

STRÖMGREN 구가 ALFVÉN파 항성풍을 가진 32 Cyg의 선윤곽에 미치는 효과¹

김 경 미 · 최 규 흥
연세대학교 천문대기과학과

EFFECTS OF STRÖMGREN SPHERE ON LINE PROFILES OF 32 CYG WITH ALFVÉN WAVES DRIVEN WIND

Kyung-Mee Kim and Kyu-Hong Choi

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

e-mail: kmkim@cc.rrl.go.kr

(Received April 15, 1998; Accepted May 15, 1998)

요 약

32 Cyg의 B형 별 주위에 형성된 strömgren 구를 가정하고 공전궤도위상 0.06과 0.78에서 이론적인 선윤곽을 계산하였다. 항성풍의 속도분포에 따라 Alfvén 파 모형의 선윤곽이 누승함수의 속도 분포를 이용한 모형의 선윤곽 보다 전체적으로 낮은 세기를 보였다. HII 모형은 HII 영역이 없는 경우보다 약한 선윤곽을 보였으나 $\phi = 0.06$ 에서는 HII 영역이 없는 모형이 HII 영역을 가진 모형에 비해 단지 적색편이 쪽에서만 약간의 차이를 보였다. 한편 $\phi = 0.78$ 에서 HII 영역을 가진 Alfvén 파 모형의 선윤곽은 적색편이와 청색 편이 쪽에서 각각 다른 속도기울기의 누승함수 모형으로써 나타낼 수 있었다. 이는 급격한 초기 속도 기울기를 고려하여 2개의 가속영역을 가진 누승함수 모형이라면 항성풍의 가속과정을 고려하지 않음으로써 생기는 오차를 줄일 수 있음을 의미한다.

ABSTRACT

We calculated line profiles of 32 Cyg with an assumed strömgren sphere at orbital phases 0.06 and 0.78. The wind models with Alfvén waves show diminished line profiles compared to those of the models using power velocity laws. The reduced density of absorbers in HII region produce weak profiles, but line profiles at $\phi = 0.06$ do not show the differences except in the red edge of absorption. At $\phi = 0.78$ however, we could

¹이 연구는 1997년도 교육부 기초과학 육성 연구비 (BSRI-97-5413)의 지원에 의한 것임

reproduce the line profiles of Alfvén waves model by the power law models with two velocity gradients. It suggests that the power law model with 2 acceleration regions could reduce the errors in the theoretical line formation with no consideration of wind acceleration mechanism.

1. 서 론

별의 진화의 마지막 단계인 초거성에서는 질량손실률이 높고 종속도 (terminal velocity)가 낮은 항성풍이 관측된다. 일반적으로 항성풍을 관측하여 채층선을 분석하는 방법은 채층의 안쪽 경계선을 확실히 결정하기 어렵기 때문에 가장 좋은 방법은 ζ Aur형 별과 같은 쌍성에 대한 고분해능의 IUE 분광관측을 이론적인 선윤펍과 잘 맞추므로써 질량손실률을 결정하는 것이다.

ζ Aur형 별은 확장 대기를 가진 초거성과 뜨거운 주계열로 이루어져 있고 뜨거운 B형 별의 UV 스펙트럼이 초거성의 빛에 의해 훼손되지 않으므로 적색거성의 바깥층을 연구하는 데 가장 유용한 방법이다. 이러한 쌍성계를 이용하는 방법은 Deutch (1956)에 의해 시작된 이후 Hempe (1982)에 이어 Baade (1986, 1989)에 이르기까지 발전되어 왔다.

항성풍 모형으로서는 아직 그 이론이 확실하게 정립되어 있지 않으나 일반적으로 Hartmann & MacGregor (1980)에 의한 Alfvén 파의 모형이 받아들여지고 있고 Alfvén 파 항성풍에 대한 운동 방정식을 수치적분하면 항성풍의 속도분포를 구할 수 있다. 그러나 이를 거리에 따라 증가하는 단 1개의 누승함수로서 표현하기는 어렵기 때문에 이론적인 선윤펍을 구할 때는 항성풍의 요인을 고려하지 않은 채 항성풍의 속도가 거리에 따라 증가하는 근사적인 누승함수를 사용한다. 그러나 거성 주위에서 항성풍의 속도가 구형대칭적이지 않다는 연구 결과 (Harper *et al.* 1993)가 있고 Baade (1996)는 항성풍의 속도분포를 2개의 가속 영역을 갖는 식으로 표현하였다. 김경미와 최규홍 (1996, 1997)은 좀 더 정밀한 분석을 위해 Alfvén 파 모형에 의한 항성풍의 속도분포를 구하고 이를 3개의 가속영역을 가진 속도 함수로 표현하여 32 Cyg에 대한 선윤펍을 구하였다.

이론적인 선윤펍 계산에서 또 다른 문제는 뜨거운 B형 별이 항성풍을 이온화시키고 주위에 Strömgren 구를 형성함으로써 질량손실률 결정에 사용되는 FeII이나 SiII의 분광선에 영향을 미칠 수 있다는 것이다. 즉 B형 별에서 나오는 광자는 그 주위의 대기를 이온화 하여 수소의 Strömgren 구를 형성하고 이 영역 안에서 FeII와 SiII 또한 이온화 되어 FeIII와 SiIII로 남을 가능성이 있다. 따라서 이 논문에서는 ζ Aur형 별인 32 Cyg의 B형 별 주위에 형성된 HII 영역을 계산하고 선윤펍의 세기와 형태에 미치는 효과를 계산하고자 한다. 복잡한 이온화 구조를 계산하는 대신 이온화비율을 가정한 이온화변수를 설정하여 각기 다른 공전궤도위상 0.06과 0.78에서 이론적인 선윤펍을 계산하였다. 또한 Strömgren 구가 항성풍의 속도분포에 따라 미치는 효과를 조사하기 위해 3개의 가속영역을 가진 김경미와 최규홍 (1996, 1997)의 Alfvén 파 모형과 근사적인 누승함수의 속도함수를 이용한 모형에 대해 계산하고 비교하였다.

2. 항성풍의 속도분포

Alfvén 파나 충격파로써 항성풍을 이론적으로 설명하고자 하는 노력이 계속되어 왔으나 아직 항성풍의 가속과정은 확실하게 알려져 있지 않다. 그러므로 이론적인 선운곽의 연구에서는 항성풍의 속도분포를 경험식으로 가정하여 사용하고 있다. 항성풍은 별 가까이에서 급격히 속도가 증가하여 수 배의 초거성 반경에 이르러서는 종속도에 이르므로 Castor (1970), Che *et al.* (1983) 등은 아래와 같이 속도분포 함수를 가정하였다.

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

이 때 r 은 초거성으로부터의 거리, R_{sg} 은 초거성의 반경, V_{∞} 은 항성풍의 종속도이며 이 때 $b = 0.5$ 를 가정하였다. 그 후 Schröder (1985)는 ζ Aur형 쌍성계의 IUE 분광관측을 통하여 채층의 기둥밀도를 구하고 항성풍의 질량보존을 가정하였다. 이로부터 경험적이고 실질적인 속도함수를 다음과 같이 결정하였는데 ζ Aur에 대해서는 $b = 3.5$, 31 Cyg와 32 Cyg에 대해서는 $b = 2.5$ 로 결정하였다.

한편 Alfvén 파에 의한 구형대칭적인 항성풍을 가정한다면 운동방정식은 아래와 같고 이를 수치적분하면 항성풍 속도분포를 구할 수 있다.

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

여기서 u 는 항성풍 속도이며, 여기서 $a = (\gamma P/\rho)^{1/2}$ 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.

이렇게 구한 Alfvén 파 항성풍의 속도분포를 3개의 가속영역으로 나누어 아래와 같은 근사적인 속도함수로 나타내었다 (김경미와 최규홍 1996, 1997).

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

$V(R_1)$ 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. Strömgren 구의 계산

초거성의 확장포피에서 밀도나 속도의 실제분포는 가정된 것보다 훨씬 복잡해서 이론적인 선운곽 연구에 또 다른 문제를 야기시키는데, 그것은 B형 별의 온도가 상당히 뜨거워서 그 주위의 항성

풍을 이온화 시키고 초거성의 포피 내에 HII 영역을 형성하는 것이다 (Che *et al.* 1983, Hjellming & Newell 1983, Kirsch & Baade 1994). 이러한 Strömgren 구가 선유팩 계산에 미치는 효과는 매우 클 것으로 예상되는데 그것은 질량손실을 결정에 사용되는 FeII나 SiII와 같은 이온들이 HII 영역 내에서 이온화 될 가능성이 높기 때문이다. 즉, 그들의 이온화 에너지 한계가 Lyman α 의 파장보다 짧기 때문에 HII 영역 내에서 이들이 FeIII나 SiIII로 이온화 된다면 1차 이온화된 철이나 규소의 개수를 현저히 감소시키게 될 것이기 때문이다.

복사장의 평균세기 J_ν 는

$$J_\nu = WF_\nu e^{-\tau_\nu} \quad (3)$$

$$W = \frac{1}{2} \left[1 - \left(-\frac{R_B}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (4)$$

이고, W 는 기하학적 회석인자이며, F_ν 는 복사속, τ_ν 는 중성수소에 의해 생기는 단파장 깊이이다.

$$\tau_\nu = \int_{R_B}^r n_{HI}(r') \sigma_{\nu,HI} dr' \quad (5)$$

n_{HI} 은 중성수소의 개수밀도이고, $\sigma_{\nu,HI}$ 는 광이온화 단면적이다. 이러한 복사장에서 중성수소가 이온화 할 비율 R_{ion} 은

$$R_{ion} = \int_{\nu_{LyC}}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} \sigma_{\nu,HI} d\nu \quad (6)$$

이고, 적분한계 ν_{LyC} 은 Lyman 한계 주파수를 의미한다. 대기층이 순수하게 수소로만 이루어져 있다고 가정할 때 이온화 방정식은 아래와 같다 (Osterbrock 1989).

$$n_{HI} R_{ion} = n_e n_{HII} \alpha_H(T_e) \quad (7)$$

$\alpha_H(T_e)$ 는 전자온도 T_e 에서의 재결합 계수이고, n_e 와 n_{HII} 는 각각 전자와 이온화 수소의 개수밀도이다. HII 영역 내에서 전자의 개수는 이온화 수소의 개수와 근사적으로 같다고 가정할 수 있고 ($n_e = n_{HII}$), 총 개수밀도는 $n_H = n_{HI} + n_{HII}$ 이므로 위 식을 이용하여 총 개수에 대한 중성수소의 비율을 계산할 수 있다.

4. 계산 및 결과

일반적으로 이론적인 선유팩 계산에 쓰이는 누승함수의 속도분포 대신에 직접 운동 방정식을 적분하여 32 Cyg의 Alfvén 속도분포를 구하였다 (김경미와 최규홍 1996, 1997). Alfvén 속도분포를 fitting 함수와 잘 맞도록 근사시킨 변수는 표 1과 같다.

표 1. 32 Cyg의 Alfvén 속도분포에 의해 결정된 fitting 함수의 변수들.

$N_0(/cm^3)$	$V_i(km/s)$	$V(R_1)(km/s)$	$V(R_2)(km/s)$	$R_1(R_{sg})$	$R_2(R_{sg})$	β_1	β_2	β_3
1.0×10^{11}	87.0	74.2	63.8	5.0	26.0	0.7	4.5	210
5.5×10^{12}	79.2	62.8	49.0	5.0	26.0	1.05	4.0	210

복잡한 이온화 계산을 피하기 위해 임의로 설정된 이온화 변수 $q = 0.1$ 를 도입하였으며, 이는 HII 영역 내에서 단지 10%의 FeII나 SiII가 존재함을 의미한다. 전 영역에서 전자온도 $T_e = 5000K$ 로 일정하게 놓았다. 수소의 재결합 계수는 $5000K \leq T_e \leq 10000K$ 범위에서 아래의 근사식으로 쓸 수 있다.

$$\alpha_{H(T_e)} = \alpha_B(10^4/T_e)^{0.85} \tag{8}$$

여기서 $\alpha_B = 2.6 \times 10^{-13} cm^3 s^{-1}$ 이고, F_ν 는 $\log g = 4$ 와 $T_{eff} = 13000K$ 에 대한 Kurucz (1979) 모형 대기를 이용했다.

HII 영역의 가장자리에서 이온화된 수소의 개수가 급속하게 감소하므로 $\frac{n_{HII}}{n_H} = 0.9$ 가 되는 곳을 Strömgren 구의 경계로 설정하였다.

팽창하는 대기에서 Sobolev 근사에 의한 원천함수는

$$S = \frac{(1 - \epsilon)\beta_c I_c + \epsilon B}{\epsilon + (1 - \epsilon)B} \tag{9}$$

이고, 순수하게 산란만을 고려하면 $\epsilon = 0$ 이며 광자가 대기와 상호작용하지 않고 탈출할 확률은 그들이 차지하는 입체각에 의해 결정된다.

B형 별이 Planck 함수로서 복사한다고 하면 $I_c = B$ 이다. 팽창 대기에서는 Doppler 선폭증가만이 고려되고 선윤곽의 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 선윤곽 함수를 표시하면 아래와 같다.

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp^{-x^2} \tag{10}$$

팽창대기에서 속도변이는 주파수 변이로 나타나므로 항성풍의 속도함수로서 앞에서 운동 방정식을 직접 적분하여 구한 Alfvén 속도분포를 사용하였다. 최종적으로 계산되는 복사속은 연속선 세기에 의해 규격화된다.

$$\frac{F_x}{F_c} = \frac{\int_0^\pi \int_0^R I(x, r, \phi) r dr d\phi}{\int_0^\pi \int_0^{R_B} I_c(x, r, \phi) r dr d\phi} \tag{11}$$

적분한계 $R = 5000R_B$ 은 더 이상 선윤곽 형성이 이루어지지 않는다고 생각되는 거리이고 R_B 는 B형 별의 반경이다.

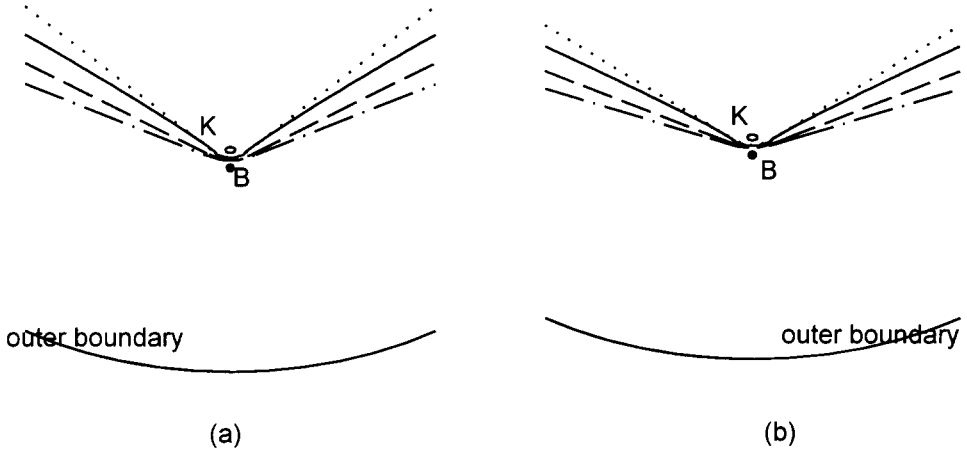


그림 1. $\phi = 0.06$ 에서 항성풍 속도분포에 따른 Strömgren 구의 형태. 그림에서 K와 B는 각각 초거성과 뜨거운 별을 의미하고 (a)는 $N_0 = 10^{11}/\text{cm}^3$, (b)는 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ 의 초기 밀도개수에 대한 HII 영역을 표시했다. 점선은 $b = 0.5$, 파선은 $b = 2.5$, 점-파선은 $b = 3.5$, 실선은 Alfvén 파의 모형에 대한 계산이다.

그림 1은 항성풍 속도분포에 따라 Strömgren 구가 초거성 둘레에 넓게 퍼져있는 것을 보여 준다. 32 Cyg는 초거성과 B형 별의 사이가 다른 ζ Aur형 별에 비해 매우 가깝기 때문에 낮은 유효온도에도 불구하고 B형 별에서 나온 광자가 주위의 포피를 매우 효과적으로 이온화하여 매우 넓은 HII 영역을 차지하고 있다. 같은 질량손실률이라면 질량보존의 가정아래에서 초기 개수밀도가 작은 경우에 더 넓은 HII 영역을 가질 것이므로 그림 1-(a)의 $N_0 = 10^{11}$ 의 경우가 1-(b)의 $N_0 = 5.5 \times 10^{12}$ 보다 더 넓게 퍼져있다. 그림에서 실선으로 표시된 Alfvén 파의 HII 영역은 $b = 0.5$ 의 영역과 $b = 2.5$ 의 영역 사이에 분포한다. 이는 Alfvén 파 속도의 fitting 함수의 첫 번째 가속변수가 $\beta_1 = 0.7$ 과 $\beta_1 = 1.05$ 로서 그 범주 안에 포함되기 때문으로 보인다. 이로써 Strömgren 구의 형태를 결정하는 것은 항성풍이 초거성 근처에서 어떻게 급속히 종속도에 가속하느냐에 따른다는 것을 알 수 있다. 즉, 능승함수로 표시되는 속도분포는 초거성 가까이의 가속을 전혀 고려하지 못하므로 이는 HII 영역을 가진 쌍성계의 선운곽 계산에 중대한 오차를 일으킬 수 있음을 의미한다.

공전궤도위상 0.06에서 B형 별은 초거성을 막 벗어나고 있고 이 위상에서의 선운곽은 순수 흡수선 위에 약간의 재방출 요소를 적색편이 쪽에 보이는 P Cyg형으로 나타난다. 일반적으로 HII 모형은 흡수나 방출을 일으키는 입자의 개수밀도가 감소하기 때문에 HII 영역이 없는 경우보다 세기가 낮은

선윤곽을 기대할 수 있다. 그러나 그림 2의 실선으로 표시된 Alfvén 파 HII 모형은 점선으로 표시된 HII 영역이 없는 Alfvén 파 모형과 비교할 때 청색편이 쪽에는 차이가 없고 다만 적색편이 쪽에서 약간의 차이를 보일 뿐이다. 이를 해석하기 위해 그림 3의 순수 흡수선과 비교하였다. HII 영역이 없는 Alfvén 파의 선윤곽은 매우 넓고 깊은 순수 흡수선을 가지는 반면 Alfvén 파 HII 모형은 다소 좁은 순수 흡수선을 가진다. HII 영역이 없는 경우는 방출요소가 강한 반면 흡수요소 또한 강하고, HII 모형은 흡수요소와 같이 방출요소 또한 약하다. 따라서 $x/u_\infty = 0$ 에서 $x/u_\infty = -1$ 까지는 HII 영역이 없는 모형의 강한 재방출 요소가 HII 모형의 낮은 재방출 요소를 능가하므로 다소 높은 선윤곽 세기를 가지는 반면, $x/u_\infty = -1$ 보다 더 적색편이에서는 HII 영역이 없는 모형의 강한 흡수요소로 인해 HII 모형보다 낮은 선윤곽 세기를 보인다. 또한 Alfvén 파 모형의 선윤곽은 누승함수의 속도분포의 선윤곽 보다 전체적으로 낮은 세기를 보인다. 이는 누승함수 모형에서 고려되지 않은 초거성 가까이 첫 번째 가속영역의 영향으로 생각된다. 즉, Alfvén 파 모형에서 초거성 근처에서 급격히 증가하던 속도는 질량보존의 가정 아래에서 밀도개수의 급격한 감소를 가져오기 때문에 선윤곽의 세기가 낮게 나타나는 것이다.

뜨거운 B형 별이 초거성 항성풍의 청색편이 영역에 놓이게 되는 궤도위상 $\phi = 0.78$ 에서 계산된 P Cyg형 선윤곽은 그림 4와 같고 점선으로 표시된 HII 영역이 없는 Alfvén 파 모형의 선윤곽이 HII 영역을 가진 Alfvén 파 모형보다 더 높은 방출요소와 더 낮은 흡수요소를 가진다. 즉 $\phi = 0.06$ 의 선윤곽에서 설명한 바와 같이 HII 영역이 없는 모형의 더 강한 방출요소와 흡수요소의 중첩된 결과임을 알 수 있으며 그림 5에서 HII 영역이 없는 모형이 강한 순수 흡수선을 가지는 것으로도 알 수 있다. 또한 누승함수 모형의 순수 흡수선들이 Alfvén 파 모형보다 약간 덜 청색편이된 주파수변이에서 최대 흡수가 나타남을 볼 수 있다. 순수 흡수선은 B형 별과 관측자 사이에 놓인 대기층에 의해 일어나므로 즉 그 영역을 지나는 항성풍의 시선방향 속도에서 최대 흡수를 일으키게 될 것이다. 다시 말하면 B형 별과 관측자 사이를 지나는 항성풍은 덜 청색편이된 주파수 변이 즉 더 작은 시선 속도를 가진다는 것을 의미한다. 즉, HII 영역이 없는 모형은 Alfvén 파 모형의 급속한 첫 번째 가속영역을 가지지 못하므로 같은 지점에서 더 낮은 시선속도를 가지기 때문이다.

또한 이 위상에서 주목할 만 할 것은 HII 영역을 가진 Alfvén 파 모형의 선윤곽이 적색편이 쪽에서는 $b = 0.5$ 의 모형의 선윤곽과 잘 일치하고 청색편이에서는 $b = 2.5$ (그림 4-(a)), $b = 3.5$ (그림 4-(b))의 선윤곽과 잘 맞는다는 것이다. 이는 Alfvén 파 모형에서 첫 번째 가속영역의 속도 기울기가 $\beta_1 = 0.7, 1.05$ 의 값을 가지기 때문일 것이다. 즉 누승함수 모형에서 최소한 2개의 가속영역으로 나누어 Alfvén 파 속도와 같은 급격한 초기 속도 기울기를 고려한다면 (Baade 1996), 항성풍의 가속과정을 고려하지 않고 선윤곽을 계산함으로써 생기는 오차를 간단히 줄일 수 있다. 그러나 이 방법은 $\phi = 0.06$ 과 같이 흡수요소의 효과가 두드러지는 궤도위상에서는 적용할 수 없다는 한계를 가진다.

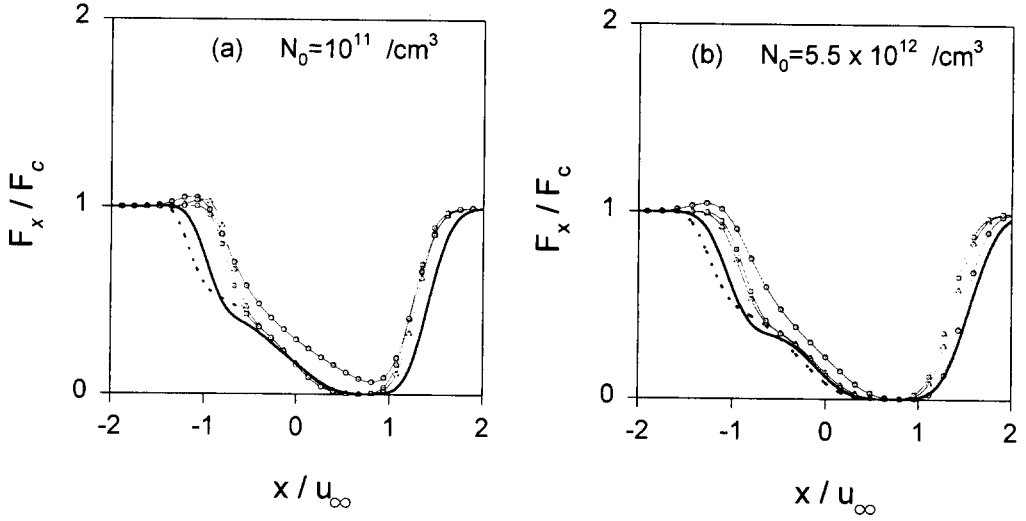


그림 2. $\phi = 0.06$ 에서 계산된 P Cyg형 선윤곽. 점선과 실선은 Alfvén 파에 대한 계산으로 점선은 HII 영역이 없는 경우, 실선은 HII 영역을 가진 모형의 선윤곽이다. $b = 0.5, 2.5, 3.5$ 의 누승함수 모형에 대해서는 각각 동그라미, 세모, 네모로 표시했다.

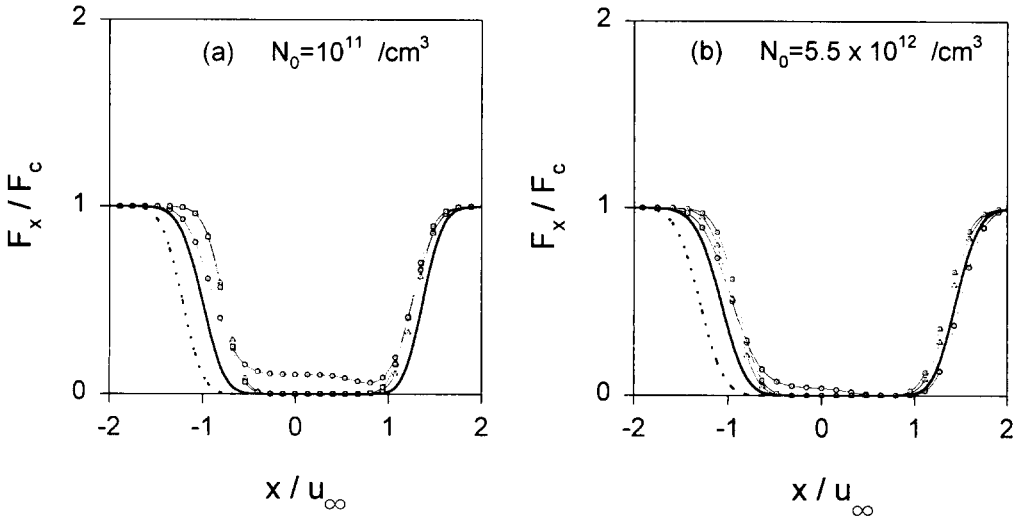


그림 3. $\phi = 0.06$ 에서 계산된 순수 흡수선. 각 선윤곽에 대한 설명은 그림 2와 같다.

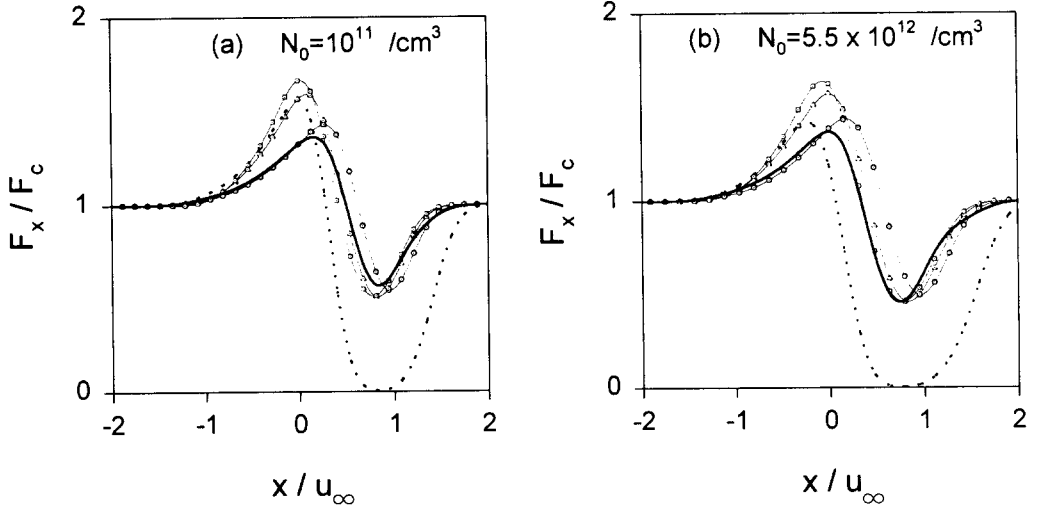


그림 4. $\phi = 0.78$ 에서 계산된 P Cyg형 선윤곽. 각 선윤곽에 대한 설명은 그림 2와 같다.

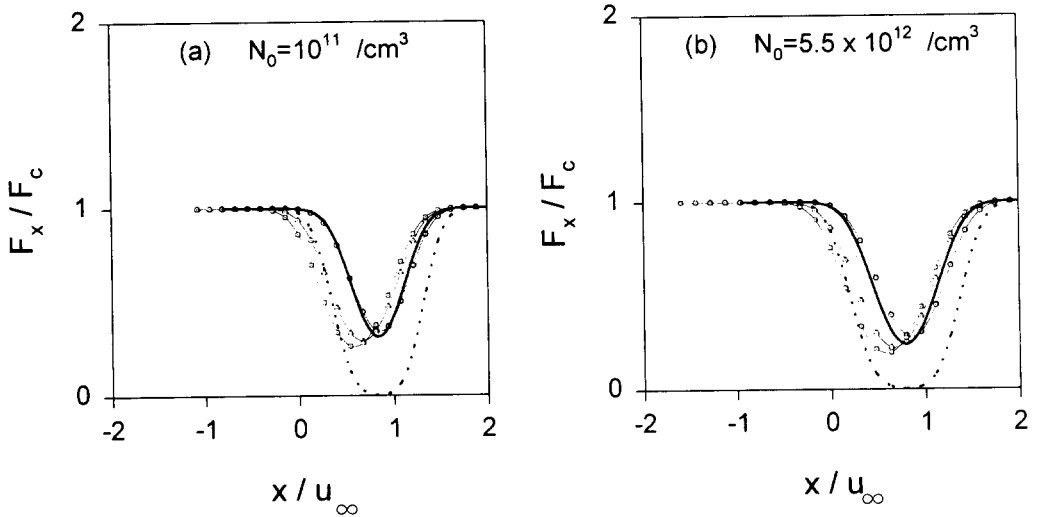


그림 5. $\phi = 0.78$ 에서 계산된 순수 흡수선. 각 선윤곽에 대한 설명은 그림 2와 같다.

5. 결 론

ζ Aur형 별인 32 Cyg의 B형 별 주위에 형성된 HII 영역을 계산하고 선운곽의 세기와 형태에 미치는 효과를 조사하였다. 복잡한 이온화 구조를 계산하는 대신 일정한 이온화비율을 가정하여 각기 다른 공전궤도위상 0.06과 0.78에서의 이론적인 선운곽을 계산하였다. 또한 Strömgren 구가 항성풍의 속도분포에 따라 미치는 효과를 비교하기 위해 김경미와 최규홍 (1996, 1997)의 Alfvén 파 모형과 근사적인 누승함수의 속도함수를 이용한 모형에 대해 계산하였다.

Strömgren 구의 형태는 항성풍이 초거성 근처에서 급속히 종속도에 가속되는 기울기에 따라 결정되었으며, HII 모형은 흡수나 방출을 일으키는 입자의 개수밀도가 감소하기 때문에 HII 영역이 없는 경우보다 약한 선운곽을 보였다. 그러나 $\phi = 0.06$ 에서는 HII 영역이 없는 모형의 강한 흡수요소와 재방출 요소가 HII 영역을 가진 모형의 약한 선운곽을 능가하기 때문에 단지 적색편이 쪽에서만 약간의 차이를 보였다. 누승함수 모형에서는 고려되지 않은 초거성 가까이의 첫 번째 가속영역의 영향으로 Alfvén 파 모형의 선운곽이 누승함수의 속도분포의 선운곽 보다 전체적으로 낮은 세기를 보였다. 한편 $\phi = 0.78$ 에서 HII 영역을 가진 Alfvén 파 모형의 선운곽이 적색편이 쪽에서는 $b = 0.5$ 의 모형의 선운곽과 잘 일치하고 청색편이에서는 $b = 2.5, 3.5$ 의 선운곽과 잘 맞는 것을 볼 수 있었다. 이는 누승함수 모형일지라도 최소한 2개의 가속영역으로 나누어 Alfvén 파 속도와 같은 급격한 초기 속도 기울기를 고려한다면, 항성풍의 가속과정을 고려하지 않고 계산함으로써 생기는 오차를 줄일 수 있는 가능성을 시사한다.

참고 문헌

- 김경미, 최규홍 1996, 한국우주과학회지, 13, 79
 김경미, 최규홍 1997, 한국우주과학회지, 14, 24
 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
 Deutch, A. J. 1956, ApJ, 123, 210
 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
 Hjellming, R. & Newell, R. 1983, ApJ, 275, 704
 Hempe, K. 1982, A&A, 115, 133
 Kirsch, T. & Baade, R. 1994, A&A, 292, 535
 Kurucz, R. L. 1979, ApJS, 40, 1
 Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Nuclei (University Science Books: Mill Valley), chap.2
 Schröder, K.-P. 1985, A&A, 147, 103