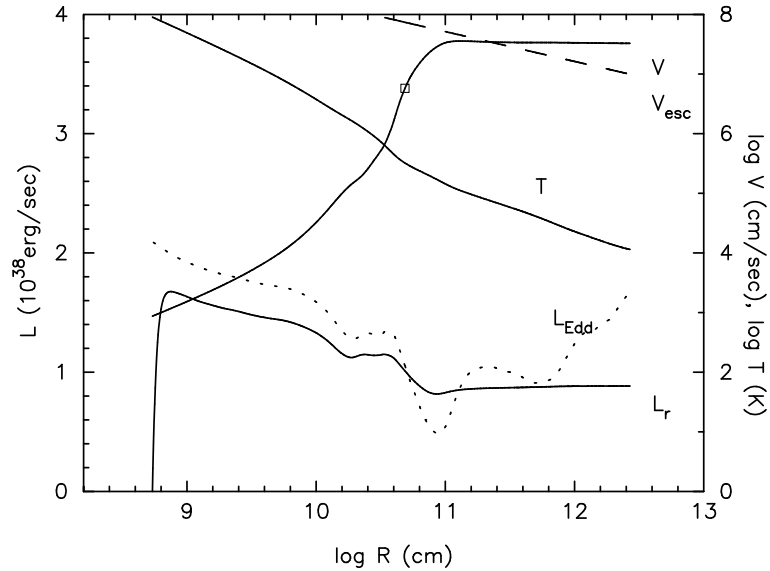


図 6.14 新星の質量放出解の例。横軸は半径、縦軸は速度  $v$ 、脱出速度 ( $v_{\text{esc}} = \sqrt{2GM/r}$ )、温度 ( $T$ )、局所エディントン光度 ( $L_{\text{Edd}}$ )、輻射流束 ( $L_r$ )。線の左端は白色矮星の表面 ( $0.0078 R_{\odot}$ )、右端は光球 ( $38.5 R_{\odot}$ )。白色矮星の質量は  $1.0 M_{\odot}$ 、元素組成は  $X = 0.45$ 、 $Y = 0.18$ 、 $C = 0.15$ 、 $O = 0.1$ 、 $Z = 0.02$  とした。印は臨界点の位置 ( $0.70 R_{\odot}$ )。

$$\Delta M_{\text{env}} = \int_{R_{\text{WD}}}^{R_{\text{ph}}} 4\pi r^2 \rho dr \quad (6.46)$$

である。ここで  $R_{\text{ph}}$  は光球面半径である。

図 6.14 に解の例を示す。この図は質量が  $1.0 M_{\odot}$  の白色矮星のまわりのふくれたガスの内部構造で、光球半径  $38.5 R_{\odot}$ 、光球温度  $11,000 \text{ K}$ 、質量放出率  $1.58 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{年}$ 、光球面より下の水素外層の質量  $0.99 \times 10^{-5} M_{\odot}$  である。ガスの速度は臨界点のあたりで急速に増加し、光球の内側ですでに脱出速度を越えている。このように加速が光球の内側で起きているのが新星風の特徴である。

ここで輻射流束  $L_r$  に注目しよう。水素外層の底、つまり白色矮星の表面  $\log r (\text{cm}) = 8.73$  で核反応がおこり、 $L_r$  が外にむけて増大している。

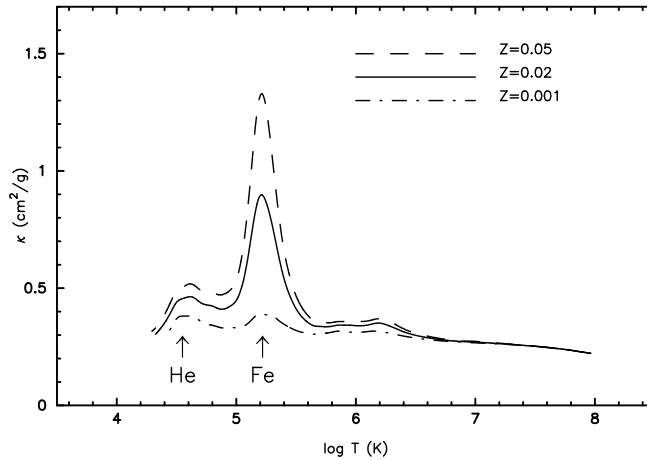


図 6.15 ガス中での光の流れにくさの程度を示す吸収係数。横軸は定常解の温度、縦軸はそれに対応する吸収係数。吸収係数は、鉄 (Fe)、ヘリウム (He) などの電離領域で大きくなる。ピーク大きさは重元素量  $Z$  に大きく依存する。

その後で減少しているのは、式 (6.37) により、 $L_r$  の一部がガスを重力場に逆らって持ち上げるための仕事に使われているからである。また、 $L_{\text{Edd}}$  は  $\log r$  (cm)  $\sim 10.8$  あたりで急に減少しているが、これは吸収係数が図 6.15 にみられるように  $\log T$  (K)  $\sim 5.2$  に鋭いピークをもつことに対応している。吸収係数が大きくなると、輻射の流れが遅くなり、そこに熱がたまる。輻射の温度が上がると圧力も大きくなるので、ガスを外へ向けて押し出す。臨界点はこの吸収係数のピークの内側にあらわれ、そこで加速が起こっているのである。

### 6.3.3 新星の1サイクル

時間変化がゆっくりしている現象を考えると、時間変化を直接追う計算をするかわりに、定常解を時間変化の系列にならべることで効率よく進化を追える。新星の場合には、光度の時間変化はふくらんだ水素外

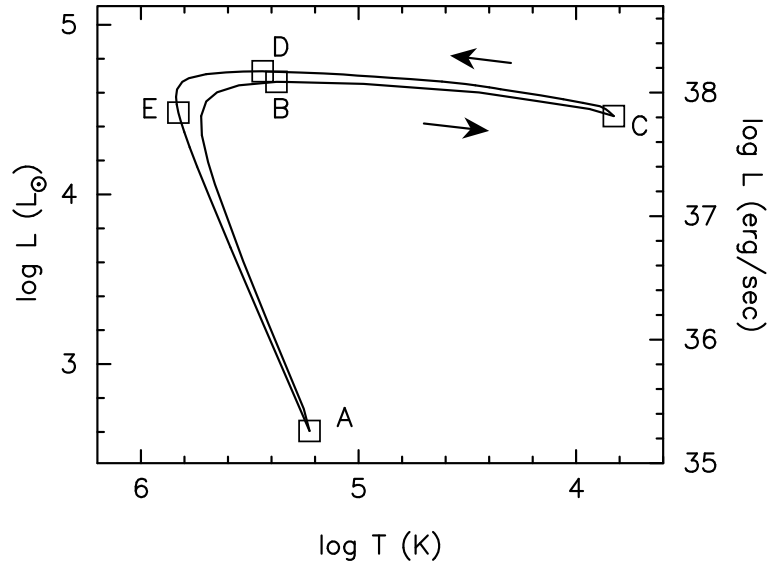


図 6.16 新星爆発の 1 サイクル。A：質量降着している白色矮星。B：質量放出のはじまり。C：実視等級のピーク。D：質量放出がやむ。E：水素の核融合反応がやむ。白色矮星の質量は  $1.0 M_{\odot}$ 。水素外層中の元素組成は一律で  $X = 0.35$ 、 $Y = 0.33$ 、 $CNO = 0.30$ 、 $Z = 0.02$  の場合。

層の力学的タイムスケールより長いので、定常解を水素外層の質量が減少する系列にならべることによってその進化を追うことができる。具体的には、いろいろな水素外層質量に対して定常解を求めておく。すると新星の時間発展は、

$$\frac{d}{dt} \Delta M_{\text{env}} = -\dot{M}_{\text{wind}} - \dot{M}_{\text{nuc}} + \dot{M}_{\text{acc}} \quad (6.47)$$

より、水素外層の質量の変化として追いかけることができる。ここで、 $\dot{M}_{\text{wind}}$ 、 $\dot{M}_{\text{nuc}}$  および  $\dot{M}_{\text{acc}}$  は、それぞれ、新星風による質量放出率、核融合反応により水素外層が減少する率、相手の星からの質量降着率である。また、 $\dot{M}_{\text{wind}}$ 、 $\dot{M}_{\text{nuc}}$  および  $\dot{M}_{\text{acc}}$  は正あるいはゼロとする。

このようにして得られた新星爆発の 1 サイクルを HR 図 6.16 に示した。質量降着をしている白色矮星は点 A にいる。ここでの構造は白色矮

星の表面に水素ガス (質量は  $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$  程度 : 図 6.13 参照) が薄く積もっている。水素ガスの底で不安定核燃焼がはじまると、急激な核エネルギー生成のために対流がおこり、ガスはほとんどふくれずに明るくなる。その後ガスがふくれるとともに対流が消え、表面温度が下がって点 C に達する。ここは可視光 (実視等級) のピークに相当する。これ以後は、核燃焼は安定になり、E 点まで続く。点 B から点 D までは、質量放出 (新星風) がおこり、白色矮星の上にたまった水素ガスの大部分は飛ばされる。光球の半径は点 C で最大になり、その後は質量放出でガスが出て行くとともに、光球半径は小さくなる。(後の図 6.19 を参照。) 光度はあまり変化せずに、光球半径が減少するので、黒体放射の関係式  $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$  に従い、光球温度は上がる。したがって、水素外層の質量が減るタイムスケールで星は左側 (高温側) に移動する。点 C から D までは質量放出と核反応により水素層が減るため、星は左に進む。点 D から E までは水素核燃焼により水素層が減るので左にすすむ。点 E に達すると核燃焼が終り、星はゆっくり暗くなり点 A にもどる。

典型的な古典新星では、核燃焼のはじめから可視光のピークまで (点 A から C まで) が数日程度、その後減光して暗くなるまで (点 C から点 E まで) に数ヵ月から数年くらいかかる。

#### 6.3.4 減衰期の光度曲線

新星が光度のピークに達してから後の時期 (減衰期) では、白色矮星の表面での水素核融合反応は安定に進行する。図 6.16 からわかるように、この時期の新星の光度はほぼ一定でエディントン光度に近い。質量放出のため、放出ガスの外から光に対して透明になり、内部の高温部分が見えてくる (光球面が内部に移動する) ので、光球温度は上昇する。

絶対等級が一定のまま光球温度が上がると、実視等級は光球温度が  $7000 - 8000 \text{ K}$  でピークになり、それ以後は暗くなる。温度が数万度になると、黒体放射 (プランク分布) のピークが可視光から紫外線の領域に移動するため、紫外線の強度が上がる。温度が 10 万度を越すと、今度は紫外線が弱くなり、軟 X 線が強くなる。この様子は図 6.17 でみてとれる。

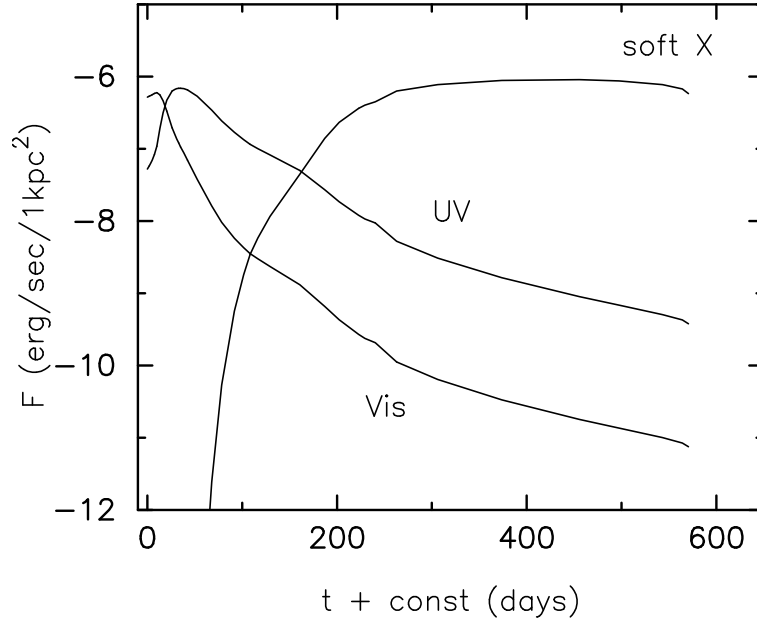


図 6.17 可視光 (Vis:  $V$  等級)、紫外線 (UV:  $911 - 3250\text{\AA}$ )、軟 X 線 (soft X:  $5.1 - 123\text{\AA}$ ) の光度曲線。白色矮星の質量が  $1.0M_{\odot}$  の場合。右端は核融合反応が止まる時点。

つまり新星爆発は、初期には可視光で明るい天体として観測され、その後、紫外線で明るくなり、やがて軟 X 線源となり、水素核燃焼が消えると、全輻射光度が落ちて終了する。

あとで述べるように、図 6.17 や図 6.18 のように、光球温度  $T$  の黒体輻射からのフラックスで光度を計算すると、多くの場合に観測とは合わない。これは図 6.19 の模式図のように、光球の外で自由-自由遷移による連続光が効いてきて、スペクトルが黒体輻射からかけ離れるからである。この場合は、自由-自由遷移による等級  $m_{\lambda}$  を

$$F_{\lambda} \propto \int N_e N_i dV \propto \int_{R_{\text{ph}}}^{\infty} \frac{\dot{M}_{\text{wind}}^2}{v_{\text{wind}}^2 r^4} r^2 dr \propto \frac{\dot{M}_{\text{wind}}^2}{v_{\text{ph}}^2 R_{\text{ph}}}, \quad (6.48)$$

$$m_{\lambda} = -2.5 \log F_{\lambda} + \text{定数} \quad (6.49)$$



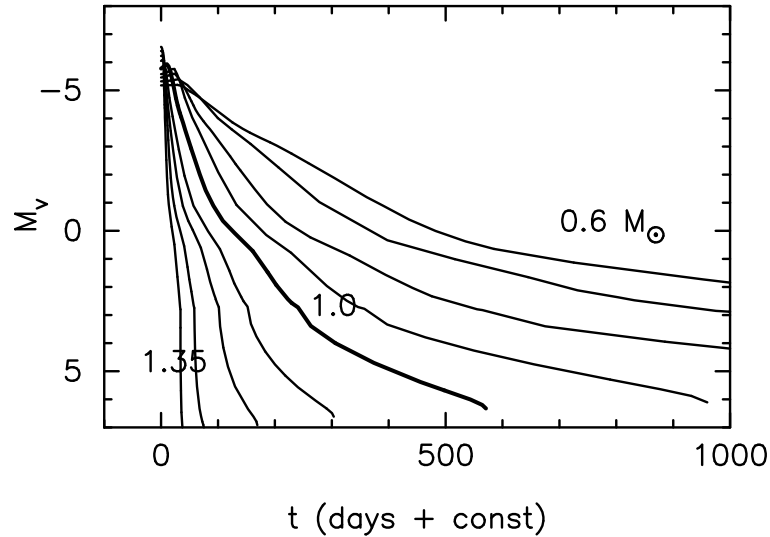


図 6.18 黒体輻射近似による新星の光度曲線 (実視等級)。新星風理論により計算したもの。光度曲線の右端は水素核融合反応が止む時点に対応。白色矮星の質量を  $0.6 M_{\odot}$  から  $1.3 M_{\odot}$  まで  $0.1 M_{\odot}$  きざみで変えた。さらに  $1.35 M_{\odot}$  を追加。水素外層の元素組成は  $X = 0.45$ 、 $Y = 0.18$ 、 $C = 0.15$ 、 $O = 0.2$ 、 $Z = 0.02$  とした。

により見積もればよい。ここで、 $N_e$  と  $N_i$  はそれぞれ電子および、電離イオンの数密度、 $dV$  は体積積分をあらわす。また、 $\rho_{\text{wind}} = \dot{M}_{\text{wind}} / 4\pi r^2 v_{\text{wind}}$  の関係式 (定常状態の連続の式 [6.35]) を使った。 $\dot{M}_{\text{wind}}$  は質量放出率、 $\rho_{\text{wind}}$  および  $v_{\text{wind}}$  はそれぞれ、新星風中の密度、速度をあらわす。 $v_{\text{ph}}$  は光球面における新星風の速度、 $R_{\text{ph}}$  は光球面半径である。それぞれの値は新星風理論で求めた値を用いて計算できる。その結果を図 6.20 に示す。自由-自由遷移で見積もった等級も、白色矮星の質量と元素組成に依存する。

### 6.3.5 新星の速さを決めるもの

新星には、減光の速さが 1 ヶ月ほどと非常に速いものから、数年 ~ 数 10 年と遅いものまでいろいろある。爆発のさいに飛び散るガスの速度は、

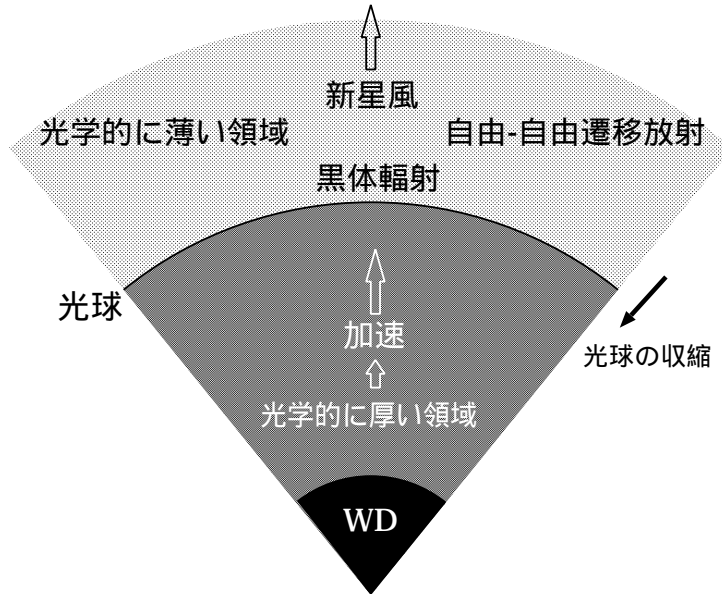


図 6.19 新星爆発時の水素外層の模式図。WD は白色矮星 (White Dwarf) を意味し、白色矮星表面で水素の殻燃焼が起きている。水素外層は、光学的に厚い領域 (光球の内側) で加速され、新星風として放出される。光球の外側は光学的に薄い (いわば透明な) ガスの領域。自由-自由遷移による放射光はこの透明な領域から出てくる。

減光の速さと関係があり、減光が速いものほどガスの速度も大きい。はやい新星では数 1000 km/秒、おそい新星では数 100 km/秒である。これを新星のスピードクラス (speed class) という。

このスピードクラスが何によって決まるか、という問題は 1980 年代から議論されてきた。水素の不安定核融合反応により新星爆発が起こったあと、水素ガスは大きく広がり ( $\gtrsim 100 R_{\odot}$ )、連星系をつつみこむ。ガスの中で伴星が超音速で公転運動をするため、ガスと伴星の間に衝撃波が形成され、その衝撃波加熱により、ガスがエネルギーをもらって吹き飛ばす説が提案された。また、1990 年代始めに OPAL 吸収係数が計算されるまでは、新星風の加速も弱く、減光もおそかったため、新星爆発を起こす白色

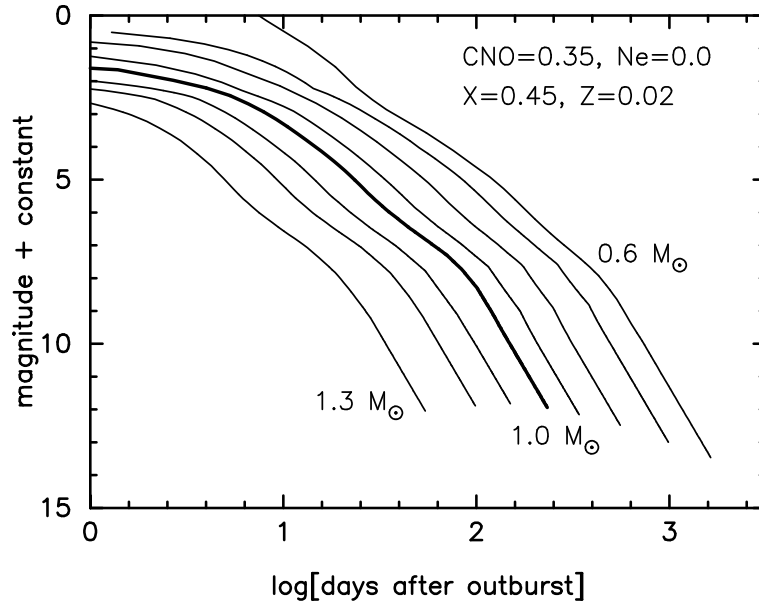


図 6.20 新星風理論に基づき式 (6.48)–(6.49) から計算した自由-自由遷移放射光による光度曲線。光度曲線の右端は新星風が止む時点に対応。白色矮星の質量は左から 1.3、1.2、1.1、1.0 (太線)、0.9、0.8、0.7、0.6  $M_{\odot}$ 。縦軸は光度曲線が重ならないように少しずつずらしてある。

矮星は非常に重いものに限られるという説もあった。しかしこれらの説は新星風理論が確立して、必要ではなくなった。

新星風が加速される領域は、OPAL 吸収係数のピークのある場所なので、光球よりかなり内側にある。そこはガスの密度が高いので、質量放出率は他のメカニズムによる質量放出率よりかなり大きい。そのためガスが速く飛びちり、新星の減光が速くなる。したがって、軽い白色矮星でも観測と矛盾のない新星爆発のタイムスケールが得られる。また、伴星による衝撃波加熱もあまり効かないことがわかった。これは新星風の加速が伴星の軌道より内側でおこるため、ガスが伴星の軌道を横切るときには、その速度は伴星の軌道運動の速度よりかなり速い。そのため、伴星の運動による加熱はガスを更に加速することができないからである。

新星風理論では、減光の速さは白色矮星の質量とガスの元素組成に依る。図 6.18 には、元素組成を一定にして、白色矮星の質量を変えたときの光度曲線を示した。白色矮星が重いと減光は速い。これは白色矮星の質量が大きいと、図 6.13 に示したように、不安定核反応がはじまる水素ガスの質量が小さく、つまり光度のピーク時のガスの質量も小さいので、新星風でガスのほとんどが吹きとばされるまでの進化時間が短いからである。

また減光の速さはガスの化学組成にも依る。減光がはやいか遅いかを決めるのは新星風の強さ(質量放出率)である。その新星風は、ガスの底から流れる輻射流束がブロックされてガスを加速することによって起こる。このブロックは図 6.15 から分かるように、温度  $\log T$  (K)  $\sim 5.2$  の吸収係数のピークによる寄与が大きい。Fe や C、O などの重元素が多いほどこのピークは大きいので、重元素が多いほうが、速く減光する。1970 年代後半から 20 年にわたって活躍した *IUE* 衛星の紫外線観測により、新星爆発のさいにとびちるガス中に C や O など白色矮星を構成する物質が大量にまざっていることがわかってきた。白色矮星の質量が同じなら、重元素が多く混ざっているほど加速が大きいので、新星の減光は速い。

### 6.3.6 X 線のターンオフ時間

X 線のターンオフ時間は白色矮星の質量を決めるのにとっても貴重な観測量である。新星の減光の速さは白色矮星の質量に強く依存し、化学組成にも少し依る。元素組成はスペクトル観測から決められることが多いのに対し、白色矮星の質量に関する手がかりは他にはあまりないからである<sup>4)</sup>。

ターンオフ時間の計算結果の一例を図 6.21 に示した。軟 X 線光度のオンやオフを観測した例としては、1992 年のはくちょう座新星 (V1974 Cyg) や 1983 年のはえ座新星 (GQ Mus) がある。V1974 Cyg の X 線オンおよびオフの観測は後の図 6.25 にも示してある。ターンオフタイムから、白色矮星の質量はそれぞれ  $1.05M_{\odot}$ 、 $0.65M_{\odot}$  ほどと見積もられている。

<sup>4)</sup> 連星系の軌道運動をスペクトル線のドップラー効果から決めることができれば、白色矮星の質量を推定できる。しかし、そのような例は新星の場合それほど多くない。

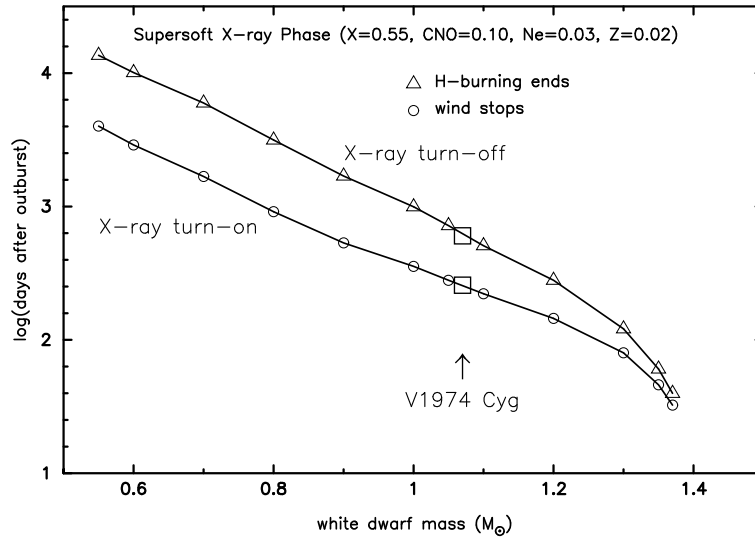


図 6.21 新星爆発の後に超軟 X 線が観測され始めるターンオン (turn on) 時間と、それが止むターンオフ (turn off) 時間。

### 6.3.7 超エディントン光度

新星のピーク光度は多くの場合、エディントン光度 (定義式 [6.12]) を超えている。これを超エディントン光度という。なぜエディントン光度を超えて明るくなるかについては理論的に明らかになっていない。

新星のピーク光度 (等級) とスピードクラスの間には、図 6.22 のように、統計的に意味のある関係式が成り立っている。観測から導出された経験的な関係式を MMRD (Maximum Magnitude-Rate of Decline: 最大等級-減衰率) 関係という。たとえば、図 6.22 に示されている破線は、

$$M_{V,\max} = -12.0 + 2.54 \log t_3 \quad (6.50)$$

である。ここで、 $t_3$  は極大光度から 3 等暗くなるまでの日数であり、スピードクラスをあらわすパラメータである。つまり、 $t_3$  が小さいものほど減衰が速く、大きいものほど遅い。系外銀河に出現する新星は、極大においても暗く見えるので、さらに 3 等暗くなるまで測定するのはむずか

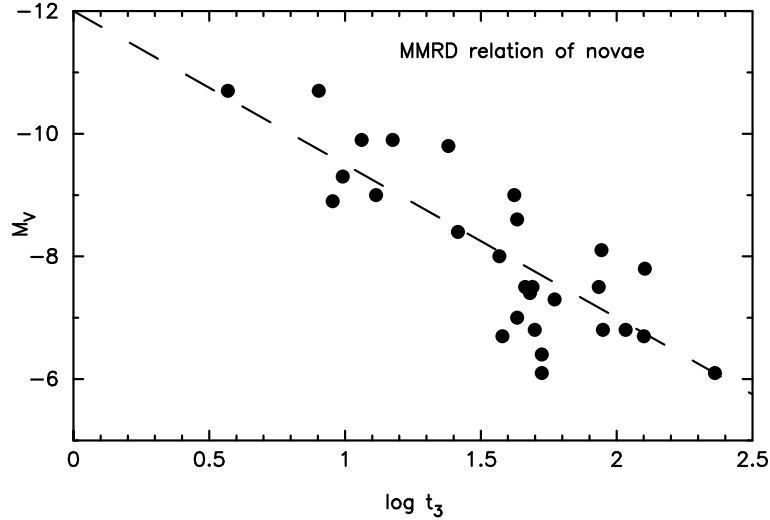


図 6.22 新星の極大光度とスピードクラスの関係。 $M_V$  は新星の極大実視等級。 $t_3$  は新星の極大光度から 3 等暗くなるまでの日数。図のデータは Downes & Duerbeck (2000 年, *A. J.*, 120, 2007) より採用した。

しい。そのような場合は、ピーク光度から 2 等暗くなるまでの日数  $t_2$  を使う。 $t_2$  についても、

$$M_{V,\max} = -11.3 + 2.55 \log t_2 \quad (6.51)$$

という関係式が求められている。また、 $t_3$  と  $t_2$  の間の観測的な経験式も

$$t_3 \approx 1.68t_2 + 2 \quad (6.52)$$

などと提案されている。

エディントン光度は前々節 6.1 で述べたように、静水圧平衡にある星の上限光度である。たとえば、超新星爆発では、飛び散るガスの内部で重力と圧力勾配がつりあっているわけではなく、それを記述する運動方程式は静水圧平衡からかけはなれている。ガスは自由膨張に近く、エディントン光度という上限は意味がない。実際、超新星の光度はエディントン光度をはるかに超えている。新星も質量放出があるので、水素外層は厳密

には静水圧平衡にはない。しかし、運動方程式 (6.33) の第 1 項の慣性項 ( $v dv/dr$ ) が小さいため、理論的に計算して得られた光度はほぼエディントン光度である。エディントン光度は定義式 (6.12) に  $M_r = M$  および  $\kappa = \kappa_{\text{ph}}$  と光球面での値を代入すれば得られる。光球表面の吸収係数の値  $\kappa_{\text{ph}}$  は水素外層の元素組成に依存し、重量比で水素 35%、炭素 10%、酸素 20% のとき、

$$M_{V,\text{Edd}} = -4.25 - 1.75 (M_{\text{WD}}/M_{\odot}) \quad (6.53)$$

である (蜂巢・加藤: 2004 年, *Ap. J.*, 612, L57)。白色矮星の質量が  $1.0 M_{\odot}$  なら、 $M_{V,\text{Edd}} = -6.0$ 、 $1.3 M_{\odot}$  なら、 $M_{V,\text{Edd}} = -6.5$  等となる。これらが質量放出 (新星風) のない場合に比べて少し暗いのは、内部から出てくる輻射流束の一部が、重力に逆らってガスを持ち上げることに使われるからである。

以上のようなことを考慮すると、新星現象を起こす典型的な白色矮星の質量が  $1.0 M_{\odot}$  だとして、図 6.22 では、最大 5 等級もの超エディントン光度が実現されていることが分かる。同図からも分かるように、超エディントン光度を大きく超える新星はスピードクラスが速いものも多く、エディントン光度近くのものはい遅いものが多い。また、一般に減光が速い新星は、ガスの膨張速度も大きい。

新星のピークがなぜ超エディントン光度になるのかを説明する整合性のある理論はまだない。最近提案されているのは、膨張する水素外層は一樣ではなく、場所により密度の濃淡が非常に大きいとする仮説である。これは超エディントン光度を出すために、球対称の仮定を少し緩めたものである。輻射が密度の薄い部分をより多く通過すれば、一樣な場合に比べて、ずっと流れやすくなり、実効的な吸収係数が小さくなるために、実効的にエディントン光度が大きくなるという説である。しかし密度のムラを作る不安定性がどのように成長するかなど詳しいことはわかっていない。

### 6.3.8 光度の減衰の相似則

新星風理論による光度曲線には、相似則がみられる。たとえば、紫外線の黒体輻射近似による光度曲線の縦軸と横軸を適当にスケール変換する

と、その形が一致する。また、図 6.20 にある自由-自由遷移による光度曲線も、縦横の平行移動で、図 6.23 のようにほぼ重なる。これらは、白色矮星の質量や化学組成にはほとんどよらない。図 6.23 では、その減光の傾きは新星爆発の中程 (図の  $t = 5 - 100$  日あたり) で  $F_\lambda \propto t^{-1.75}$  程度である。ここで、 $t$  は爆発後の時間、 $F_\lambda$  は波長  $\lambda$  におけるフラックスである。その後、図 6.23 にあるように、 $t = 100$  日あたりで急に折れ曲がり、ほぼ  $F_\lambda \propto t^{-3}$  に沿って減光する。

後半の時間依存性  $t^{-3}$  は、全質量が変わらずにガス球が膨張することで説明できる。すなわち、

$$F_\lambda \propto \int N_e N_i dV \propto \int \left(\frac{M}{V}\right)^2 dV \propto \frac{M^2}{V} \propto (v_{\text{wind}} t)^{-3} \quad (6.54)$$

自由-自由遷移による光度曲線は可視光より波長が長ければ、波長依存性がない。したがって、図 6.24 のように可視域 ( $y$ -等級) でも、赤外域 ( $K$ -等級) でも同じ形の光度曲線となる。

### 6.3.9 新星の光度曲線解析

この節では光度曲線の形から何がわかるかをみてみよう。

図 6.25 は 1992 年に爆発した、はくちょう座の古典新星 V1974 Cyg の観測データである。可視光のほかに、紫外線衛星 *IUE* による紫外線 (波長  $1455\text{\AA}$  前後の連続光成分) の光度曲線と X 線衛星 *ROSAT* による軟 X 線のデータも示した。実視等級 (可視光) が落ちるとともに紫外線のフラックスが上がり、やがて X 線のフラックスが上がっている。これらは前節でみたとおり、表面温度がしだいに上がっていくことを示している。

ここで各実線は理論モデル計算を示している。X 線と紫外線は、黒体輻射近似に基づき計算した。可視光については、自由-自由遷移モデルにより、その光度を求めた。理論曲線は白色矮星の質量と元素組成に依存する。質量と元素組成を変えて光度曲線を計算し、観測データと合わせる。可視光の減光の速さや紫外線のピークの位置、X 線が出現する時期と急激に落ちる時期が合うように選ぶと、白色矮星の質量と水素外層の元素組成をある程度決めることができる。図にある理論曲線はこのようにして選



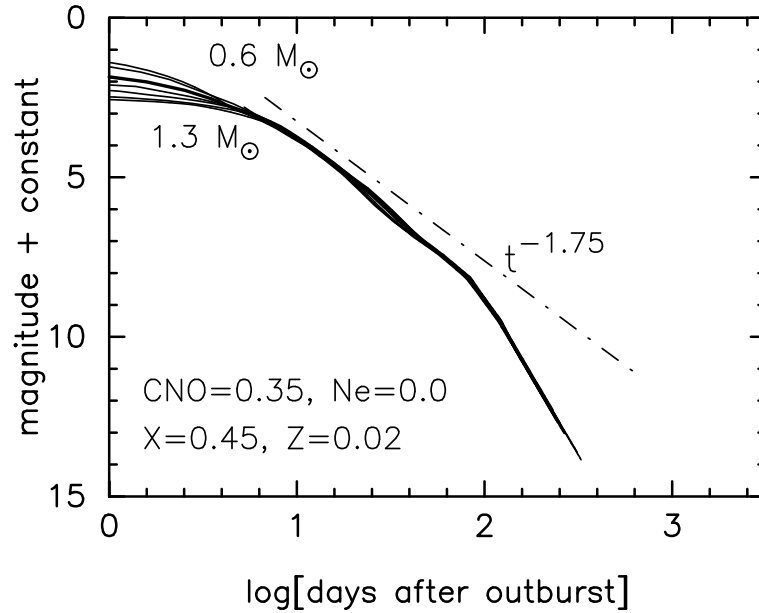


図 6.23 図 6.20 の自由-自由遷移放射光による光度曲線を平行移動し、  
1.0  $M_{\odot}$  の線に重ねたもの

んだものである。

V1974 Cyg の紫外線のスペクトル解析から、飛び散るガスの元素組成が太陽組成からずれていることが分かっている。水素は少し減り、炭素と酸素が増えており、ネオンも若干増えている。図にある理論曲線はこの観測の傾向と一致する。

次の図 6.26 は、回帰新星 U Sco の光度曲線である。この天体はだいたい 10 年おきに爆発が観測されており、減光のしかたが毎回ほとんど同じでよくそろっている。 $t_3 \sim 6$  日と減光が非常に速いことから、白色矮星の質量は非常に重い。U Sco は静穏期も爆発時も、ともに食が観測され、公転周期が 1.23 日である。

観測は 1.37  $M_{\odot}$  の白色矮星のモデルで非常によく合っている。前節 6.1 でみたように、ガスを降着している白色矮星の上限質量は 1.38  $M_{\odot}$  程度であるので、この星は上限質量に非常に近く、次節 6.4 に述べるよう

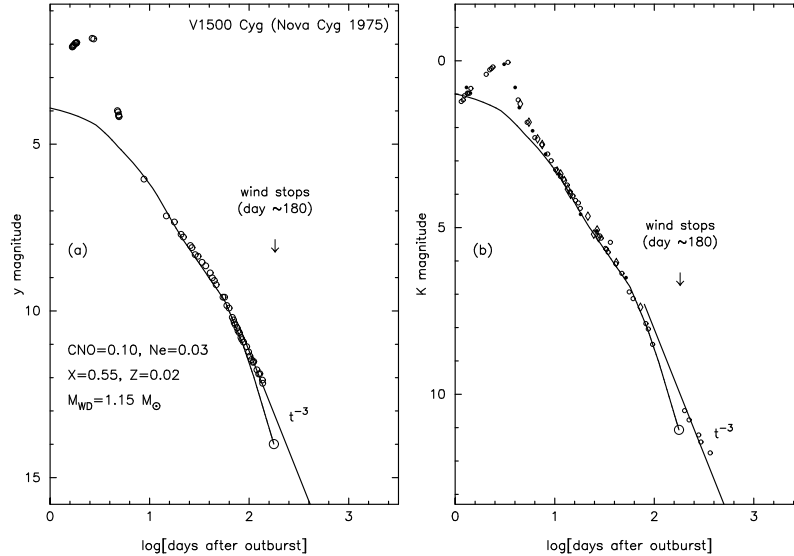


図 6.24 古典新星 V1500 Cyg の観測。(a) 連続光の光度曲線を求めるために線スペクトルの影響をうける広帯域の V-フィルターに代り、中間帯域  $y$ -フィルターを用いた  $y$ -等級。観測点は Lockwood & Millis (1976 年, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 88, 235) より。(b) は赤外線  $K$ -バンド (中心波長  $2.2 \mu$ ) による等級。観測点は Ennis et al. (1977 年, *Ap. J.*, 214, 478)、Kawara et al. (1976 年, *Publ. Astr. Soc. Japan*, 28, 163)、Gallagher & Ney (1976 年, *Ap. J.*, 204, L35) より。実線は  $1.15 M_{\odot}$  の白色矮星に対する自由-自由遷移による光度曲線。このモデルの水素外層の元素組成は、重量比で水素 55%、CNO が 10%、Ne が 3% である。

に Ia 型超新星爆発の直前の天体であるといえる。

このように、新星風理論は新星の光度曲線を再現できる唯一の方法であるが、定常解をつなげて変化を追いかけるという手法のために限界もある。例えば、変化の速い新星の立ち上りやピーク光度付近は扱えないし、新星の一部に見られる振動する光度曲線なども扱えない。またダスト形成などの効果も入っていないので、ダストによる減光は追えない。しかし新星の光度曲線を解析して白色矮星の質量や距離などを定量的に決める最も有力な手段である。

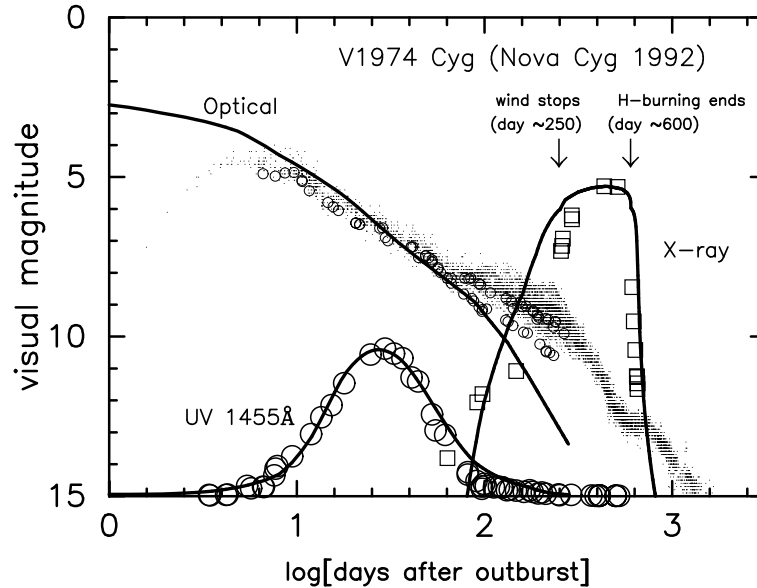


図 6.25 はくちょう座の古典新星 V1974 Cyg の光度曲線モデル。可視光は黒点が AAVSO より、小さい は Chochol et al. (1993 年, *Astr. Ap.*, 277, 103) の V-等級より。大きい は紫外線の連続光 (1455Å) を表し、リニアスケールである。 は、ROSAT 衛星による軟 X 線 (0.1 – 2.4 keV) の観測で、Krautter et al. (1996 年, *Ap. J.*, 456, 788) より。ピークの X 線強度が 76.5 カウント/秒であり、図の上限が 10000、下限が 0.01 カウント/秒の対数スケールである。白色矮星の質量は  $1.05 M_{\odot}$ 、ガスの元素組成は質量比で  $X = 0.55$ 、 $\text{CO} = 0.1$ 、 $\text{Ne} = 0.03$  の場合。実線の自由-自由遷移による可視域の光度曲線は新星風がやむまでを表示。爆発後 100 日くらいから、実視等級 (小さい ) とずれてくるのは、酸素の禁制線などの強い線スペクトルの影響である。

表 6.2 には、このようにして決めた白色矮星の質量がまとめてある。この表でわかるように、新星をおこす白色矮星は、軽いものから重い極限に近いものまで、いろいろなものがある。新星のスピードクラスとの関係は、速いものは重い白色矮星、遅いものは軽い白色矮星に対応している。また、白色矮星の質量が同じなら、ガス中に C や O など重元素が多く含

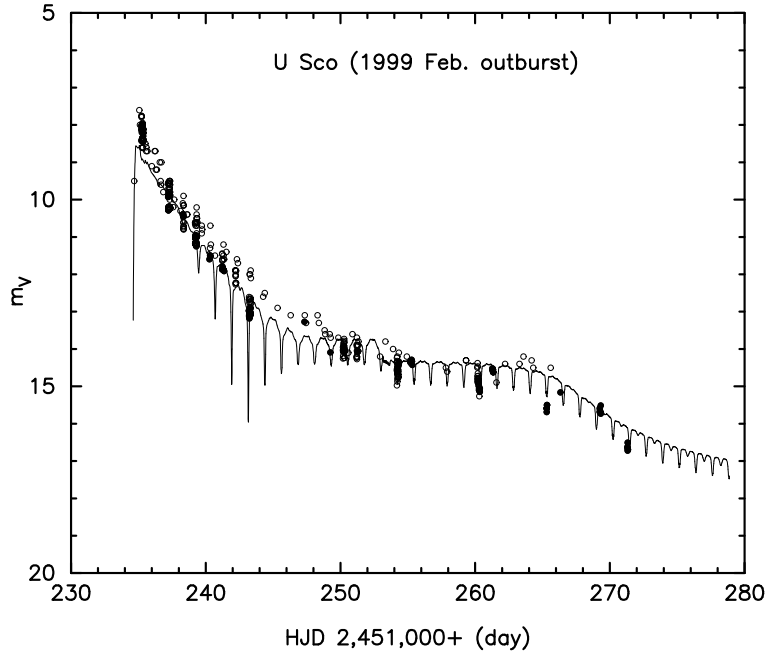


図 6.26 回帰新星 U Sco の光度曲線。丸印は 1999 年 2 月 25 日に爆発したときの観測データで、実線が理論曲線。白色矮星と降着円盤が周期的に伴星のうしろにまわりこむため、連星周期 1.23 日ごとに食になる。理論モデルとしては、 $1.37M_{\odot}$  の白色矮星とロッシュ・ローブを満たす  $1.5M_{\odot}$  の伴星が  $6R_{\odot}$  ほど離れているとした。Hachisu et al. (2000, Ap.J, 528, L97) の図 2 のデータを使用。

まれているものほど速い。これらの性質は、新星の減光が新星風の強さできまり、新星風の強さは、白色矮星の質量と元素組成に依ることから理解できる。

### 6.3.10 白色矮星の質量は重くなるか

表 6.2 にあるように、新星爆発のさいに飛び散るガスは太陽組成からかけはなれている。水素燃焼による水素の減少とヘリウムの増加は白色矮星が軽ければ数%、重くても 10%程度であるので、この組成異常は新星爆

表 6.2 新星爆発をおこす白色矮星の質量

名前	タイプ	公転周期 (日)	$X_{\text{H}}$	$X_{\text{CNO}}$	$X_{\text{Ne}}$	$M_{\text{WD}}$ ( $M_{\odot}$ )
V1500 Cyg	古典 (f)	0.1396	0.55	0.10	0.03	1.15
V1668 Cyg	古典 (f)	0.1384	0.45	0.35	...	0.95
GQ Mus	古典 (s)	0.0594	0.35	0.30	...	0.65
V351 Pup	古典 (f)	0.1182	0.35	0.20	0.10	0.95
V838 Her	古典 (f)	0.2976	0.55	0.10	0.03	1.35
V1974 Cyg	古典 (f)	0.0812	0.55	0.10	0.03	1.05
U Sco	回帰	1.2306	0.05	...	...	1.37
V394 CrA	回帰	0.7577	0.05	...	...	1.37
RS Oph	回帰	460	0.70	...	...	1.35
T CrB	回帰	227.35	0.70	...	...	1.37

発のときに、白色矮星の一部が積もった水素ガスにまざって飛び散ったことを示している。そのしくみとして理論的に提案されているものは、白色矮星の表面に積もった水素ガスが拡散で白色矮星内部に浸みこみ、そこで核融合反応を起こしたため、核燃焼領域にはCやOが多く、それが対流でまきあげられて飛びちる物質にまざったという説や、降着円盤が白色矮星に接触している赤道付近で、白色矮星の回転速度と円盤内側のガスの回転速度差により流体力学的不安定が起きて、その結果まきあげられたという説、また次節 6.4 で述べるように、連星系の進化過程で伴星にヘリウムがふりそそいだ時期があり、白色矮星に降りつもるガスにはヘリウムがはじめから多かったという説がある。

飛び散るガスにCやOが多い場合は、白色矮星がC-Oからできていることを示している。またNeが多ければ、この白色矮星はO-Ne-Mgからなることを示す。このようにガス中に重い元素が増加しているということは、白色矮星が新星爆発を起こすと、積もったガスとともに白色矮星の一部が飛びちり、白色矮星はわずかに軽くなることを示している。新星爆

発は周期的な現象なので、古典新星では、爆発をくりかえすたびに白色矮星が軽くなる。星の進化の計算からは、C-O からなる白色矮星は質量が  $1.07 M_{\odot}$  以下であり、それより重い白色矮星は O-Ne-Mg からなると示されている。表 6.2 で、白色矮星質量が  $1.07 M_{\odot}$  より小さい O-Ne-Mg 古典新星は白色矮星が爆発とともに削り取られて減少したと考えられる。

いっぽう回帰新星では、重元素の増加は観測されていない。回帰周期(爆発周期)も数 10 年と短いため、白色矮星内部へ水素が拡散していく時間がない。このため、白色矮星物質がまざる機構は働かない。また白色矮星が重いため、質量放出が相対的に弱く、数割程度のガスは爆発後も白色矮星の上に残る。つまり白色矮星の質量は、新星爆発を繰り返すたびにしだいに重くなると考えられる。

## 6.4 Ia 型超新星に至る連星系の進化

### 6.4.1 これまでの理論

Ia 型超新星は白色矮星が爆発したものである。Ia 型超新星の爆発する前の天体は観測的には同定されていないが、超新星の明るさの時間変化やスペクトル、観測される放射性同位元素  $^{56}\text{Ni}$  の質量などから C-O 白色矮星が爆発したものとされている。(詳しくは本巻第 7 章参照。)

白色矮星は中小質量星の一生の最後にできる天体で、電子の縮退圧で支えられている。内部の元素組成は質量が  $M_{\text{WD}} < 0.46 M_{\odot}$  ならヘリウム、 $0.46 M_{\odot} < M_{\text{WD}} < 1.07 M_{\odot}$  なら炭素・酸素 (C-O)、 $M_{\text{WD}} > 1.07 M_{\odot}$  なら酸素・ネオン・マグネシウム (O-Ne-Mg) である。これらの元素は、核融合反応の燃料にもなり得るが、内部は冷えており、温度が低いために核融合反応ははじまらない。したがって単独の白色矮星は爆発しない。

もし白色矮星が連星系のメンバーで、相手の星からガスをもらい重くなり、チャンドラセカール限界になったとする。電子の縮退圧では支えきれなくなり、白色矮星の中心部は収縮をはじめ。すると中心の密度と温度が上昇し、炭素が爆発的に燃焼する。そのとき生じる核燃焼のエネルギーが重力エネルギーを上回るため、白色矮星全体がふきとび、Ia 型超

新星となる。

1980年代中頃までに、いろいろな進化の道筋が検討されてきたが、質量降着して重くなる白色矮星がなかなか見つからなかった。前節 6.3 でみたように、白色矮星にガスが降りつもと新星爆発がおき、つもったガスはほとんど飛ばされて、白色矮星は重くなるどころか、新星爆発のたびに軽くなってしまうからである。

そんな中で、1984年ウェビंक (Webbink) やイベンとツツコフ (Iben & Tutukov) は白色矮星どうしの連星が合体し、Ia型超新星爆発をひき起こすモデルを提案した。中質量星の連星系が2度の共通外層進化を経ると、最終的に2個のC-O白色矮星が形成される。連星の軌道長は初期の1/100程度になるので、公転周期が2-3時間より短いものができる。このような二重白色矮星系は、重力波を出して軌道エネルギーと軌道角運動量を失い、しだいに近づいて宇宙年齢以内で合体する。そのとき質量がチャンドラセカール質量を超えていれば、白色矮星は重力をささえきれずにつぶれ、温度と密度が上昇して炭素の核燃焼が爆発的にはじまり、Ia型超新星爆発となる。

この二重白色矮星系の合体モデルの欠点は、合体する時に、軽い星が重い星の方へ激しく質量降着するため、重い方の星の中心ではなく、外層部分が高温になり、そこで炭素に火がついてしまうことである。斎尾と野本 (1985年) の計算によれば、いったん外層で火がつくと、内側にむけてズブズブと燃えていき、数千年かけて燃焼領域が中心まで到達する。核融合反応のエネルギーがゆっくり生成されるため、熱が輻射として星の表面から放出されるので、爆発には至らない。そのため、C-O白色矮星は爆発することなく、O-Ne-Mg白色矮星になる。O-Ne-Mg白色矮星はたとえチャンドラセカール質量を超えていたとしても、Ia型超新星爆発はひき起こさず、爆縮して中性子星になる。また、これまで発見されている二重白色矮星系は、2つの合計質量がチャンドラセカール質量を超えていないか、超えていても2星が離れすぎている宇宙年齢以内には合体しないものばかりである。これらの理由により、現在ではこのモデルはIa型超新星の有力な候補とはみなされていない。

#### 6.4.2 Ia 型超新星への進化の道筋その 1：超軟 X 線星チャンネル

前節 6.3 で述べた新星風は、新星爆発の時以外に、白色矮星が質量降着している時にもおこる。質量降着率が式 (6.15) より大きいと、白色矮星につもったガスは大きくふくれ、内部の輻射圧の勾配により加速されて新星風がおこる。その時もし伴星からのガスがひきつづき降ってくれば、降着円盤を介して図 6.7 のように白色矮星の上に積もり、円盤部分以外の白色矮星表面から質量放出が起こるだろう。1996 年、蜂巢らにより提案されたこの仮説を質量降着新星風と呼ぶ。これを素過程として連星系の進化に組み込むことにより、Ia 型超新星へいたる連星の進化経路が発見された。以下では、この新しい 2 つの進化経路について述べる。

第一の経路は、図 6.27 と図 6.28 にあるような、超軟 X 線星チャンネルと呼ばれる道筋である。まず連星系が生まれた時 (年齢ゼロ) には (A)  $6 - 9 M_{\odot}$  の中質量星と  $2 - 3 M_{\odot}$  の小質量星であったとしよう。2 つの星の間隔が  $60 - 300 R_{\odot}$  であれば、重い方の星が進化してヘリウム・コアを持つ赤色巨星になったときに、ロッシュ・ローブを満たす (B)。ガスが  $L_1$  点から相手の星へむかって流れこみ、質量移動がはじまると、主星の方が重いので、質量移動により軌道半径がちぢみ、ロッシュ・ローブもちぢむ。このため、さらに質量移動が激しくおこる。赤色巨星の外層は対流平衡の領域で等エントロピー分布になっているため、ガスがはがされても外層の力学的なタイムスケールでもとに戻る。その結果、質量移動は力学的なタイムスケールで進行し、伴星にガスがいきなりふりそそぐ。伴星はガスを受け取ることができず、伴星のまわりにガスがあふれ、共通外層を形成する (C)。前の節 6.1 で述べたように、共通外層進化が起こり、赤色巨星の水素外層はほとんど系から外に出ていき、主星のヘリウム・コアがむき出しになる。また軌道半径も式 (6.29) にしたがって大きく縮む (D)。このときヘリウムコアは密度が比較的 low、温度も高いため縮退はしていない。また熱源もないため、ヘリウムコアはゆっくり収縮して重力エネルギーを開放する。中心温度はしだいに上昇し、ヘリウムの核融合反応がはじまる。つまりこの星は  $0.9 - 1.8 M_{\odot}$  のヘリウム主系列星になる。



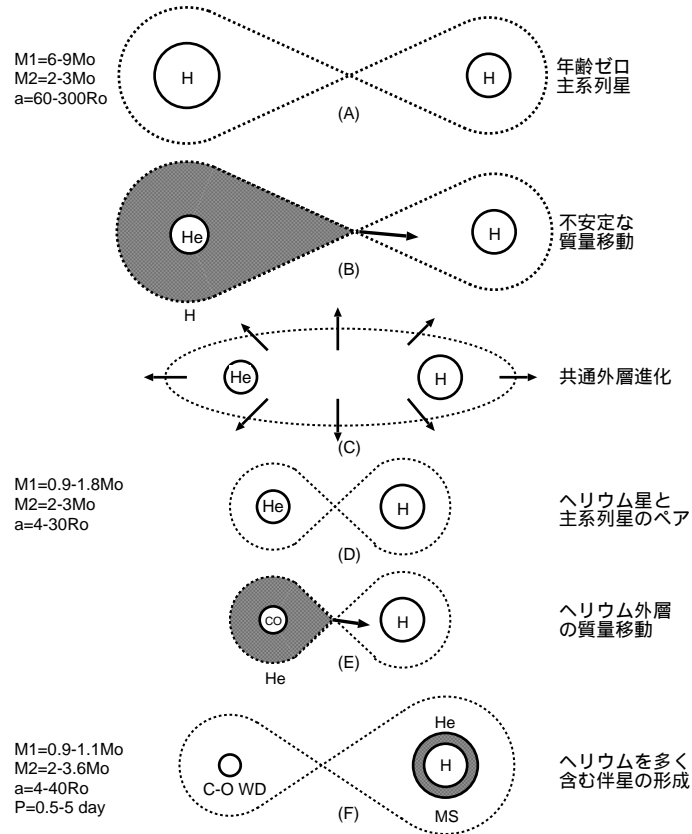


図 6.27 Ia 型超新星への道：超軟 X 線星チャンネル

中心でヘリウムが燃え尽きると C-O コアが形成され、縮退した C-O コアの周りにふくれたヘリウム層のある、ヘリウム赤色巨星に進化する。したがって主星は再びロッシュ・ローブを満たす (E)。こんどは水素ではなくヘリウムが伴星に移動する。このときの質量移動は、軽くなった主星から重い方の伴星へガスが移動するので、質量比は  $q = M_1/M_2 < 0.79$  をだいたい満たし、6.1 節で述べたように質量移動は安定である。したがって、質量移動は主星の外層が膨張するタイムスケール (星の進化のタイムスケール) で進む。これは伴星の熱的タイムスケールより長いので、移動

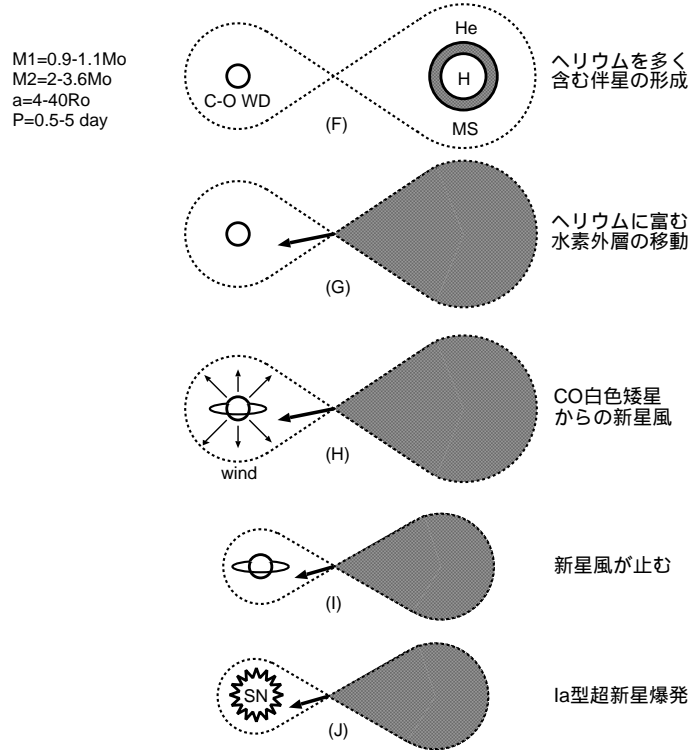


図 6.28 Ia 型超新星への道：超軟 X 線星チャネル (続き)

したガスはすべて伴星につもることができる。ヘリウムの質量移動はずっと続き、最終的には主星のふくれたヘリウム層は、ほぼすべて伴星に移動してしまう。残された  $0.9 - 1.1 M_{\odot}$  の主星は C-O コアのみとなり、それが冷えると C-O 白色矮星となる。伴星はヘリウムを大量にうけとるため、元素組成にヘリウムが多い主系列星となる (F)。

その後、伴星が進化して中心部分の水素が消費されると、伴星の半径がふくらみロッシュ・ローブを満たす (G)。このような伴星の状態をここでは「少し進化した主系列星」と呼ぶ。今度は逆に伴星から主星へむけて質量移動が起こる。重い星から軽い星への質量移動なので、軌道半径は縮み、質量移動は不安定になる。質量移動は伴星 (主系列星) の熱的タイム

スケールなので、式 (6.9) より、 $3.0 M_{\odot}$  の主系列星なら  $10^{-6} M_{\odot}/\text{年}$  ほどになる。この時の質量移動率は、図 6.6 や式 (6.15) の臨界値を越えているため、新星風が起こる。伴星からの質量移動はアクリーションディスクを經過して白色矮星の赤道付近から落下し、その他の領域からは新星風でガスが加速され出て行くような構造になると考えられる (H)。時間がたつと、連星の 2 つの星の質量比が 1 に近づき、質量移動率が下がる。臨界値より下がると新星風はやむ。しかし白色矮星にはひき続き質量降着があり、水素の定常燃焼は続く。その結果、白色矮星はしだいに重くなっていく (I)。最終的には白色矮星の質量は  $1.38 M_{\odot}$  まで達し、Ia 型超新星として爆発する。

進化経路の (H) や (I) の段階では、白色矮星の表面で水素の核燃焼が起こっており、表面の温度は 10 万から数 10 万度になる。そのとき輻射のピークは  $10 - 60 \text{ eV}$  にあり、白色矮星は超軟 X 線源となる。しかし、(H) の段階では新星風があるため、自己吸収により超軟 X 線は観測されない。(I) の段階では新星風がやんでいるため、超軟 X 線源として観測される。そこで図 6.27 のみちすじを超軟 X 線星チャンネルと呼ぶ。

白色矮星の上限質量として知られているチャンドラセカール質量は、白色矮星内部の温度をゼロとしたときの上限質量で、その値は電子の平均分子量が  $\mu_e = 2$  のとき、 $1.46 M_{\odot}$  である。しかし、実際には連星系中の白色矮星は質量降着のため圧縮エネルギーで温まっている。ガスが白色矮星に降り積もると、白色矮星は重くなり、半径がどんどん小さくなるが、チャンドラセカール質量に到達する前にマグネシウム原子核などによる電子の捕獲反応がきいて、核融合反応がはじまる。数値計算によると、質量降着率にもよるが、だいたい  $1.38 M_{\odot}$  である。

#### 6.4.3 Ia 型超新星への進化の道筋その 2：共生星チャンネル

図 6.29 は、共生星チャンネルと呼ばれる Ia 型超新星に至る第二の道筋を示したものである。この場合は、 $4 - 9 M_{\odot}$  の主星と  $0.9 - 3 M_{\odot}$  の伴星の主系列星ペアからはじまる (A)。軌道長が超軟 X 線チャンネルのもの比べて非常に大きいことに注意しよう。主星は中質量星であるが、進化が

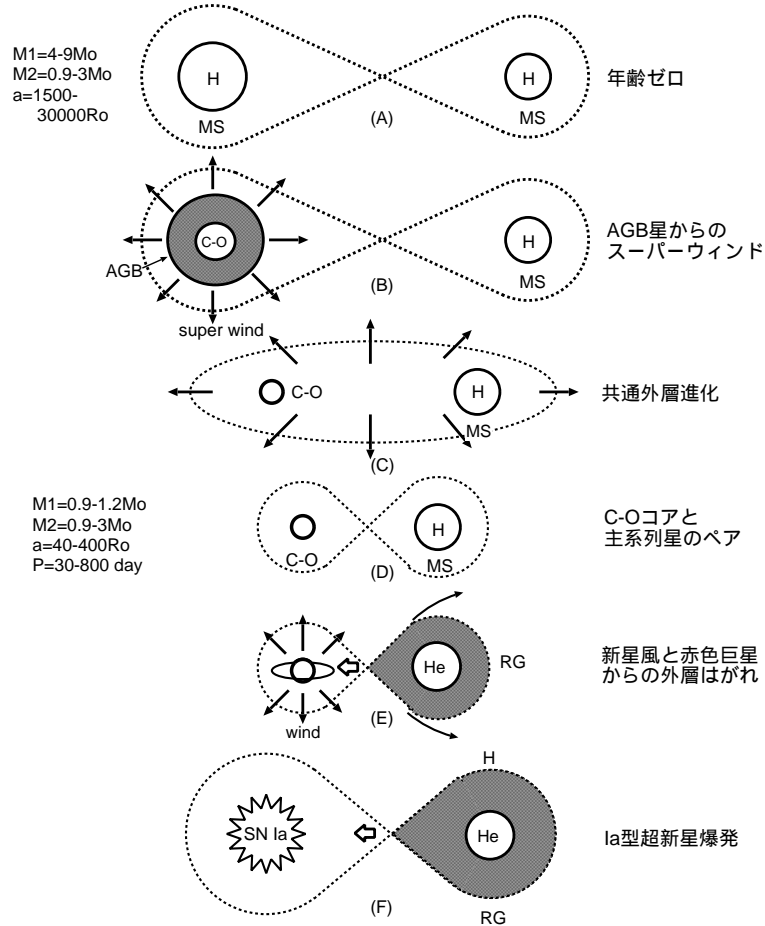


図 6.29 Ia 型超新星へのみちすじ：共生星チャネル

すすみ、C-O コアが発達した漸近巨星分岐 (AGB) 段階で、スーパーウインド (super wind) と呼ばれる恒星風により、水素外層を吹き飛ばして、C-O 白色矮星へと進化する。このときの質量放出率は  $\dot{M} \sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{年}$  と非常に大きい、恒星風の速度は数 10 km/秒と小さい。連星系からゆっくり出て行くガスは、連星系の運動によるトルクから角運動量を得

るが、その反作用として、連星系は角運動量を失い、軌道が縮む。前々節 6.2 の式 (6.27) の場合に対応する。軌道が収縮すると、連星系の軌道速度 ( $a\Omega$ ) は大きくなるから、相対的にスーパーウインドの速度は小さく ( $v_{\text{wind}} < a\Omega$ ) なる。このため軌道運動はさらにスーパーウインドに角運動量をあたえやすくなる。この状態は一気に進行し、軌道はさらに収縮する。その結果、共通外層進化と同様のことが起こり、同じように 2 星間の距離は数 10 分の 1 に収縮する。

この段階が終わったとき、図 6.29 の (D) にあるように、主星は水素外層をすべて失った  $0.9 - 1.2 M_{\odot}$  の C-O コアで、伴星は主系列星のままで質量はほとんど変わらない。それから、数億年 - 100 億年たつと伴星が進化して中心にヘリウム・コアが形成され、外層はふくれて赤色巨星となり、ロッシュ・ローブを満たす。伴星 2 から白色矮星 1 へガスが降着円盤をへて落下する。赤色巨星がより軽く、質量比が  $q = M_2/M_1 < 0.79$  の場合は赤色巨星の進化のタイムスケールで質量移動が起こるので、図 6.9 より、質量移動率は  $10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{年}$  になり、白色矮星から新星風が吹くかどうかは微妙なところではあるが、定常水素殻燃焼の領域に対応することが図 6.6 より分かる。逆に、 $q = M_2/M_1 > 0.79$  の場合は不安定な質量移動となり、赤色巨星の外層が対流層なので、このままでは共通外層進化がひきおこされる可能性がある。もしここで白色矮星から質量降着新星風が吹かなければ、共通外層が形成されて、赤色巨星の外層大気がとばされて、二重白色矮星系となる。これがイベンとツツコフが提案した二重白色矮星の連星系である。ウェビנקやイベンとツツコフが二重白色矮星系を提案したのは 1984 年で、その後、1990 年ころから OPAL 吸収係数が恒星内部構造の計算に使われるようになった。新しい吸収係数の登場が、新しい素過程 (質量降着新星風) の発見につながったのである。

さて、(E) では質量移動率が大いので、白色矮星から新星風が吹く。これが重力の小さな赤色巨星外層に衝突すると、その一部をはがし、白色矮星への質量移動を抑制する。この量を適当な取り扱いのもとでみつめると、伴星から白色矮星への質量移動率はある範囲に調整される。また最後の (F) の段階では、赤色巨星の質量が減ってくるため、質量比が  $q =$

$M_2/M_1 < 0.79$  となり、質量移動は安定になる。つまり、赤色巨星の進化のタイムスケールで質量が移動するので、図 6.9 より、 $10^{-7} - 10^{-6} M_\odot$ /年でガスが白色矮星にふりそそぐ。白色矮星からの新星風はしだいにやみ、定常的水素殻燃焼の領域にくることが、図 6.6 より分かる。白色矮星の質量は増え続け、やがて  $1.38 M_\odot$  に達して、Ia 型超新星爆発をする。

この経路の途中段階である (E) では、水素殻燃焼をもつ熱い白色矮星と冷たい赤色巨星のペアが共存する。その結果、星のスペクトル中に熱い(数千度以上)ものと、冷たい(数千度以下)ものが共存しているので、共生星として観測される。それでこの経路を共生星チャンネルと呼ぶ。

さて、Ia 型超新星の頻度は、われわれの銀河系の場合には、3 個/1000 年といわれている。上で述べた進化経路は、Ia 型超新星の観測を十分説明できるだろうか？ 連星系の生成率を主星の質量  $M_1$ 、質量比  $q = M_2/M_1$ 、2 星の間隔  $a$  の 3 つの連星パラメータ (独立量) の関数として与え、進化の道筋をひとつひとつ追いかけると、Ia 型超新星になる頻度をもとめることができる。蜂巢らの単純化した見積もりでは、この 2 つの進化経路を合計すると 0.003/年ほどとなり、観測と合う。図 6.30 にその結果の一部をしめす。ここでは、超軟 X 線星チャンネルにおいては、図 6.28 の (F) または (G) の段階から進化計算を出発し、最終的に Ia 型超新星になった連星のパラメータ範囲を表示している。また、共生星チャンネルにおいては、図 6.29 の (D) の段階から進化計算を行い、最終的に Ia 型超新星になったもののパラメータ範囲を表示している。図中には、回帰新星で連星系の公転周期が判明しているものの位置をしめた。

#### 6.4.4 過去には Ia 型超新星はなかった？

このように Ia 型超新星に至る連星系の道筋がわかってくると、銀河の化学進化への応用がひらける。新星風の強さは元素組成に敏感なので、星の種族により連星系の道筋が異なる。図 6.15 で  $\log T$  (K)  $\sim 5.2$  の吸収係数のピークは鉄によるものなので、鉄が少ない種族 II の星では、ピークも低い。そのため新星風の加速も非常に弱くなるか、または起こらない。星の進化そのものも重元素量に影響される。核反応によるエネルギー

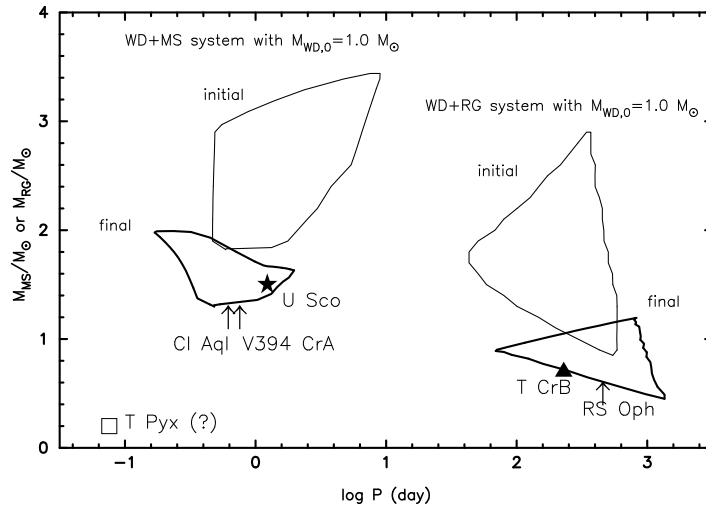


図 6.30 Ia 型超新星になる連星系の軌道周期と星の質量。左側は超軟 X 線チャンネルにより Ia 型超新星爆発をおこす連星系の初期パラメタ (細線)。図 6.28 の (F) か (G) を初期状態として連星進化を計算した。この上側の領域の中にある連星系は、質量交換や連星系からのガスの損失により、周期などが変化し、最終的に下側の太線の内側にくる。また右側の共生星チャンネルでは、図 6.29 の (D) を初期状態として連星進化を計算した。上側の細線の内側の領域から下側の太線の内側の領域に進化する。ただしともに進化計算の出発時の白色矮星の質量を  $1.0 M_{\odot}$  と仮定した。

生成率や吸収係数は重元素量に依るので、赤色巨星の進化の速さや半径などが異なり、連星系中での質量移動率も異なってくる。

詳しい計算によれば、重元素量が少ないと質量降着新星風が起こらない。そのために、白色矮星がチャンドラセカール質量まで成長できるパラメタ範囲が極端に狭くなり、種族 II の連星系 ( $Z < 0.01 Z_{\odot}$ ) では、Ia 型超新星はほとんど起こらないことが期待される。

宇宙の元素組成の進化では、昔は Ia 型超新星がなかったことが知られている。宇宙のはじめは、水素とヘリウム以外の元素はほとんど存在しな

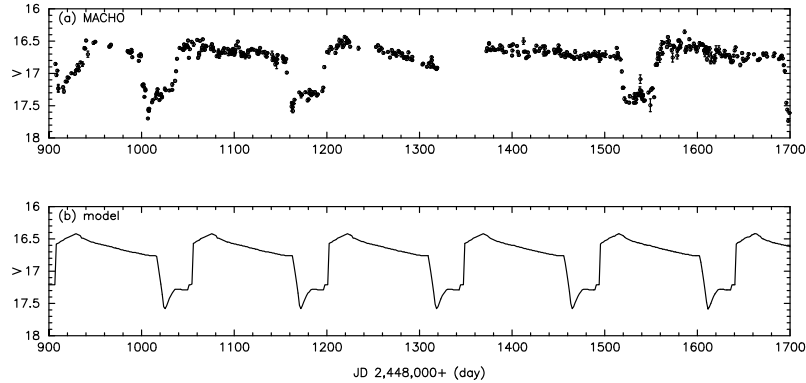


図 6.31 RX J0513.9 - 6951 の光度曲線。上図 (a) は MACHO の観測。下図 (b) は蜂巢・加藤 (Hachisu & Kato, 2003 年, *Ap. J.*, 590, 445) のモデル計算。

かったが、星が形成されてから重元素が増えてきた。これは銀河系のハローにある古い星のスペクトル観測からわかってきた。まず酸素などの元素が増加して、そのあとで鉄が増加したことがわかっている。7章でみるように、鉄のコアが爆縮するタイプの II 型超新星は酸素などの中間核種を多くまきちらし、Ia 型超新星は鉄を多くまき散らす。つまり、宇宙のはじめには II 型超新星のみ存在し、のちの時代になって Ia 型超新星が増えたことがわかる。

#### 6.4.5 進化の道筋の証拠

今まで述べた新しい進化経路の根幹は、質量降着新星風が実際に存在するかどうかにかかっている。ところが、新星風が吹いている期間は短いので、この段階の天体を見つけることは難しい。しかし、以外な方向からその候補天体が 2 つ見つかったのである。

最初のものは、X 線衛星 *ROSAT* により発見され、RX J0513.9 - 6951 と名づけられた大マゼラン雲にある超軟 X 線源である。図 6.31 に示すように、ちょっと奇妙なふるまいをする。この天体の光学的なふるまいは、



MACHO プロジェクト<sup>5)</sup>で長期的にモニターされていた。MACHO により観測された光度曲線を図 6.31 に示す。軟 X 線でのふるまいは、X 線衛星 *ROSAT* により詳しく観測された。この天体は図にあるように 40 日程度の低輝度の期間と 100 日程度の高輝度の期間が入れ替わる、準規則的な変光を示す。可視光の光度が下がったときのみ、軟 X 線が観測されている。これとは別に、光学スペクトル観測によれば、4000 km/秒ほどの速度をもつジェットが確認されている。これは白色矮星の脱出速度に対応するので、中心天体は白色矮星だろうと考えられている。

この不思議なふるまいは、質量降着新星風が高輝度の期間のみ吹いているとするとうまく説明できる。これは、超軟 X 線星チャネルの図 6.28 の段階 (H) に対応する天体である。伴星から白色矮星へ質量降着があると新星風が起こるが、その新星風が伴星表面に衝突すると、表面のガスの一部をひきはがすので、質量降着率が抑制される。そのため、式 (6.15) の降着率よりも小さくなると、新星風がやむ。新星風がやむと、今度は伴星からの質量移動を抑制するものがなくなるので、もとの高い降着率に戻り、また新星風が吹くということを繰り返す。HR 図 6.16 上ではちょうど点 B の付近にいるために、周期的に左右に移動するしくみになっている。そして新星風が吹いている間、X 線はガスに吸収され観測にかけられないが、新星風がやむと吸収がなくなるので観測される。

この天体は今まさに質量降着新星風が吹いている観測的な証拠だと考えられる。また、この RX J0513.9 – 6951 と同じようなふるまいをする天体が、われわれの銀河系にもひとつ同定されている。それがや座の V 星 (V Sge) である。

#### 6.4.6 Ia型超新星母天体の候補

Ia 型超新星への進化経路の途中の天体があるのであれば、爆発直前の天体があってもいいはずである。そのような天体の候補として、

---

<sup>5)</sup>MACHO (MASSIVE Compact Halo Objects の略) は銀河のダークマターを重力レンズ効果により捜し出すプロジェクトであったが、大マゼラン雲の星を 8 年もの長きにわたり観測したため、その副産物として多くの変光星が発見され、このような貴重なデータも提供した。

RX J0513.9 – 6951 や V Sge などの超軟 X 線源と前節 6.3 の回帰新星がある。超軟 X 線源中の白色矮星の質量はあまりよく分かっていないが、蜂巢と加藤の見積りによれば、RX J0513.9 – 6951 や V Sge などでは、だいたい  $1.2 - 1.3 M_{\odot}$  である。これらは白色矮星の質量が増加しつつあり、このまま成長が続けば  $10 - 20$  万年後に Ia 型超新星として爆発する可能性が高い。また回帰新星に属する U Sco など光度曲線解析から、白色矮星質量が  $1.37 M_{\odot}$  と見積もられている。新星爆発をくりかえしながら質量が増加しているので、これらも Ia 型超新星の候補天体である。さらに興味深いのは、図 6.30 で分かるように、この回帰新星の 2 つのグループは Ia 型超新星の進化経路の 2 つのチャンネル (超軟 X 線星チャンネルと共生星チャンネル) にそれぞれ対応していることである。また、RX J0513.9 – 6951 と V Sge の 2 つの超軟 X 線源はそれぞれ軌道周期が 0.76 日、0.51 日であり、伴星の質量は  $2.5 M_{\odot}$  および  $3.5 M_{\odot}$  程度と見積もられているので、左側の超軟 X 線星チャンネルに対応している。

最後に、Ia 型超新星の親天体を最終的に決定する上で、もっとも重要な要素は、そのスペクトル中に水素の輝線あるいは吸収線が発見されることである。上で述べた 2 つのチャンネルでは、爆発する白色矮星の周り (相手の星をも含む) に水素が存在する。現在の観測の精度では、まだ検出できない量ではあるが、もっと観測の精度があがるか、あるいは、ごく近くに Ia 型超新星が出現すれば、水素の検出は可能となる。水素が検出された場合は、ここで述べた進化経路が正しいことが確かめられるし、なければ、二重白色矮星系のような水素を含まないものが親天体となる。