

## 항성풍의 속도변수가 32 Cyg의 선운곽에 미치는 효과 <sup>1</sup>

김경미<sup>1</sup>, 최규홍<sup>2</sup>

<sup>1</sup>정보통신부 전파연구소

<sup>2</sup>연세대학교 천문우주학과

### EFFECTS OF VELOCITY PARAMETERS OF THE WIND ON THE LINE FORMATION FOR 32 CYG

Kyung-Mee Kim<sup>1</sup>, Kyu-Hong Choi<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Radio Research Laboratory, Ministry of Information and Communication

<sup>2</sup>Department of Astronomy, Yonsei University

(Received October 20, 1999; Accepted November 16, 1999)

#### 요 약

이론적으로 선운곽을 계산할 때 항성풍의 속도변수들이 선운곽의 형성에 미치는 효과를 계산하였다. 속도함수를 2개의 가속영역으로 나누어 계산함으로써 항성풍 초기의 급격한 가속과정을 고려하였고 궤도위상 0.70과 0.06의 두 경우에 대해 32 Cyg의 선운곽을 계산하였다. 질량손실률의 변화와 거성에서 멀리 떨어진 영역의 속도분포 차이는 선운곽의 형태와 세기에 큰 변화를 보이지 않은 반면에 거성 가까이에서 항성풍이 급격히 가속됨에 따라 선운곽의 세기가 약하게 나타났다. 이는 거성 주위의 속도분포가 선운곽 계산에 중요한 변수임을 의미하며 관측된 선운곽이 이론적으로 계산된 선운곽에 비해 비대칭적으로 강한 방출요소를 보이는 것은 32 Cyg의 거성 대기가 불균질한 것으로 해석된다.

#### ABSTRACT

We calculate the theoretical line profiles in order to investigate the influence of various velocity parameters. Line profiles are calculated by using the exponential velocity law with two acceleration regions for orbital phases  $\phi = 0.70$  and  $\phi = 0.06$ . From this computation we find that the influence of the wind velocity gradient on a giant star is more important in the region near the star than in the region away from the star. The observed lines show stronger emission than the calculated line profiles and we interpret the difference is caused by the inhomogeneity in the atmosphere of 32 Cyg.

<sup>1</sup>이 연구는 1998년도 교육부 기초과학 육성 연구비 (1998-015-D00287)의 지원에 의한 것임

## 1. 서 론

별들의 만기 단계에서 상당량의 질량을 항성풍을 통하여 잃게 되므로 만기형의 별로부터 관측된 선운곽을 분석하여 질량손실률을 결정함으로써 적색거성의 대기 구조를 규명할 수 있다.  $\zeta$  Aur와 같은 쌍성계는 뜨거운 B형별과 적색거성으로 이루어져 있으며 뜨거운 별에서 나온 광자가 차가운 거성의 대기를 지나면서 거성의 대기 구조에 대한 정보를 제공한다. 거성의 자외선 스펙트럼은 B형별에 비해 미약하므로 이들 쌍성계의 UV 관측을 이용하면 거성의 질량손실률을 결정할 수 있다. 질량손실률은 관측된 분광관측을 이론적인 선운곽과 잘 맞춤으로써 구할 수 있는데 Hempe (1982)와 Baade (1986, 1989, 1996)는 이러한 쌍성계에서 복사전달 방정식을 계산하기 위한 컴퓨터 코드를 개발하였다.

항성풍의 가속과정은 아직 완전히 규명되지는 않았으나 일반적으로 Hartmann & MacGregor (1980) 등이 제안한 Alfvén 파 모형으로 받아들여지고 있다. 직접 운동 방정식을 수치적분하여 항성풍의 속도 분포를 계산하는 Alfvén 파 모형은 많은 가정을 포함하고 있지만 만기형 별 근처에서 항성풍 속도가 급격히 증가하여 종속도에 이르는 과정을 잘 설명한다. 그러나 이론적인 선운곽을 계산하기 위한 속도함수로서 Alfvén 파 모형을 사용하기에는 계산이 복잡하고 어려운 점이 많이 있어 일반적으로는 항성풍의 속도장을 거리에 따라 증가하는 근사적인 함수로서 가정하고 있다.

가정된 속도함수가 갖는 근사를 줄이기 위해 Baade (1996)는 거성 가까이로부터 급격히 증가하는 속도분포를 고려하여 항성풍의 속도를 2개의 가속 영역을 갖는 식으로 표현하였다. 김경미와 최규홍 (1996)은 Hartmann & MacGregor (1980)의 방법을 따라 구한 Alfvén 파 모형의 속도함수를 적용하여 3개의 가속영역을 가지는 32Cyg의 선운곽을 계산하였으며 급격하게 종속도로 증가하는 가속과정이 선운곽에 영향을 미침을 보였다.

항성풍의 속도분포는 질량손실률 뿐 아니라 종속도나 열적인 도플러 효과를 포함하는 난류속도, 거성 주위에서 항성풍이 종속도로 도달하는 경향 등에 따라 결정된다. 따라서 이 논문에서는 항성풍의 속도분포를 결정하는 이러한 변수들이 이론적인 선운곽을 계산할 때 미치는 영향을 조사하고자 하였다. 항성풍의 속도분포는 Baade (1996)의 속도함수를 이용하였으며 FeII에 대한 32 Cyg의 선운곽을 계산하여 실제로 관측한 선운곽과 비교하였고 궤도위상 0.06과 0.70의 두 경우에 대해 비교하였다.

## 2. 속도함수

항성풍은 거성 가까이에서 급격히 속도가 증가하기 시작하여 초거성 반경의 몇 배의 거리에 도달하면 이미 종속도에 이르게 된다. Castor (1970), Che *et al.* (1983) 등은 초거성으로부터의 거리  $r$ 에서 속도분포 함수를 다음과 가정하였다.

$$V(r) = V_{\infty} \left(1 - \frac{R_{sg}}{r}\right)^b \quad (1)$$

여기서  $R_{sg}$ 는 초거성의 반경이고  $V_{\infty}$ 는 종속도이며 변수  $b = 0.5$ 라고 근사적으로 결정하였다. 그 후

Schröder (1985)는  $\zeta$  Aur형 쌍성계의 채층선을 분석하여 얻어낸 기동밀도로부터 경험적인 속도분포를 구하였으며  $\zeta$  Aur에 대해서는  $b = 3.5$ , 31 Cyg과 32 Cyg에 대해서는  $b = 2.5$ 라고 결정하였다. 한편 Baade (1996)는 항성풍 가속 초기에 종속도로 급격히 증가하는 실제적인 속도분포를 고려하기 위해 지수함수로 표시되는 항성풍의 속도함수를 2개의 가속 영역으로 분리하고 각각의 영역에 아래에 나타낸 서로 다른 속도함수와 속도변수를 달리 주었다.

$$V(r) = \begin{cases} V_\infty \left(1 - \frac{R_{sg}}{r}\right)^{\beta_1} & \text{for } r \leq R_0 \\ V_0 + (V_\infty - V_0) \left(1 - \frac{R_{sg}}{r - 4R_{sg}}\right)^{\beta_2} & \text{for } r > R_0 \end{cases}$$

여기서  $V_0 = V(R_0)$ 로서  $R_0 = 5R_{sg}$  지점에서의 항성풍을 나타낸다. 종속도와 거성의 반경에 대해 밀도개수  $n_0$ 를 다음과 같이 나타내어 진다.

$$n_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi\mu_0 m_H V_\infty R_{sg}^2} \tag{2}$$

여기서  $\mu_0 = 1.4$ 로서 평균원자량,  $m_H$ 는 수소 질량을 나타낸다. 질량보존을 가정할 때 속도장의 변화는 밀도분포의 변화를 가져오므로 선윤곽의 세기에 영향을 미칠 것으로 예상할 수 있다.

### 3. 복사전달 방정식

항성풍이 초거성으로부터 구대칭적이라고 가정할 때 관측자계에서 복사전달 방정식은 아래의 식과 같이 표시된다.

$$(\vec{n}\nabla)I(\nu, r, \vec{n}) = \kappa_l(r)\phi\left[\nu - \frac{v_0}{c}\vec{n}\cdot\hat{v}(r), r\right][S_l(r) - I(\nu, r, \vec{n})] + \kappa_c(r)[S_c(r) - I(\nu, r, \vec{n})] \tag{3}$$

어떤 방향  $\vec{n}$ 을 향하는 빛이 광원으로부터의 거리  $r$ 에서 나타나는 단파장 비세기이고  $S_l$ 과  $S_c$ 는 선과 연속선의 원천함수이고  $\kappa_l$ 과  $\kappa_c$ 는 각각 선과 연속선의 흡수계수이다. 팽창하는 대기에서 Sobolev 근사에 의한 원천함수는

$$S = \frac{(1 - \epsilon)\beta_c I_c + \epsilon B}{\epsilon + (1 - \epsilon)B} \tag{4}$$

이고, 순수하게 산란만 된다고 가정하면  $\epsilon = 0$ 이며 광자가 대기와 상호 작용하지 않고 탈출할 확률은 그들이 차지하는 입체각에 의해 결정된다.

$$\begin{aligned} \beta(r) &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu' (1 - e^{-\tau_s}) / \tau_s \\ \beta_c &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mu_c}^1 \int_0^\pi d\phi d\mu (1 - e^{-\tau_s}) / \tau_s \end{aligned} \tag{5}$$

여기서  $\tau_s$ 는 Sobolev 광학적 깊이이다. B형 별이 Planck 함수로서 복사한다고 하면  $I_c = B$ 이다. 팽창 대기에서는 Doppler 선폭증가만이 고려되고  $V_{sto}$ 는 열적 속도와 비구형적 요소가 포함된 난류속도이다.

파장  $\lambda$ 에 대해 계산된 복사속은 연속선에 의해 규격화되어

$$\frac{F_\lambda}{F_c} = \frac{\int_0^\pi \int_0^{R_B} I(\lambda, r, \phi) r dr d\phi}{\int_0^\pi \int_0^{R_B} I_c(\lambda, r, \phi) r dr d\phi} \quad (6)$$

이고,  $R_B$ 는 B형 별의 반경이고 적분한계는  $R = 5000R_B$ 로서 더 이상 선운곽 형성이 이루어지지 않는다고 생각되는 거리이다.

#### 4. 계산결과및 논의

김경미와 최규홍(1996)의 결과로부터 초거성 가까이에서 항성풍이 갖는 속도의 기울기가 선운곽의 세기에 영향을 미치는 것을 알 수 있었다. 속도분포를 결정하는 변수들로서는 속도의 가속경향을 나타내는  $\beta$ , 선폭증가를 나타내는  $V_{sto}$ , 종속도  $V_\infty$ 로서 크게 분류해 볼 수 있고 항성풍의 질량손실률 또한 밀도분포에 영향을 미치는 요소로서 고려할 수 있다. Baade (1996)의 속도함수는 2개의 가속영역으로 나누어 근사적으로나마 별 가까이에서의 급속한 속도증가를 고려할 수 있도록 하였기 때문에 속도 변수의 값을 자유롭게 선택하여 선운곽을 비교할 수 있는 장점이 있으므로 위와 같이 각각 고려된 여러 속도변수들에 대한 속도함수로서 이용하여 32 Cyg의 선운곽을 계산하였다. 이 연구의 계산에 사용된 32 Cyg의 지수함수의 변수는 표 1에 나타내었고 서로 다른 궤도위상  $\phi = 0.06, \phi = 0.70$ 의 선운곽을 계산한 후 관측된 선운곽과 비교하였다.

그림 1은  $\dot{M} = 2.8 \times 10^{-8} M_\odot / yr, V_{sto} = 30 km/s, V_\infty = 90 km/s, \beta_1 = 0.5$  일 때  $\beta_2 = 1.5, 2.5, 3.5$ 에 따른 FeII ( $\lambda 2607.09$ )의 선운곽을 나타낸다.  $\beta$  값이 작을수록 속도가 급격히 증가함을 의미하나 그 값의 변화에 따른 차이를 보이지 않고 이는 궤도위상이 달라져도 같은 경향을 보인다. 항성풍의 속도는 거성

표 1. 32 Cyg의 물리량.

물리량	값
period (day)	1147.8
eccentricity	0.301
longitude of periastron (degree)	218.2
periastron passage (J.D.)	2433141.8
inclination (degree)	80
semi-major axis (cm)	$7.65 \times 10^{13}$
$R_B$ (cm)	$1.75 \times 10^{11}$
$R_{sg}$ (km/s)	$1.27 \times 10^{13}$

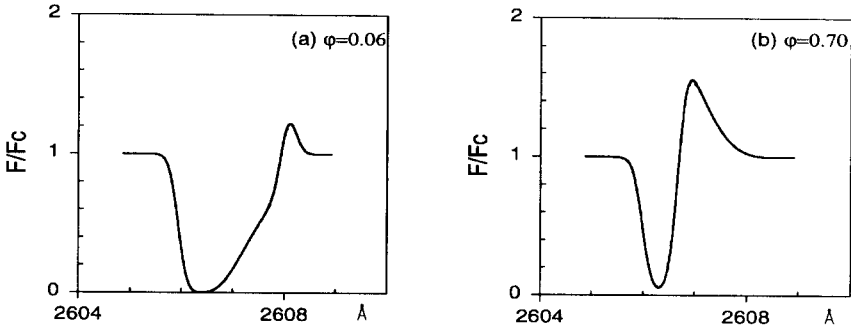


그림 1.  $\beta_2$ 의 변화에 따른 선운곽의 변화. 점선과 파선 그리고 실선은 각각  $\beta_2 = 1.5, 2.5, 3.5$ 를 가리킨다. 계산된 궤도위상  $\phi = 0.06$ 과  $\phi = 0.70$ 은 그림에 표시되어 있다.

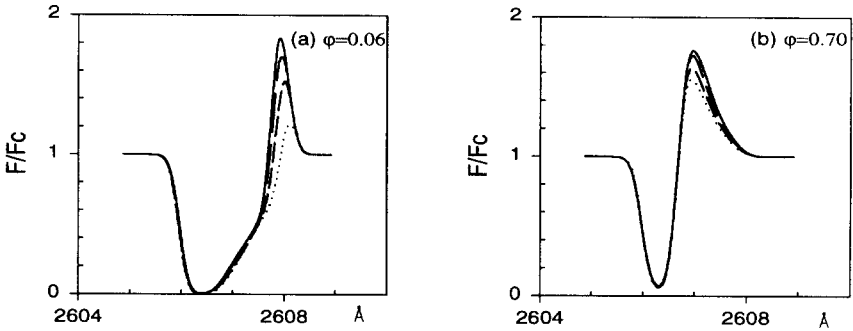


그림 2.  $\beta_1$ 의 변화에 따른 선운곽의 변화. 점선과 파선, 긴 파선 그리고 실선은 각각  $\beta_1 = 0.5, 1.5, 2.5, 3.5$ 를 가리킨다. 계산된 궤도위상  $\phi = 0.06$ 과  $\phi = 0.70$ 은 그림에 표시되어 있다.

으로부터의 거리  $5R_{sg}$ 에 이르러서 이미 중속도에 가까운 속도에 도달하기 때문에 이 거리 이상에서 항성풍의 속도변화가 심하지 않으므로 형성되는 선운곽에 큰 변화를 보이지 않는 것이다.

그림 2는 그림 1과  $\dot{M}, V_{sto}, V_{\infty}$ 는 같고 다만  $\beta_2 = 3.5$ 일 때  $\beta_1 = 0.5, 1.5, 2.5$ 에 따라 계산된 선운곽이다.  $\beta_2$ 의 경우와는 달리 선운곽의 세기에 영향을 미치는 것을 볼 수 있다.  $\beta_1$ 의 값이 클수록 흡수요소의 변화보다는 방출요소의 세기가 증가하는 경향이 두드러진다. 질량이 보존된다고 가정할 때 속도가 천천히 증가하면 밀도개수는 천천히 감소하기 때문에 거성 주위에서 상당한 영역에 걸쳐 높은 밀도를 나타낼 것이므로 선운곽의 세기가 강해질 것이다. 위 결과들로부터 거성에서 멀리 떨어진 영역보다는 거성 주위의 항성풍 속도분포가 선운곽 계산에 중요한 변수임을 알 수 있다. 따라서 보다 정밀한 선운곽을 계산하기 위해서는 최소한 거성 주위의 가속영역을 고려한 속도함수를 사용해야 할 것이다.

표 2. 계산에 사용된 변수들.

변수들	값			
$\beta_1$	0.5	1.5	2.5	3.5
$\beta_2$	1.5	2.5	3.5	
$V_{sto}(km/s)$	20	30		
$V_{sto}(km/s)$	70	80	90	
$\dot{M}(M_{\odot}/yr)$	$1.5 \times 10^{-8}{}^a$	$2.0 \times 10^{-8}$	$2.5 \times 10^{-8}$	$2.8 \times 10^{-8}{}^b$

<sup>a</sup> (Baade 1989)  
<sup>b</sup> (Schröder 1985)

실제로 이러한 방출요소의 증가가 재방출에 의한 효과인지 또는 흡수요소의 감소로 인하여 선운곽에 중첩되어 나타나는 효과인지를 조사하기 위해 순수한 흡수요소를 계산하여 중첩된 선운곽과 비교하였다(그림 3). 실선은  $\beta_1 = 0.5$ 이고 파선은  $\beta_1 = 2.5$ 일 때의 흡수선과 중첩된 선운곽이다. 궤도위상 0.06일 때 B형별은 막 식을 빠져나온 상태이고 이 위상에서 광자는 궤도위상 0.70에 비해 거성에 가까운 밀도 높은 대기영역을 지나고 지나가는 경로도 길기 때문에 훨씬 넓게 포화된 흡수요소를 보인다. 흡수요소는  $\beta_1$ 의 값이 커짐에 따라 약간씩 넓은 양상을 보이고 있으며 궤도위상에 따라 같은 경향을 보인다. 결과적으로 중첩된 선운곽의 형태와 세기가 흡수요소의 형태와 무관한 것으로 보아  $\beta_1$ 의 값이 커짐에 따라 강한 선운곽을 보이는 것은 재방출요소에 의해 방출요소가 강화된 것으로 해석된다. 그림 1과 그림 2의 두 경우를 비교해보면 거성으로부터 먼 곳의 속도분포보다는 거성으로부터 가속되기 시작할 때의 환경이 훨씬 더 선운곽에 영향을 미침을 알 수 있으므로 1개의 가속영역을 가지는 기존의 속도함수로서는 정밀한 계산이 어려울 것이다.  $V_{sto}$ 는 선폭증가를 의미하며 이에 따른 변화를 그림 4에 보였다.  $\dot{M}, V_{\infty}$ 는 그림 1이나 그림 2의 경우와 같고  $\beta_1 = 0.5, \beta_2 = 3.5$ 을 가정하였다. 점선인  $V_{sto} = 20km/s$ 인 선운곽이  $V_{sto} = 30km/s$ 인 실선의 선운곽에 비해 선운곽의 세기가 크고 좁은 형태를 보이는데 이는 Doppler 선폭증가의 속도분산 값이 작게 분포되어 집중적인 파장영역에서 광자를 발생시키기 때문으로 생각된다. 난류속도의 값도 선운곽의 세기와 형태에 영향을 미치기는 하나  $\beta_1$ 에 비해 그다지 큰 효과를 보이지 않는다.

한편 그림 5는 그림 4와 다른 변수들의 값은 같고 다만  $V_{sto} = 30km/s$ 인 경우로서  $V_{\infty}=70, 80, 90$  km/s에 따라 선운곽을 계산한 그림으로  $V_{\infty}$ 가 커질수록 강한 선운곽을 보이고 있다. 방출요소와 흡수요소에 의한 중첩효과를 구분하기 위해 순수흡수선을 그림 6에 보였다. 그림 3의 경우와 마찬가지로 흡수요소의 변화가 선운곽의 형태와 세기에 영향을 미쳤다고는 볼 수 없고 식 (2)에서 보는 바와 같이 질량보존의 가정 하에서  $V_{\infty}$ 의 증가가 곧 밀도개수의 증가로서 나타나므로 강한 선운곽을 보인다.

그림 7은 질량손실률을 변화시켜 계산된 선운곽이고 그림 4와  $\beta_1$ 과  $\beta_2, V_{sto}, V_{\infty}$ 는 같다.  $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-8}M_{\odot}/yr$ 부터  $2.0 \times 10^{-8}M_{\odot}/yr, 2.5 \times 10^{-8}M_{\odot}/yr, 2.8 \times 10^{-8}M_{\odot}/yr$ 에 이르기까지 여러 사례에 의해 결정된 질량손실률에 대해 계산하였다. 예상과는 달리  $\phi = 0.06$ 인 경우는 질량손실률에 따

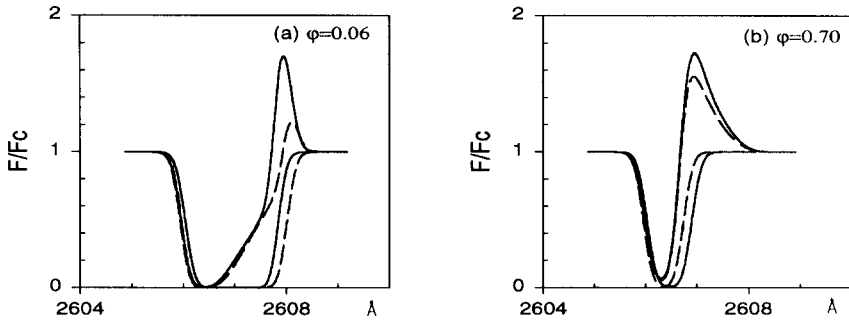


그림 3.  $\beta_1$ 의 변화에 따른 순수흡수선. 파선은  $\beta_1 = 0.5$ 이고 실선은  $\beta_1 = 2.5$ 이며 그림 설명은 그림2와 같다.

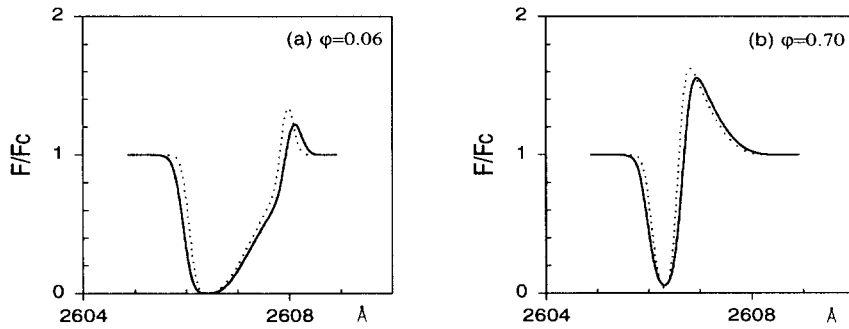


그림 4.  $V_{sto}$ 의 변화에 따른 선윤곽의 변화. 점선과 실선은 각각  $V_{sto} = 20\text{km/s}, 30\text{km/s}$ 를 가리킨다. 계산된 궤도위상  $\phi = 0.06$ 과  $\phi = 0.70$ 은 그림에 표시되어 있다.

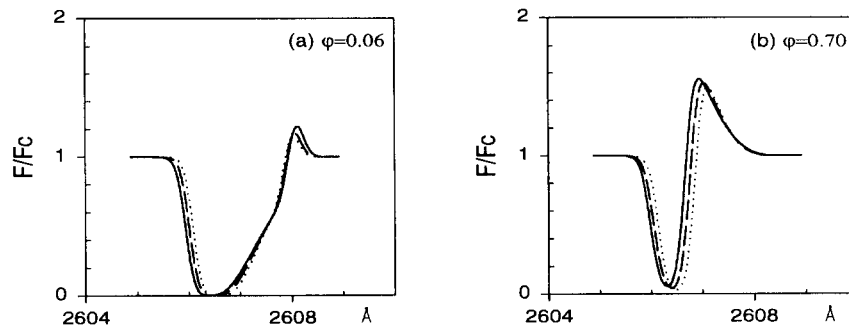


그림 5.  $V_\infty$ 의 변화에 따른 선윤곽의 변화. 점선과 파선 그리고 실선은 각각  $V_\infty = 70\text{km/s}, 80\text{km/s}, 90\text{km/s}$ 를 가리킨다. 계산된 궤도위상  $\phi = 0.06$ 과  $\phi = 0.70$ 은 그림에 표시되어 있다.

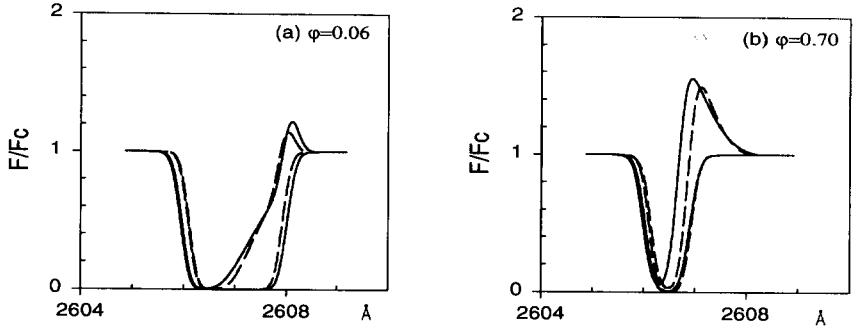


그림 6.  $V_{\infty}$ 의 변화에 따른 선윤곽의 변화. 점선과 파선 그리고 실선은 각각  $V_{\infty} = 70\text{km/s}, 80\text{km/s}, 90\text{km/s}$ 를 가리킨다. 계산된 궤도위상  $\phi = 0.06$ 과  $\phi = 0.70$ 은 그림에 표시되어 있다.

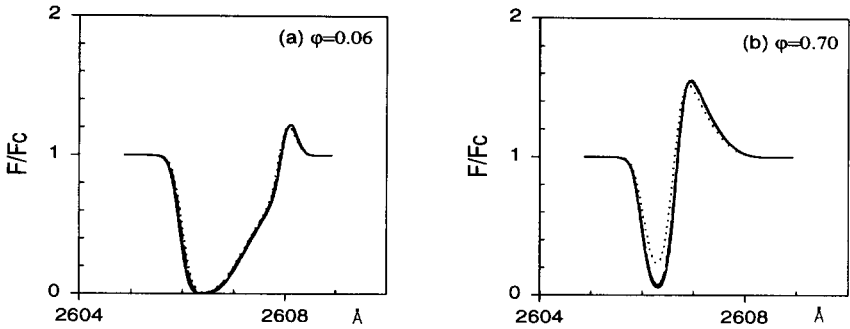


그림 7. 질량손실률의 변화에 따른 선윤곽의 변화. 점선과 파선, 긴 파선 그리고 실선은 각각  $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}, 2.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}, 2.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}, 2.8 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ 를 가리킨다. 계산된 궤도위상  $\phi = 0.06$ 과  $\phi = 0.70$ 은 그림에 표시되어 있다.

라 거의 차이가 없고 다만  $\phi = 0.70$ 인 경우에 질량손실률이 클 수록 조금 더 강한 선윤곽을 보이는데 특히 방출요소에 비해 흡수요소에 나타나는 효과가 크다. 흡수요소는 거성과 관측자 사이에 놓인 영역에 의해 형성되는데  $\phi = 0.70$ 에서 뜨거운 B형별이 거성과 관측자 사이의 영역에 놓여 흡수요소가 훼손되기 때문에 방출요소에 비해 흡수요소가 약해지는 효과를 나타내는 것이다.

앞서 계산된 결과를 바탕으로 속도변수를 조절함으로써 이론적으로 계산한 선윤곽을 32Cyg의 FeII의 관측된 선윤곽과(Che *et al.* 1983) 맞추어 비교하였다(그림 8). 실선은 관측된 선윤곽이고 계산된 선윤곽은 등그라미로 표시하였으며 사용된 변수는  $\dot{M} = 2.8 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}, V_{sto} = 25\text{km/s}, V_{\infty} = 80\text{km/s}, \beta_1 = 1.0, \beta_2 = 3.5$ 이다.

궤도위상 0.06의 관측 선윤곽에서 청색편이 부분의 흡수요소에서 두드러지게 나타난 재방출 요소



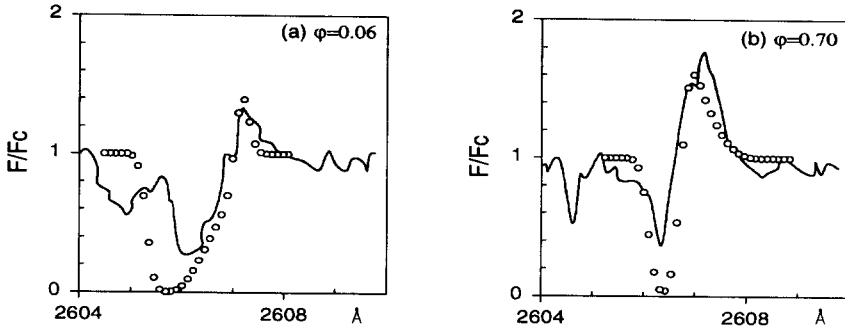


그림 8. 관측된 선윤곽과 이론적인 선윤곽의 비교. 실선은 관측된 선윤곽을 나타내고 동그라미는 이론적인 선윤곽을 나타낸다. 계산된 궤도위상  $\phi = 0.06$ 과  $\phi = 0.70$ 은 그림에 표시되어 있다.

와 궤도위상 0.70에서 방출요소가 적색편이 쪽으로 넓게 분산된 것과 흡수요소의 증가에 대해 계산된 선윤곽에 의해 정밀하게 맞추지는 못하였다. 흡수요소의 감소 즉 방출요소의 증가는 만기형 별 대기의 불균질성에서 비롯된 것으로 해석된다. 이러한 거성 대기의 불균질성의 이유 중의 하나는 뜨거운 B형 별에 의해 형성되는 Stroömgren 구의 존재이다. 불규칙한 형태로 발달된 이온화 영역 내에서 선윤곽을 형성하는 FeII가 FeIII로 이온화가 진행됨에 따라 FeII의 밀도개수의 감소를 예상할 수 있다. 이러한 선윤곽을 형성하는 입자의 감소는 결과적으로 선윤곽의 형태와 세기에 영향을 미치게 되는 것이다. 또한 Harper *et al.* (1993)에 의하면 B형별도 항성풍을 가지고 있으므로 B형별의 항성풍이 거성 대기에 영향을 미칠 수 있다. 이는 구형대칭적인 항성풍을 가정하여 계산되었던 거성이 실제로는 비구형대칭적인 대기구조를 가질 수 있음을 의미하게 된다. 따라서 비대칭적인 거성의 대기 구조를 정량적으로 설명할 수 있도록  $\zeta$  Aur와 같은 쌍성계의 자외선 관측이 더 많이 이루어진다면 관측 선윤곽을 분석하기 위한 이론적인 선윤곽을 좀 더 정밀하게 계산할 수 있을 것이다.

### 참고 문헌

- 김경미, 최규홍 1996, 한국우주과학회지, 13, 79  
 Baade, R. 1986, A&A, 154, 145  
 Baade, R. 1989, Review in Modern Astronomy 2, ed. G. Klare (Springer-Verlag: Berlin), p.324  
 Baade, R. 1996, private communication  
 Castor, J. I. 1970, MNRAS, 149, 111  
 Che, A., Hempe, K. & Reimers, D. 1983, A&A, 126, 225  
 Harper, G. M., Bennet, P. D., Brown, A. & Linsky, J. L. 1993, BAAS, 25, 1322

Hartman, L.E & MacGregor, K.B. 1980, *ApJ*, 242, 260

Hempe, K. 1982, *A&A*, 115, 133

Schröder, K.-P. 1985, *A&A*, 147, 103