

## VV Cep의 공전궤도 위상에 따른 선 윤곽<sup>1</sup>

김경미 · 최규홍

연세대학교 천문대기과학과

(1992년 6월 1일 접수; 1992년 6월 20일 수리)

### PHASE - DEPENDENT LINE PROFILES OF VV CEP<sup>1</sup>

Kyung-Mee Kim and Kyu-Hong Choi

Department of Astronomy and Atmospheric Science, Yonsei University  
Seoul 120-749, Korea

(Received June 1, 1992; accepted June 20, 1992)

#### ABSTRACT

The normalized line profiles of VV Cep have been calculated by integrating the equation of transfer. The Sobolev theory was adopted and the wind velocity distribution was assumed to be  $V(r) = V_{\infty}(1 - R_c/r)^{1/2}$ . The peaks of the line profiles for the phase 0.06 and 0.80 appear at near half maximum and zero velocity surface of the wind, respectively.

#### 요 약

쌍성계인 VV Cep에 대해 복사 전달 방정식을 수치적분하여 선 윤곽을 구하였다. Sobolev 이론을 이용하여 원천함수를 구하고, 초거성의 항성풍의 속도분포는  $V(r) = V_{\infty}(1 - R_c/r)^{1/2}$ 으로 가정하였다. 연속선으로 정규화한 선 윤곽이 공전궤도 위상 0.06에서는 등속도면이 최종속도의 1/2 이 되는 곳에서 최대값을 나타냈으며 공전궤도 위상 0.80에서는 속도가 0인 곳에서 나타났다.

#### 1. 서 론

VV Cep는 매우 확장된 대기를 가진 M형의 초거성과 B형의 별로 이루어진 쌍성계로서  $\zeta$  Aur 형으로 분류되기도 한다. 초거성의 항성풍은 뜨거운 B형 별로부터 나온 광자에 의해 산란, 흡수 되어 P Cygni 윤곽을 만드는데, 이러한 평창대기에서는 Sobolev 이론을 이용하여 복사 전달 방

<sup>1</sup> 이 연구는 교육부의 1991년도 기초과학연구소 학술연구조성비로 수행된 것임

정식에서의 원천함수 (source function)를 쉽게 해결할 수 있다.

Sobolev 이론은 주로 WR 별들에 대해 적용되어 왔으나 (Castor 1970), Rybicki와 Hummer (1978)는 흐름의 시선방향 속도성분이 단조적으로 변화하지 않는 경우에 대해서도 적용할 수 있도록 Sobolev 이론을 일반화 시켰다. Hempe (1982)는 복사 전달 방정식의 해를 구하는데 있어서 원천함수의 근사에서보다 적분식을 처리하는 과정에서 더 큰 오차가 일어난다고 하였으며, 일반화된 Sobolev 방법을 이용하고 방정식을 직접 수치적분하여  $\zeta$  Aur에 대한 이론적인 선 윤곽을 만들었다.

초거성의 항성풍 발생원인은 아직 확실하게 정립된 것이 아니므로 선 윤곽을 만들기 위해 사용되는 속도분포식을 근사식으로서 가정하고 있는데, Hempe (1982)는 항성풍의 속도를 간단히 상수로 놓았다. 그러나 원천함수의 값이 별로부터의 거리가 멀어짐에 따라 급격하게 감소하는 경향을 보이고 (Rybicki와 Hummer 1978), 광학적 깊이가 거리에 따른 속도변화 (velocity gradient)와 관계있으므로 가정하는 속도분포와 무관하지 않다. 또한 초거성이 K형 별이고 케도면 기울기가  $90^\circ$ 인  $\zeta$  Aur와는 달리 초거성이 M형 별이고 기울기가  $74.3^\circ$ 인 VV Cep의 케도면으로 인해 식이 일어날 때 완전히 가려지지 않고 새어나온 B형 별의 빛이 선 윤곽의 형태에 영향을 미칠 것으로 생각된다. 따라서 이 논문에서는 속도분포를 상수로 놓지않고 M형 별의 광구로부터 급속히 가속되어 그 최종속도 (terminal velocity)에 이르는  $V(r) = V_\infty(1 - Rc/r)^{1/2}$  라고 가정하였으며, Hempe (1982)의 방법을 이용하여 쌍성계의 좌표변환을 구하고 방정식을 직접 수치적분하여 VV Cep에 대한 선 윤곽을 만들었다.

## 2. Sobolev 이론에 의한 복사 전달 방정식

선 (line) 원천함수는 2 준위 원자 (two level atom)와 완전 재분배 (complete redistribution)를 가정한다면 다음과 같이 표시된다.

$$S = \frac{(1 - \epsilon)\beta_c I_c + \epsilon B}{(1 - \epsilon)\beta + \epsilon}$$

$\beta$ 와  $\beta_c$ 는 탈출확률,  $I_c$ 는 연속선의 세기,  $B$ 는 Planck 함수이고  $\epsilon$ 은 충돌 되가라앉음에 의해 산란에 참여하지 않고 붕괴되는 광자의 비율이다. 위 요소들은 탈출확률을 계산하고자 하는 점의 좌표계에 의존하는 양이다.

B형 별을 중심에 놓고 VV Cep의 케도면 ( $Z, P, Q$ ) 좌표계를 천구상의 좌표계 ( $Z'', P'', Q''$ )로 투영하면 복사 전달 방정식은 다음과 같다 (Hempe 1982).

$$I(\nu, P'', Q'') = I_0 \exp\left(-\tau_m(\nu, P'', Q'')\right) + \int_0^{\tau_m} S(Z'', P'', Q'') \exp\left(-t(\nu, Z'', P'', Q'')\right) dt$$

$$I_0 = I_c \quad \text{for } P''^2 + Q''^2 \leq 1$$

$$= 0 \quad \text{for } P''^2 + Q''^2 > 1$$

$Z''$  축은 시선방향이고  $P''$ 와  $Q''$ 는 천구면 상에서의 충돌 계수이고  $\tau_m$ 은 최대 광학적 깊이이다. ( $Z, P, Q$ )계에서 ( $Z'', P'', Q''$ )계로의 좌표 변환은

$$\begin{pmatrix} Z'' \\ P'' \\ Q'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos ZZ'' & \cos PZ'' & \cos QZ'' \\ \cos ZP'' & \cos PP'' & \cos QP'' \\ \cos ZQ'' & \cos PQ'' & \cos QQ'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ P \\ Q \end{pmatrix}$$

와 같다. Cos 내의 값은 각 축 사이의 방향여현 (direction cosine) 값이다. 탈출확률은 각기 차지하는 입체각에 따라 결정되는데

$$\beta(r) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu' (1 - e^{-\tau}) / \tau$$

$$\beta_c(r) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mu_c}^1 d\phi d\mu (1 - e^{-\tau}) / \tau$$

이고,  $\mu' = \cos \theta'$ ,  $\mu_c = \cos \theta_c$  이다.  $\theta_c$  는 계산되는 점과 B형 별의 반경에 의해 이루어지는 각이고 여기서  $\phi$  는 방위각이다.

$$\tau = \tau_0 \frac{r'}{V(r')} \left( 1 + \mu'^2 \left( \frac{d \ln V}{d \ln r'} - 1 \right) \right)^{-1}$$

$$\tau_0 = \frac{\pi e^2}{mc} f_{ij} \lambda_{ij} (n_i - n_j) \frac{g_i}{g_j}$$

로서 광학적 깊이가 표시되는데  $e$  와  $m$  은 각각 전자의 전하와 질량이고  $c$  는 빛의 속도이다.  $f_{ij}$  는 진동자 세기,  $\lambda_{ij}$  는 고려되는 파장이며  $n_i$  와  $n_j$  는 갯수 밀도,  $g_i$  와  $g_j$  는 통계 가중치이다. 첨자  $i, j$  는 각 준위를 가리킨다.  $r'$  은 초거성으로부터 계산하고자 하는 점까지의 거리이다. 광학적 깊이는 속도분포의 시선방향 성분과 관계있으며 가정한 속도분포에 의해 계산 되는 점의 위치에 따라 다른 속도 기울기를 갖게된다.

거리에 따른 속도변화가 큰 대기에서는 원천함수가 대기의 국부적 특성보다는 대기의 팽창속도로 인한 Doppler 효과에 의해 결정된다. 즉, 어떤 파장변이에 해당되는 속도를 가진 점들을 모든 방향에 대해 연결한다면 등속도면을 형성하게 되고 선 윤곽의 함수는 이러한 등속도면 상의 점들에 대해  $\delta$ -함수처럼 작용하게 될 것이다. 계산하고자 하는 파장변이에 해당되는 시선방향의 등속도면을 구하기 위해 Newton-Rapson 방법을 사용하였다. 그림 1에서 우리가 가정한 속도분포에 따라 항성풍의 시선방향 총 속도를 각기 다른 공전궤도 위상에 대한 등속도면으로 그렸다.

### 3. 계산 및 결과

B형 별을 좌표 중심에 놓았을 때 초거성에 의해 시선방향으로 나타나는 총 속도는 항성풍의 시선방향 속도와 초거성의 시선방향 공전궤도 속도의 합이다. 계산하고자 하는 파장변이를 일으키는 총 속도의 등속도면을 구하여, 그 점에서 원천함수를 계산하였다. VV Cep의 초거성으로부터 나오는 항성풍의 속도분포를  $V(r) = V_\infty(1 - Rc/r)^{1/2}$  으로 가정하였으며, 순수하게 산란만을

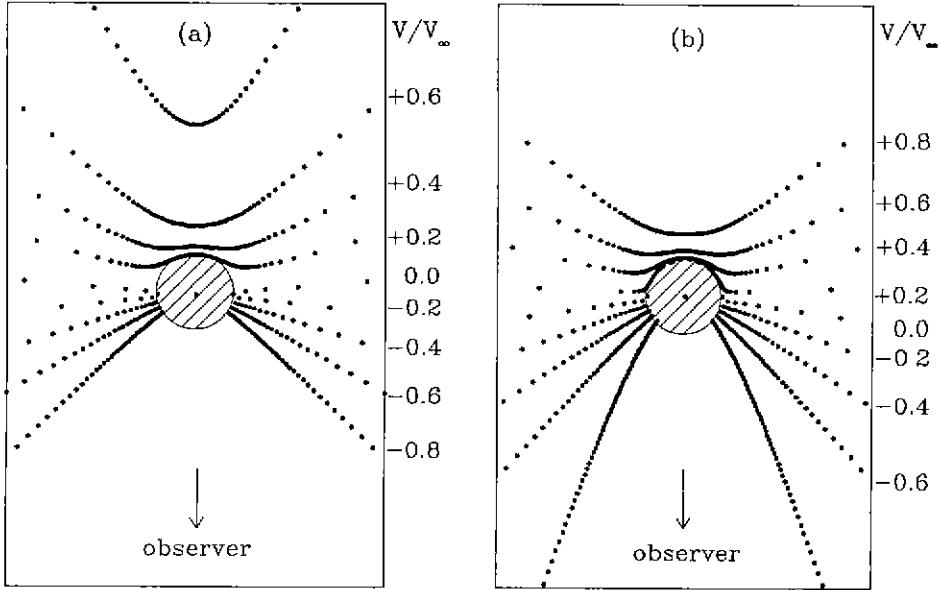


그림 1. VV Cep의 공전궤도 위상에 따른 항성풍의 등속도면. (a) 위상 0.06에서의 등속도면. (b) 위상 0.80에서의 등속도면. 항성풍의 속도를  $V(r) = V_\infty(1 - R_c/r)^{1/2}$  라고 가정 하였으며 총 속도  $V$ 는 시선방향의 항성풍 속도와 공전궤도 위상 0.06에서의 VV Cep의 시선방향의 궤도속도의 합으로 구해지고 최종속도  $V_\infty = 100\text{km/sec}$ 이다.

가정하여  $\epsilon = 0$  로 놓았다. 광학적 깊이는 간단한 계산을 위하여 Rybicki 와 Hummer (1978)의 모델 중에서  $\tau_0 = 1000$ 의 값을 사용하였다.

관측자를 향해 방출되는 총 복사속은 (Hempe 1982)

$$F_\nu = \frac{1}{2\pi R^2} \int_0^\pi \int_0^R I_\nu \left( P''(\bar{P}, \varphi), Q''(\bar{P}, \varphi) \right) \bar{P} d\bar{P} d\varphi$$

$$\sin \theta = \frac{(P''^2 + Q''^2)^{1/2}}{R} = \frac{\bar{P}}{R}$$

$$\tan \varphi = \frac{Q''}{P''}$$

이고 이를 Simpson 방법을 이용하여 수치적으로 이중적분하였으며, 좌표변환을 위해 사용된 VV Cep의 궤도요소는 표 1과 같다.

표 1. VV Cep 의 궤도 요소 (Saijo 1981)

공전주기	P (days)	7430.5
궤도 이심률	e (deg)	0.341
근성점 경도	$\omega$ (deg)	59.2
궤도 장반경	$a_M$ (km)	$1.935 \times 10^9$
	$a_B$ (km)	$1.906 \times 10^9$
궤도면 기울기	i (deg)	74.3
별의 반경	$R_M(R_\odot)$	1900
	$R_B(R_\odot)$	13

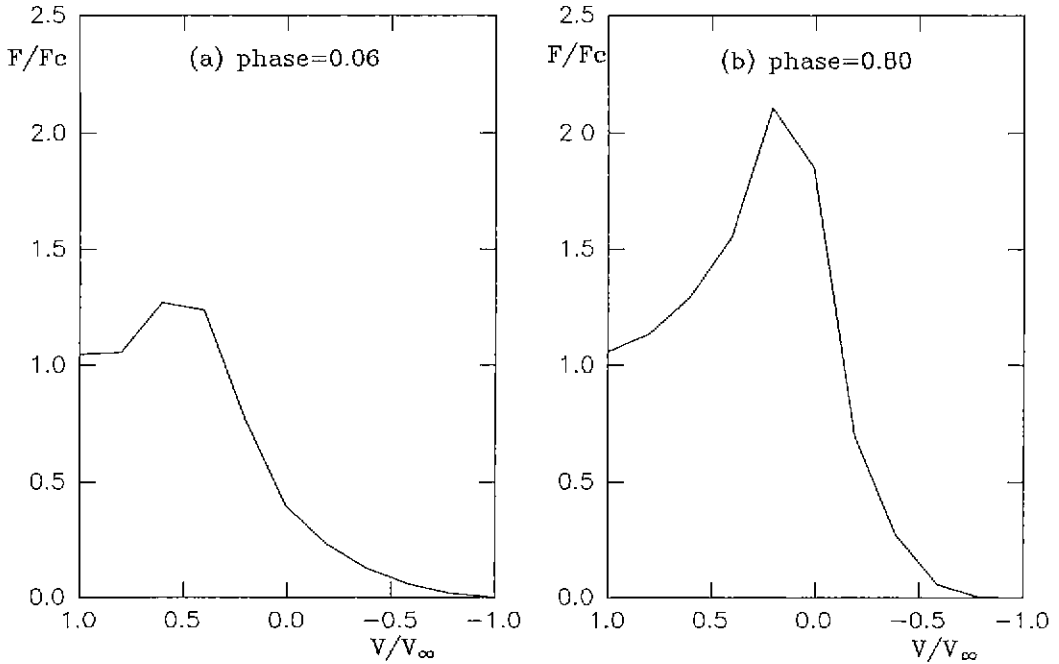


그림 2. VV Cep의 공전궤도 위상에 따른 선 윤곽. (a) 위상 0.06에서의 선 윤곽. (b) 위상 0.80에서의 선 윤곽. 가로축은 총 속도와 최종속도와의 비율로서 파장변이를 가리키며  $V/V_\infty > 0$  은 적색 편이,  $V/V_\infty < 0$  은 청색 편이이다.

그림 1-(a)는 공전궤도 위상 0.06의 등속도면이고 긴 파장보다는 짧은 파장의 속도 기울기가 큰데, 속도 기울기가 크면 광학적 깊이의 값이 증가하여 방출 또는 흡수의 값을 급격히 증가시키게 된다. 따라서 그림 2-(a)에서 보이듯이 항성풍이 관측자로부터 멀어지는 속도성분에 대해 B형

별에서 나온 광자들이 산란을 일으키기 때문에, 파장이 긴 쪽에서 서서히 방출이 증가하여 최대값을 가지며, 짧은 파장에서는 급격한 흡수 증가를 나타낸다. 궤도면 기울기가  $74^{\circ}3$  이므로 0.06의 위상에서도 B형 별의 빛이 새어나오므로써 Hempe의  $\zeta$  Aur과는 달리 연속선을 초과하는 세기를 보인다. 그림 1-(b)는 공전궤도 위상 0.80의 등속도면으로서 짧은 파장이나 긴 파장 모두 큰 속도 기울기를 보인다. 그림 2-(b)의 공전궤도 위상 0.80에 대한 선 윤곽은 짧은 파장에서 방출이 급격히 증가하여, 이 위상에서의 두 별의 위치에 따라 B형 별에서 나온 광자가 가장 잘 마주치게 될 속도 0의 등속도면에서 최대값을 보이고 짧은 파장에서는 급격한 흡수가 일어난다.

#### 4. 논 의

선 윤곽의 형태와 세기는 위상에 따라 달라지는 것을 그림 2에서 볼 수 있었다. 이 논문에서 얻은 VV Cep의 위상에 따른 선 윤곽은 Hempe (1982)가  $\zeta$  Aur에 대하여 구한 선 윤곽에 비해 짧은 파장영역에서 세기가 급격하게 감소하여 최대 흡수에 이른다. 이러한 차이는 Hempe는 항성풍의 속도를 상수로 가정한 반면, 이 연구에서는 거리에 따라 변화하는 속도분포를 가정한 것으로부터 비롯되는 것이다. 초거성으로부터의 항성풍은 초거성 반경의 몇 배 정도의 거리에서 충분히 가속되어 그 최종속도  $V_{\infty}$ 를 갖게 되므로 우리가 가정한 속도 분포는 Hempe의 속도 분포보다 더 잘 맞는 근사식이다.

이 논문에서는 광학적 깊이를 계산하는데 있어서  $\tau_0$ 를 가정하였는데, Hamman (1981)에 의하면 팽창대기에서는 선 윤곽을 구하는데 있어 밀도변화가 광학적 깊이에 미치는 효과가 크지 않기 때문이다. 그러나 VV Cep의 경우는 다른  $\zeta$  Aur 별들과 달리 고유변화(intrinsic variation)가 존재하고 있으므로 만일 VV Cep의 고유변화가 질량 손실률의 변화를 의미한다면, 선 윤곽의 모양이 속도분포 외에도 질량 손실률에 영향을 받은 광학적 깊이에 따른 효과를 무시할 수 없을 것이다. 따라서 이론적인 선 윤곽을 만드는 것과 더불어 초거성 자체의 연속선 효과가 적은 UV 관측으로 초거성의 질량 손실률에 대한 연구가 필요하다.

#### 참 고 문 헌

- Castor, J. I. 1970, MNRAS, 149, 111.  
 Hamman, W.-R. 1981, A&A, 93, 353.  
 Hempe, K. 1982, A&A, 115, 133.  
 Rybicki, G. B. & Hummer, D. G. 1978, ApJ, 219, 654.  
 Saijo, K. 1981, PASJ, 33, 351.