

Alfvén파에 의한 항성풍 밀도분포가 32 Cyg의 선윤곽에 미치는 효과¹

김경미 · 최규홍
연세대학교 천문대기과학과

EFFECTS OF DENSITY DISTRIBUTION OF THE WIND ON THE LINE PROFILES FOR 32 CYG

Kyung-Mee Kim and Kyu-Hong Choi

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

(Received May 10, 1997; Accepted May 25, 1997)

요 약

Alfvén파에 의한 항성풍을 가정하고 운동방정식을 수치적분하여 속도분포를 구하였다. 질량이 보존된다면 밀도분포는 속도분포와 밀접한 관계를 가지므로 가정되는 초기 밀도 갯수의 값에 따라 선윤곽이 변화하는 효과를 계산하였다. 실제적인 항성풍 모형을 계산하기 위해 Schröder(1986)의 관측과 잘 맞는 초기 밀도 갯수 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ 의 경우와 $N_0 = 10^9, 10^{10}, 10^{11}/\text{cm}^3$ 의 경우를 계산하였으며 초기 밀도 갯수가 작을 수록 속도분포가 급격하고 더 큰 종속도를 보였다. 또한 공전궤도위상 0.06과 0.78에서의 선윤곽을 계산하였고 N_0 가 작을 수록 방출선이 더욱 강하고 좁은 흡수요소를 가졌으며 이로 인해 방출선의 극대가 청색편이되어 나타났다.

ABSTRACT

We have calculated the velocity distribution of wind driven by Alfvén waves. The assumed initial number density of wind can affect the line profiles because it produces the change in the velocity distribution under the mass conservation. Initial density $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ is chosen for a proper initial density from the observation by Schröder(1986). The wind models for $N_0 = 10^9, 10^{10}, 10^{11}, 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ are calculated at $\phi = 0.06$ and $\phi = 0.78$. The line profiles for lower initial density show the strong emissions and narrow absorptions because of their steeper velocity gradients.

¹이 연구는 1996년도 교육부 기초과학 육성 연구비 (BSRI-96-5413)의 지원에 의한 것임

1. 서 론

초거성의 항성풍은 별의 진화의 마지막 단계를 규명하는 데에 많은 정보를 제공한다. 일반적으로 채층선을 관측하여 분석함으로써 결정할 수 있으나 이러한 방법은 채층의 안쪽 경계선을 확실히 결정하기 어렵기 때문에 결정된 질량손실률의 값에 큰 차이를 보인다. 가장 좋은 방법은 ζ Aur형 별과 같은 쌍성을 이용하는 것으로 쌍성의 관측된 선운 광을 이론적인 선운광과 잘 맞춤으로써 질량손실률을 결정하는 것인데 Hempe(1982)에 이어 Baade(1986, 1989)에 이르기 까지 발전되어 왔다. ζ Aur형 별은 확장 대기를 가진 초거성과 뜨거운 주계열로 이루어져 있으며, 자외선 영역에서 뜨거운 동반성에 의한 빛이 훼손되지 않고 관측되므로 초거성의 대기구조를 이해하는데에 도움을 줄 수 있다.

태양풍과 달리 초거성의 항성풍은 질량손실률이 크고 항성풍 속도가 작은 특징을 지니는 데 이들이 먼 거리까지 잘 전달될 수 있도록 하는 수단으로 자기장에 의한 Alfvén파가 받아들여지고 있다. Hartmann & MacGregor(1980)은 Alfvén파를 전달요인으로 가정하고 운동 방정식을 수치적분하여 항성풍의 속도분포를 구하였다. 한편 이론적인 선운광의 모형에서는 항성풍의 요인을 고려하지 않은 채 항성풍의 속도분포로서 거리에 따라 증가하는 근사적인 누승함수를 사용하고 있다. 그러나 거성 주위에서 항성풍의 속도가 구형대칭적이지 않다는 연구 결과가 있고(Harper *et al.* 1993), 이에 Baade(1996)는 항성풍의 속도를 2개의 가속 영역을 갖는 식으로 표현하였다. 김경미와 최규홍(1996)은 좀 더 정밀한 분석을 위해 Hartmann & MacGregor(1980)의 방법을 따라 Alfvén파에 의한 32 Cyg의 항성풍 속도 함수를 구하여 선운광을 구하였다. 이러한 속도분포의 경우 질량이 보존되는 항성풍이 가정되므로 속도와 밀도와는 서로 반비례의 상관관계를 갖는다. 김경미와 최규홍(1996)의 계산에 의하면 Alfvén 파에 의한 속도함수와 근사적인 누승함수의 선운광 사이에 차이가 있음을 알 수 있다.

그러나 운동 방정식을 수치적분할 때 Hartmann & MacGregor(1980)의 초기 밀도 갯수를 사용하였으므로 실제의 32 Cyg의 관측된 값과는 차이가 있다. 이러한 임의의 초기 밀도 갯수의 값이 선운광의 결과에 어떠한 영향을 미치는지 보기 위하여 여러 값의 초기 밀도 갯수에 대해 선운광을 계산하였다. 또한 Schröder(1986)가 32 Cyg에 대해 관측된 밀도를 사용함으로써 좀 더 실제적인 항성풍 모형을 계산하였으며 각각의 초기 밀도 갯수에 대해 공전궤도위상 $\phi = 0.06$ 과 $\phi = 0.78$ 에서 선운광을 계산하였다.

2. 운동 방정식과 속도함수

Alfvén파에 의한 구형대칭적인 항성풍을 가정할 때 운동방정식은 아래와 같다.

$$u \frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM}{r^2} - \frac{1}{2\rho} \frac{d\epsilon}{dr} \quad (1)$$

u 는 항성풍 속도이며, 여기서 $a = (\gamma P/\rho)^{\frac{1}{2}}$ 로서 음속이다. 에너지 밀도 $\epsilon = \rho < \delta v^2 >$ 이고 거리 r 에서의 자기장의 세기는 별의 표면 r_0 로부터 $B = B_0(r_0/r)^2$ 와 같고 질량손실률은 $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho u$ 이다.

Alfvén파에 의한 힘이 거리에 따라 단조적으로 변화하는 함수가 아니므로 별 가까이에서 해를 구할 수 없는 임계점이 생긴다. Hartmann & MacGregor(1980)의 방법을 따라 운동방정식을 새로운 변수 $Z = r/R$, $W = u/a$ 에 대해 바꿔 쓰면

$$\frac{dW}{dZ} = \frac{2W}{Z} \frac{N(W, Z)}{D(W, Z)} \quad (2)$$

가 된다. 운동 방정식을 적분하여 구한 속도분포가 $N(W, Z) = 0$ 와 $D(W, Z) = 0$ 의 교점을 오차범위 내에서 지날 수 있도록 δv 의 값을 가정하고 계산하는 과정을 되풀이하여 만족한 속도곡선을 구한다.

이렇게 구한 Alfvén파에 의한 항성풍 속도를 3개의 가속영역으로 나누어 아래와 같은 근사적인 속도함수로 나타내고(김경미와 최규홍 1996) 계산된 속도분포에 잘 맞도록 변수의 값을 결정하였다.

$$V(r) = \begin{cases} V_i \left(1 - \frac{R_{sg}}{r}\right)^{\beta_1} & \text{for } r \leq R_1 \\ V(R_1) - (V_i - V(R_1)) \left(1 - \frac{R_{sg}}{r - R_1 + R_{sg}}\right)^{\beta_2} & \text{for } R_1 < r \leq R_2 \\ V(R_2) + (V_i - V(R_2)) \left(1 - \frac{R_{sg}}{r - R_2 - R_{sg}}\right)^{\beta_3} & \text{for } r > R_2 \end{cases}$$

R_{sg} 는 초거성의 반경이고, $V(R_1)$ 과 $V(R_2)$ 는 각각 별로부터의 거리 R_1 과 R_2 에 대한 속도이다. $V(R_1)$ 은 실질적으로 V_∞ 이 되며 V_i 는 우리의 fitting 함수가 Alfvén 속도의 첫 번째 가속영역의 표현식에 잘 맞도록 결정된 속도이다.

3. 항성풍의 밀도분포

운동방정식을 적분함으로써 Alfvén파에 의한 항성풍의 속도분포를 구할 수 있다. 항성풍은 질량이 보존된다고 가정하므로 항성풍의 속도는 밀도와 반비례의 관계를 가지며 별 가까이에서 적분의 초기치를 설정하기 위해 초기 밀도 갯수 N_0 를 선택해야 한다. 김경미와 최규홍(1996)은 Hartmann & MacGregor(1980)의 모형을 따라 임의적으로 $N_0 = 10^{11}/\text{cm}^3$ 을 택하였다. 그러나 그들의 모형과 우리의 32 Cyg 사이에 물리량의 차이가 있으므로 좀 더 정밀한 계산을 위해 32 Cyg에 대한 Schröder(1986)의 관측 자료를 사용하였다. 그림 1에 32 Cyg의 관측된 밀도와 여러 초기 밀도 갯수에 의한 밀도분포를 비교하였다. a는 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, b는 $N_0 = 10^{11}/\text{cm}^3$, c는 $N_0 = 10^{10}/\text{cm}^3$, d는 $N_0 = 10^9/\text{cm}^3$ 에 대한 밀도분포이며 관측된 값에 잘 맞는 초기 밀도 갯수는 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ 으로 보인다. 같은 질량손실률에 대해 각각의 초기 밀도 갯수를 가지고 운동 방정식을 수치적분하면 그 속도분포에 맞는 임계점이 설정되고 그 임계점을 매끄럽게 지날 수 있도록 δv 의 값이 조정되어 반복 계산한다. 즉, 초기 밀도 갯수만 임의로 주어지고, 거리에 따라 변화하는 밀도분포는 주어진 질량손실률에 따라 운동방정식을 적분하여 구한 속도를 질량보존식에 대입하여 구하게 된다.

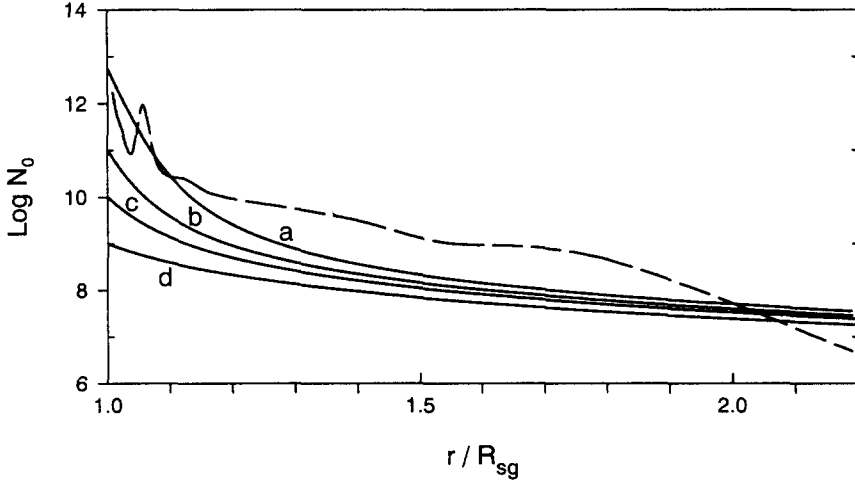


그림 1. 32 Cyg에 대한 Schröder(1986)의 관측과 이 논문에서 계산된 밀도분포. a는 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, b는 $N_0 = 10^{11}/\text{cm}^3$, c는 $N_0 = 10^{10}/\text{cm}^3$, d는 $N_0 = 10^9/\text{cm}^3$ 에 대한 밀도분포이며 점선으로 표시된 Schröder(1986)의 관측과 잘 맞는 초기 밀도 값수는 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ 으로 보인다.

4. 복사전달 방정식

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

$$(\vec{n} \cdot \nabla)I(\nu, r, \vec{n}) = \kappa_l(r)\phi \left[\nu - \frac{\nu_0}{c} \vec{n} \cdot \mathbf{v}(r), r \right] [S_l(r) - I(\nu, r, \vec{n})] + \kappa_c(r)[S_c(r) - I(\nu, r, \vec{n})] \quad (3)$$

$I(\nu, r, \vec{n})$ 는 어떤 방향 \vec{n} 을 향하는 빛이 광원으로부터의 거리 r 에서 나타나는 단파장 비세기이다. S_l, S_c 는 선과 연속선의 원천함수이고 κ_l, κ_c 는 각각 선과 연속선의 흡수계수이다. 팽창하는 대기에서 Sobolev 근사에 의한 원천함수는

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

이고, 순수하게 산란만을 고려하면 $\epsilon = 0$ 이다. 광자가 대기와 상호작용하지 않고 탈출할 확률은 그들이 차지하는 입체각에 의해 결정되고, Sobolev 광학적 깊이 $\tau_s = \frac{\kappa_l}{|dv/dt|}$ 에 대해 다음과 같이 쓰여진다.

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

표 1. Alfvén 속도분포에 대한 fitting 함수의 변수들.

$N_0(/cm^3)$	1.0×10^9	1.0×10^{10}	1.0×10^{11}	5.5×10^{12}
$V_i(km/s)$	115.6	95.4	87.0	79.2
$V(R_1)(km/s)$	107.8	84.2	74.2	62.8
$V(R_2)(km/s)$	102.4	76.0	63.8	49.0
$R_1(R_{sg})$	5.0	5.0	5.0	5.0
$R_2(R_{sg})$	26.0	26.0	26.0	26.0
β_1	0.33	0.55	0.7	1.05
β_2	7.5	6.5	4.5	4.0
β_3	210	210	210	210

B형 별이 Planck 함수로서 복사한다고 하면 $I_c = B$ 이다. 팽창 대기에서는 Doppler 선폭 증가만이 고려되고 선운곽의 폭은 $\Delta\nu_D = \nu_0 V_{sto}/c$ 이다. V_{sto} 는 열적 속도와 비 구형적 요소가 포함된 난류속도이고 차원없는 주파수 변수 $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ 를 도입하여 선운곽 함수를 표시하면 아래와 같다.

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} \quad (6)$$

팽창대기에서 속도변이는 주파수 변이로 나타남으로 항성풍의 속도함수로서 앞 절에서 보인 운동 방정식을 직접 적분하여 구한 Alfvén 속도분포를 사용하였다. 어떤 주파수 변이 x 에 대해 계산된 복사속은 연속선에 의해 규격화된다.

$$\frac{F_x}{F_c} = \frac{\int_0^\pi \int_0^R I(x, r, \phi) r dr d\phi}{\int_0^\pi \int_0^{R_B} I_c(x, r, \phi) r dr d\phi} \quad (7)$$

R_B 는 B형 별의 반경이고 적분한계는 더 이상 선운곽 형성이 이루어지지 않는다고 생각되는 거리로서 $R = 10000R_B$ 이다.

5. 계산 및 결과

일반적으로 이론적인 선운곽 계산에 쓰이는 누승함수의 속도분포 대신에 직접 운동 방정식을 적분하여 Alfvén 속도분포를 구하고 이를 32 Cyg의 선운곽 계산에 사용하였다. Alfvén 속도분포를 위에서 보인 fitting 함수와 잘 맞도록 근사시킨 변수를 표 1에 보였다.

N_0 의 값이 작을수록 초기 항성풍 속도가 매우 크고 별 가까이에서 좀 더 급속히 증가함을 볼 수 있다. Schröder(1986)가 관측한 밀도분포와 초기 밀도의 값이 잘 맞는 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/cm^3$ 의 경우 종속도에 해당하는 $v_i = 63km/s$ 로서 대부분의 관측으로부터 결정되는 값 ($v_\infty = 55km/s$; Schröder(1985), $v_\infty = 60km/s$; Che et al.(1983))에 잘 맞는다.

그림 2에 각각의 초기 밀도 값수에 대한 Alfvén 속도분포와 우리의 fitting 함수들을 함께 나타내었는데 a는 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/cm^3$, b는 $N_0 = 10^{11}/cm^3$, c는 $N_0 = 10^{10}/cm^3$, d는 $N_0 = 10^9/cm^3$ 에 대한

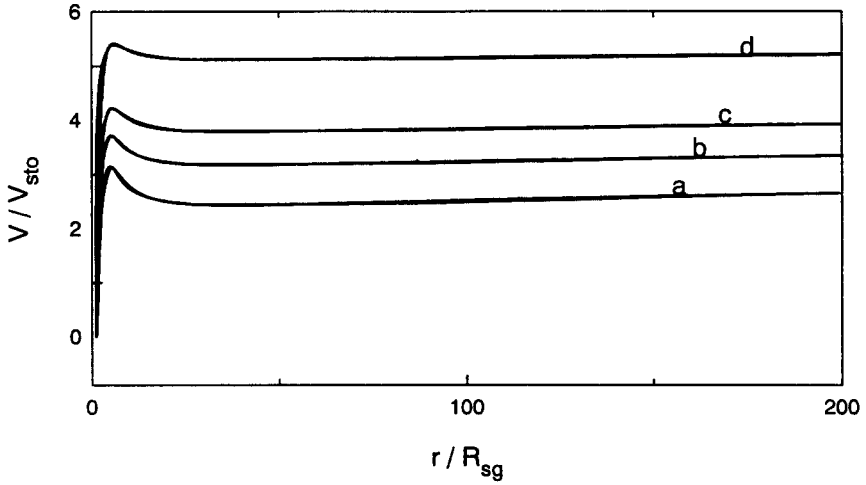


그림 2. Alfvén파에 의한 속도분포와 fitting 함수. 계산된 Alfvén파에 의한 속도분포와 fitting 함수를 함께 그렸으며 각 밀도분포에 대한 설명은 그림 1과 같다. d에서 별에 가까운 영역을 제외하고는 계산된 속도분포와 fitting 함수 사이에 차이가 없이 일치됨을 볼 수 있다.

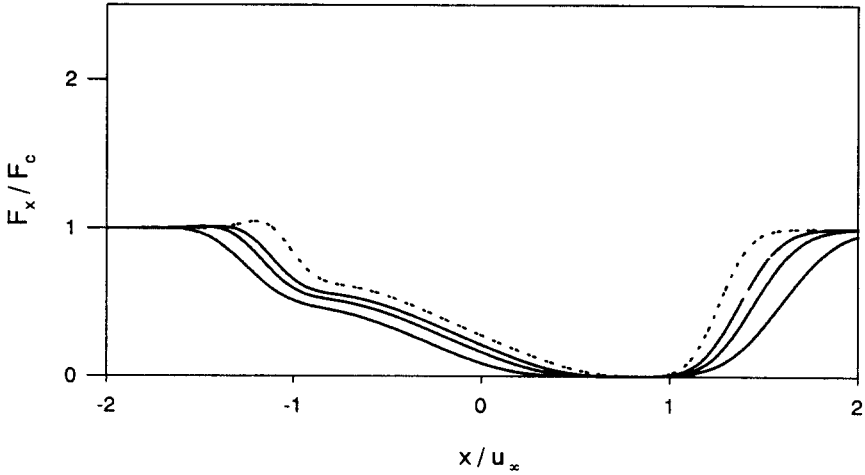


그림 3. 공전궤도위상 0.06에서 계산된 선운곽. 점선은 $N_0 = 10^9/cm^3$, 파선은 $N_0 = 10^{10}/cm^3$, 점-파선은 $N_0 = 10^{11}/cm^3$, 실선은 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/cm^3$ 에 대한 선운곽이다.

속도분포이다. 초기 밀도 갯수에 따라 종속도가 다르고 전체적인 속도의 값에 차이가 있음을 볼 수 있으며 이러한 차이가 선운곽에 미치는 효과를 계산하였다. 질량손실률은 $\dot{M} = 2.8 \times 10^{-8} M_{\odot}/yr$ (Che *et al.* 1983)이라고 일정하게 놓았으며 공전 궤도 위상 $\phi = 0.06$ 과 $\phi = 0.78$ 의 두 경우를 비교하였다.

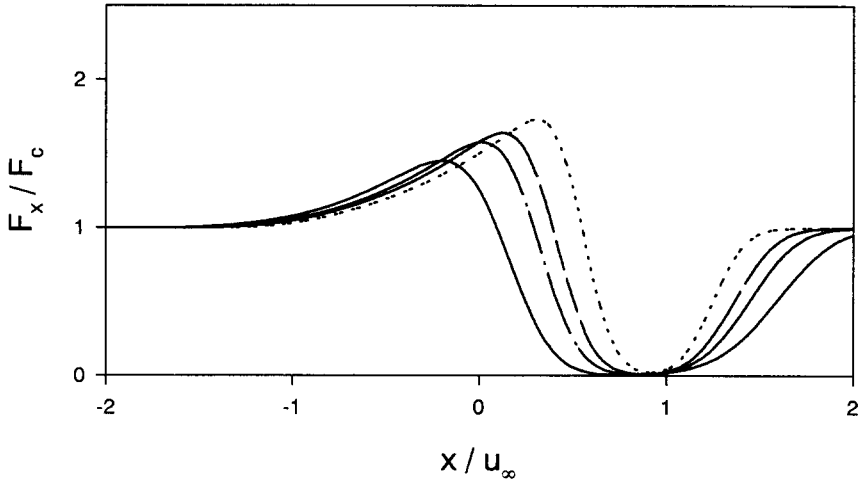


그림 4. 공전궤도위상 0.78에서 계산된 선운곽. 각 선운곽에 대한 설명은 그림 3과 같다.

그림 3에 궤도위상 $\phi = 0.06$ 에 대한 선운곽을 보였는데 가로축은 각각의 종속도에 대한 주파수 변이를 가리키며 음수이면 적색편이, 양수이면 청색편이를 의미한다. 점선의 선운곽은 $N_0 = 1.0 \times 10^9/cm^3$ 의 경우이고, $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/cm^3$ 의 경우는 실선으로 나타내었다. 팽창대기에서 선운곽의 주파수 변이는 속도편이에 의해 결정되며, 방출요소는 뜨거운 B형 별에서 나온 빛이 초거성 대기층을 통과할 때 만들어지고 흡수요소는 B형 별과 관측자 사이에 놓인 대기층에 의해 만들어진다.

$\phi = 0.06$ 의 위상에서 뜨거운 B형 별은 막 식을 빠져나오고 있고 B형 별에서 나온 빛은 초거성 가까이에서 대기층을 통과한다. 그림 2에서 볼 수 있듯이 초거성의 항성풍은 별 가까이에서 급속히 종속도에 이른다. 흡수요소를 일으키는 대기층이 초거성에 가까운 영역에 위치하고 있기 때문에 강한 흡수요소를 가지게 된다. 그림 3에서 실선으로 표시된 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/cm^3$ 에 대한 선운곽은 흡수요소가 매우 넓게 나타나고 방출요소가 거의 보이지 않을 정도로 전체적인 선운곽의 세기가 약화되었다. 초기 밀도 갯수가 크어도 불구하고 선운곽의 세기가 약화된 이유를 설명하기 위해 순수 흡수선을 계산하여 비교하였다. 그림 5의 궤도위상 0.06에서의 순수 흡수선은 초기 밀도 갯수가 따라 커짐에 따라 흡수선이 매우 넓게 나타나는 것을 볼 수 있다. 즉, 밀도가 높음으로써 강한 방출요소를 가지지만 강한 흡수요소를 가지게 되므로 이들이 중첩된 최종적인 선운곽에서는 그 세기가 약화되어 나타나는 것으로 보인다. 한편 Sobolev 광학적 깊이는 속도 기울기에 영향받는다. 그림 2에서와 같이 초기 밀도 갯수가 작은 경우에 속도가 급속히 증가하는데 이러한 큰 속도 기울기는 τ_s 를 작게 만든다. 즉 선운곽이 계산되는 지점의 위치가 초거성 가까이에서 조밀하게 되므로 좀 더 밀도가 높은 대기층에 대해 계산이 수행되기 때문이다.

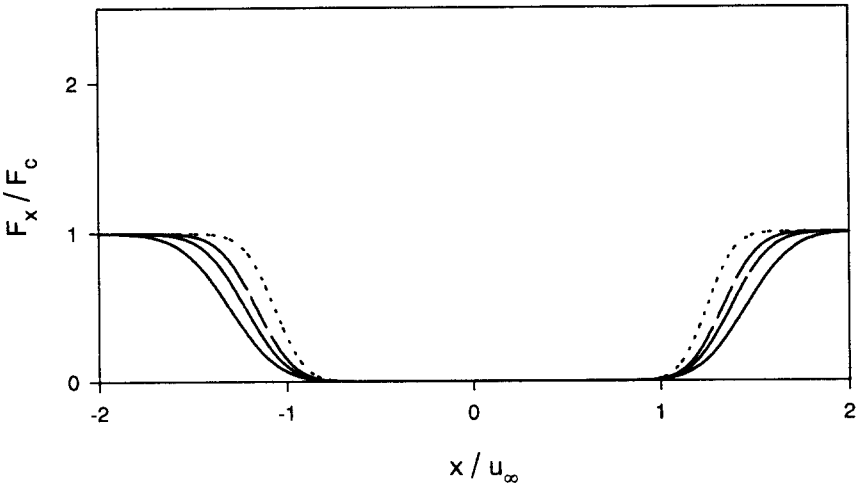


그림 5. 공전궤도위상 0.06에서 계산된 순수 흡수선. 각 선윤곽에 대한 그림설명은 그림 3과 같다.

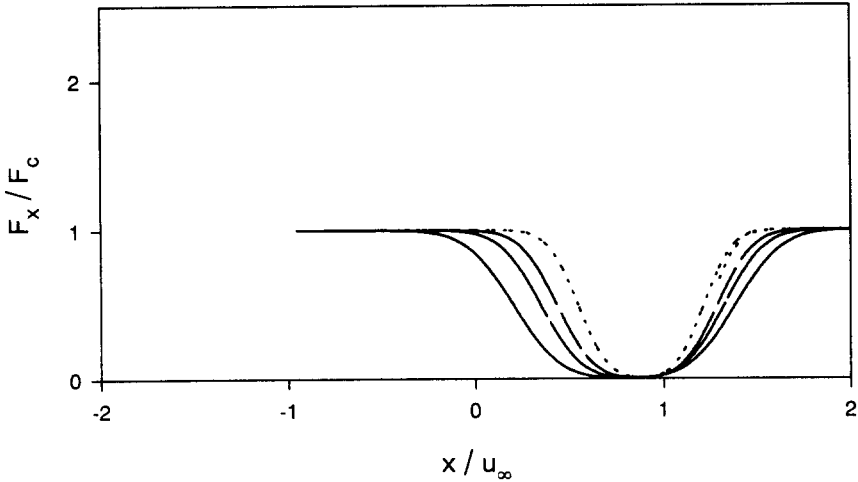


그림 6. 공전궤도위상 0.78에서 계산된 순수 흡수선. 각 선윤곽에 대한 그림설명은 그림 3과 같다.

궤도위상 $\phi = 0.78$ 에서 계산된 선윤곽을 그림 4에 보였다. 초기 밀도갯수가 낮은 점선의 선윤곽이 궤도위상 0.06의 경우와 마찬가지로 전체적으로 강한 세기를 보인다. 또한 초기 밀도갯수가 큰 실선의 경우는 ($N_0 = 5.5 \times 10^{12}$) 방출요소의 극대부분이 약간 적색편이되어 있는 반면, 초기 밀도갯수가 작을수록 방출선의 극대부분이 청색편이됨을 보이고 있다. 보통의 팽창대기에서는 주파수 편이가 항성풍의 시선방향 속도성분에 의한 Doppler 편이에 의해 결정된다. 그림 6에서 $\phi = 0.78$ 에 대한 순

수 흡수선을 보면 초기 밀도 갯수가 작을수록 상당히 좁은 흡수선을 보이고 있으며 매우 청색편이되어 있으므로 방출요소와 흡수요소가 중첩된 선운곽은 초기 밀도 개수가 낮을수록 강한 방출요소와 좁은 흡수요소를 가지게 될 것이다. 이는 그림 4에서 보듯이 밀도가 매우 작은 값을 가지는 경우 질량보존에 의해 속도가 큰 값을 가지게 되어 우리를 향하는 속도성분을 가진 대기에서도 충분한 방출요소를 만들기 때문으로 생각된다.

6. 결 론

32 Cyg의 Alfénp파에 의한 속도를 구하기 위해 초기 밀도 갯수가 가정하여 운동 방정식을 적분하였다. 질량이 보존된다면 밀도의 변화는 속도의 변화를 기대할 수 있고 초기치의 변화에 따라 임계점을 지나는 속도분포가 달라질 수 있으므로 초기 밀도갯수를 달리 주어 운동 방정식을 적분함으로써 임계점을 지나는 속도분포를 구하였다. 이 속도 함수를 이론적인 선운곽 계산에 사용하기 위해 3개의 가속영역으로 나누어 fitting 함수를 구하였다. 32 Cyg의 관측자료와 잘 맞는 초기 밀도갯수로서 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ 를 택하였고 그 외에 $N_0 = 1.0 \times 10^9, 1.0 \times 10^{10}, 1.0 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ 에 대한 선운곽을 계산하였다.

초기 밀도 갯수가 작은 경우는 좀 더 급속히 별 가까이에서 가속되어 큰 종속도에 이르는 반면 밀도 갯수가 큰 경우는 속도분포가 좀 더 완만하고 좀 더 낮은 종속도로 표현된다. $\phi = 0.06$ 에서 초기 밀도 갯수가 작을 수록 방출요소의 세기가 강한다. 이는 흡수요소는 매우 좁게 나타나서 최종적인 선운곽에서 방출선이 덜 약화되었기 때문인 것으로 보인다. 또한 초기 밀도갯수가 작을수록 방출요소의 극대가 청색편이되어 나타나는데 이는 흡수요소가 청색편이되어 좁게 나타나 방출요소와 중첩된 결과인 것으로 보인다.

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
 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
 Hartmann, L. E. & MacGregor, K. B. 1980, ApJ, 242, 260
 Hempe, K. 1982, A&A, 115, 133
 Schröder, K.-P. 1985, A&A, 147, 103
 Schröder, K.-P. 1986, A&A, 170, 70