

감쇄길이 변화에 따른 32 Cyg의 항성풍 속도분포 ¹

김경미 · 최규홍

연세대학교 천문대기과학과

EFFECTS OF DAMPING LENGTHS ON THE WIND VELOCITY FOR 32 CYG

Kyung-Mee Kim and Kyu-Hong Choi

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

(Received May 30, 1995; Accepted June 9, 1995)

요 약

Alfvén 파에 의한 32 Cyg의 항성풍에서 감쇄길이 미치는 영향을 보기 위해 감쇄길이를 달리 주어 항성풍의 속도분포를 구하였다. 감쇄길이와 초거성 반경의 비가 $\lambda = 0.9, 1.0, 5.0$ 을 갖는 모형과 감쇄길이 거리에 따라 선형적으로 증가하는 모형의 4가지 경우를 비교하였다. 항성풍의 속도에 영향 미치는 것은 주로 Alfvén 파에 의한 힘이고 중력과 압력에 의한 효과는 작았으며, 선형함수적인 감쇄길이 모형에서는 별 가까이에서 감쇄길이 짧기 때문에 일정한 감쇄길이 모형보다 급속히 속도가 증가함을 보였다.

ABSTRACT

We calculated the wind velocities for 32 Cyg in order to understand how influence a damping length on the wind of supergiant driven by Alfvén waves. Four cases, $\lambda = 0.9, 1.0, 5.0$, the ratio of the damping length to the supergiant's radius, and the damping length increasing linearly with the distance from the star, were compared. The results showed the forces by Alfvén waves gave the major contribution to the wind velocity but the forces by the pressure and gravitation did little. The model for the damping length with the linear relation showed the rapid increase due to the short damping length near the surface of the star.

¹이 연구는 1994년도 교육부 기초과학 육성 연구비 (BSRI-94-5413)의 지원에 의한 것임

1. 서 론

만기형 별들인 거성이나 초거성의 질량 손실률은 항성풍으로 관측되며, 항성 진화의 마지막 단계를 이해하는데 중요한 정보를 제공한다. 항성풍은 별 가까이에서 급속히 속도가 증가하다가 별의 반경의 수 배 되는 거리에 이르면 일정한 종속도에 도달하게 되는데, 초거성의 항성풍은 질량 손실률이 크에도 불구하고 온도가 낮고 종속도가 낮은 특징을 보인다. 자기장에 의한 Alfvén 파는 우리가 관측하는 먼 거리까지 질량을 나르는 수단으로서 매우 효과적이지만 적당한 소비과정을 겪지 않는다면 너무 높은 종속도로 남게 된다. 이러한 소비과정은 이온들 사이의 마찰 등으로 설명되나 그 크기는 확실히 제시되지 못하고 있다.

Hartman and MacGregor (1980)는 소비과정에 의한 감쇄길이를 일정하게 놓고 운동 방정식을 직접 적분함으로써 Alfvén 파에 의한 항성풍 모형을 계산하였다. 한편 Kuin and Ahmad (1989)는 ζ Aur형 별들에 대한 관측 자료를 이용하여 Alfvén 파에 의한 항성풍 모형을 제시했으며, 파의 감쇄길이가 별로부터 거리가 증가할수록 증가함을 보였다. 따라서 이 논문에서는 ζ Aur형의 별인 32 Cyg에서 Alfvén 파에 의한 항성풍을 가정하였을 때 감쇄길이의 변화가 항성풍 속도에 미치는 효과를 계산하였다. 이를 위해 다양한 경우의 감쇄길이를 주었으며, 각기 다른 척도로 거리에 따라 일정한 경우와 Kuin and Ahmad (1989)가 관측으로부터 제시했던 거리에 따라 변화하는 감쇄길이의 경우를 계산하고 비교하였다.

2. 운동 방정식

B_0 를 별 표면에서의 자기장 세기라 할 때, 별로부터의 거리 r 에서의 자기장 B 는 $B = B_0 \left(\frac{R}{r}\right)^2$ 라고 가정한다 (Jacque 1977). 질량 손실률은 $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho u$ 로 주어지고, Alfvén 파에 의해 전달되는 기체의 운동 방정식은 아래와 같다.

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

여기에서 u , ρ 는 거리 r 에서의 항성풍 속도와 질량밀도이고, M , R 은 초거성의 질량과 반경이다. Alfvén 파의 속도를 A 라 할 때 Alfvén Mach 수 $M_A = \frac{u}{A}$ 이고, Hartman and MacGregor (1980)를 따라 에너지 밀도 ϵ 은 아래 식을 적분하여 구할 수 있다.

$$\frac{d}{dr} \left[\epsilon M_A (1 + M_A)^2 \right] = -\frac{1}{L} \epsilon M_A (1 + M_A)^2 \quad (2)$$

감쇄길이 L 에 대해 $\lambda = L/R$ 을 상수로 놓는다면

$$\epsilon = \epsilon_0 \frac{M_{A0}}{M_A} \left(\frac{1 + M_{A0}}{1 + M_A} \right)^2 \exp\left(\frac{r - R}{L}\right) \quad (3)$$

이다. $M_A = M_{A0} \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)$ 로 표시되고 M_{A0} , ρ_0 는 별의 표면에서의 값이다.

그러나 Kuin and Ahmad (1989)에 따르면 감쇄길이는 거리에 따라 점점 증가하는 경향을 보인다. 이러한 감쇄길이를 거리에 따라 선형적으로 증가하는 함수로써 표현하면

$$\lambda(r) = p \left(\frac{r}{R} \right) + q \quad (4)$$

이고, 이 식을 (2)식에 대입하여 적분하면

$$\epsilon = \epsilon_0 \frac{M_{A0}}{M_A} \left(\frac{1 + M_{A0}}{1 + M_A} \right)^2 \left(\frac{\lambda}{p + q} \right)^{-\frac{1}{p}} \quad (5)$$

이다. 감쇄길이와 에너지 밀도에 대해 (1)식은 다음과 같이 쓰여진다.

$$\left[u^2 - a^2 - \frac{\epsilon}{4\rho} \left(\frac{1 + 3M_A}{1 + M_A} \right) \right] \frac{du}{dr} = \frac{2u}{r} \left[a^2 - \frac{1}{2} \frac{GM}{r} + \frac{\epsilon}{4\rho} \left(\frac{1 + 3M_A}{1 + M_A} \right) + \frac{\epsilon}{4\rho} \frac{r}{L} \right] \quad (6)$$

이고, $a = \left(\frac{\gamma P}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$ 로서 음속이다.

3. 모형 계산

32 Cyg의 초거성의 질량과 반경, 질량 손실률은 각각 $9.6M_{\odot}$ (Schröder 1985), $198R_{\odot}$ (Wright 1970), $2.8 \times 10^8 M_{\odot}/yr$ (Che *et al.* 1983)을 주었다. Hartman and MacGregor (1980)의 모형을 따라 항성풍이 계산되는 영역, 즉 초거성의 채층에서의 평균온도로서 $T = 1 \times 10^4$ °K인 등은 상태를 가정하였고 초기 밀도 갯수는 $N_0 = 1 \times 10^{11}/cm^3$, 평균 분자량은 $\mu = 0.667$ 을 주고 질량 보존식으로부터 초기 항성풍 속도를 구하였다. 초기 에너지 밀도는 $\epsilon_0 = \rho_0 \langle dv \rangle^2$ (Kuin and Ahmad 1989)이고 임계점을 지나도록 난류속도 $\langle dv \rangle$ 의 값이 조정되었다.

Hartmann and MacGregor (1980)은 $\lambda = 1.0$ 을 가정하여 만기형 별의 항성풍을 설명하였으므로, 이 논문에서는 그들의 모형보다 감쇄길이가 작거나 클 때 그러한 감쇄길이의 변화가 속도분포에 미치는 효과를 계산하였다. 거리에 대해 상수인 감쇄길이로 $\lambda = 0.9, 1.0, 5.0$ 의 세 가지 경우를 고려하였고, 이 때 초기 자기장 세기는 $25G$ (Kuin and Ahmad 1989)를 주었다. 거리가 증가함에 따라 감쇄길이가 달라질 때 항성풍 속도분포에 미치는 영향을 보기 위해 Kuin and Ahmad (1989)로부터 자기장이 $B_0 = 89.65G$ 이고 거리에 따라 선형함수인 감쇄길이를 사용했다. 그들의 감쇄길이는 근사적으로 (3)식으로 표현되고 계산에 사용된 변수는 $p = 0.2278$, $q = 0.2430$ 이다. 김경미와 최규홍 (1991)에 의하면 초기 자기장의 세기는 항성풍 속도분포에 크게 영향을 미치지 못하므로, 감쇄길이가 서로 다른 항성풍 모형을 비교할 때 초기 자기장이 다른 데에서 오는 효과는 무시할 수 있다.

운동 방정식 (1)에서 나타나는 Alfvén 파가 이끄는 힘 $f_w = -\frac{1}{2} \frac{d\epsilon}{dr}$ 가 거리에 따라 단조적으로 증가하는 함수가 아니다. 따라서 (5)식을 차원없는 양 $Z = \frac{r}{R}$, $W = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ 으로 바꿔 쓰면 항성풍 속도가 거리에 따라 변화함에 따라 임계점을 가진다

$$\frac{dW}{dZ} = \frac{2W}{Z} \frac{N(W, Z)}{D(W, Z)} \quad (7)$$

에서 임계해는 $N(W, Z) = 0$ 와 $D(W, Z) = 0$ 의 교점을 지나도록 한다 (Hartman and MacGregor 1980, 김경미와 최규홍 1991). 따라서 주어진 모형조건에 따라 결정된 임계점을 주어진 오차 범위 내에서 적분된 운동 방정식이 지날 수 있도록 시행착오를 거쳐 임계점을 지나는 속도분포를 구했다.

4. 결과 및 논의

감쇄길이가 Alfvén 파에 의해 전달되는 항성풍의 속도분포에 미치는 효과를 구하기 위해 감쇄길이 L 과 32 Cyg의 초거성의 반경 R 과의 비인 $\lambda = L/R$ 이 0.9, 1.0, 5.0으로 거리에 따라 일정할 때와 $\lambda(r) = p\left(\frac{r}{R}\right) + q$ 로서 선형함수로 증가할 때를 계산하였다.

그림 1a는 감쇄길이가 거리에 따라 일정한 경우인 $\lambda = 0.9, 1.0, 5.0$ 일 때의 속도분포를 나타낸 것이다. 별 가까이에서 항성풍 속도는 급속히 증가된 후 감쇄되는데, 감쇄길이가 클 수록 다시 속도가 회복되는 폭이 작다. 만일 감쇄길이가 $\lambda = \infty$ 라면 Hartman and MacGregor (1980)의 모형처럼 속도의 감쇄나 회복 현상은 보이지 않게 될 것이다. 이러한 속도분포의 변화를 일으키는 요인은 단위 체적당 Alfvén파에 의해 전달되는 힘 f_w , 중력에 의한 힘 f_g , 압력에 의한 힘 f_p 들의 평형으로 설명된다.

감쇄길이가 일정할 때 거리에 따라 변화하는 힘들을 그림 1b - 그림 1d에 보였다. 중력에 의한 f_g 는 단지 별로부터의 거리에 대한 함수로서 r^{-2} 에 따라 비례하기 때문에 감쇄길이가 달라지더라도 변화를 보이지 않는다. 그러나 f_p 와 f_w 는 그 순간에서의 항성풍 속도와 기울기에 의존하여 항성풍 속도를 결정하므로 감쇄길이가 달라짐에 따라 변화할것으로 예상할 수 있다. 그림 1b, 1c, 1d에서 보이는 바와 같이 항성풍 속도가 급속히 증가하는 별 가까이에서 압력에 의한 힘 f_p 는 급속히 감소하다 거리가 멀어짐에 따라 천천히 감소한다. 그러나 그림 1a의 속도분포에서 감쇄길이가 달라짐에 따라 중속도가 달라졌음에도 불구하고, f_p 가 감소하는 경향은 거의 변화를 보이지 않는다. 한편 f_w 의 경우는 감쇄길이가 길어짐에 따라 좀 더 천천히 증가하고 별에서 먼 거리까지 증가하는 양상을 보이다가 역시 감쇄길이가 짧은 경우보다 천천히 감소한다. 따라서 항성풍의 속도분포와 중속도를 결정하는 것이 전적으로 Alfvén파에 의해 전달되는 힘 f_w 에 달려 있음을 알 수 있다.

Alfvén파에 의해 전달되는 힘이 항성풍의 속도분포에 중요한 역할을 하므로, 감쇄길이가 거리에 따라 일정한 값을 갖는 모형과 Kuin and Ahmad (1989)가 제시한 거리에 따라 선형함수적으로 변화하는 모형을 비교할 필요가 있다. 그림 2a에 $\lambda = 1.0$ 일 때와 (4)식과 같은 $\lambda(r)$ 의 두 가지 경우의 속도를 비교하였다. 선형함수적인 모형에서는 별 가까이에서 상당히 짧은 감쇄길이를 가지기 때문에 속도가 급속히 증가하는 것을 볼 수 있다. 이 두 모형에 대한 f_p , f_g , f_w 를 그림 2b - 그림 2d에 보였다. 그림 2c에 보이듯이 중력에 의한 힘은 두 모형에서 차이를 볼 수 없고 압력에

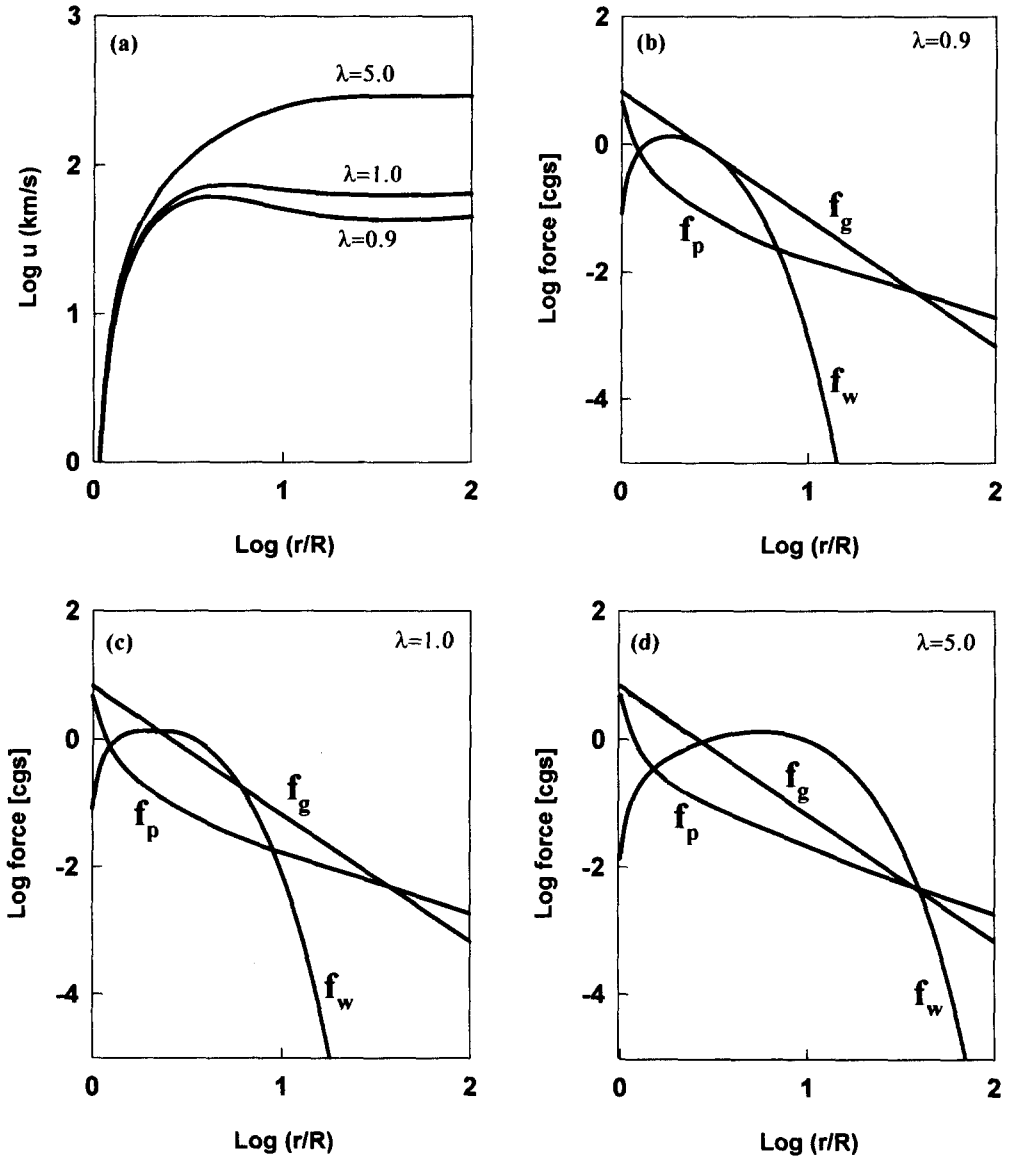


그림 1. 일정한 감쇄길이를 갖는 모형에서 거리에 따른 물리량의 변화. 그림 1a는 속도분포이며 그림 속의 숫자는 각각 감쇄길이의 척도를 나타낸다. 그림 1b - 그림 1d는 각각의 감쇄길이 척도에 따른 단위 체적당 힘의 분포인데 f_p 는 압력, f_g 는 중력, f_w 는 Alfvén 파에 의한 힘을 가리킨다.

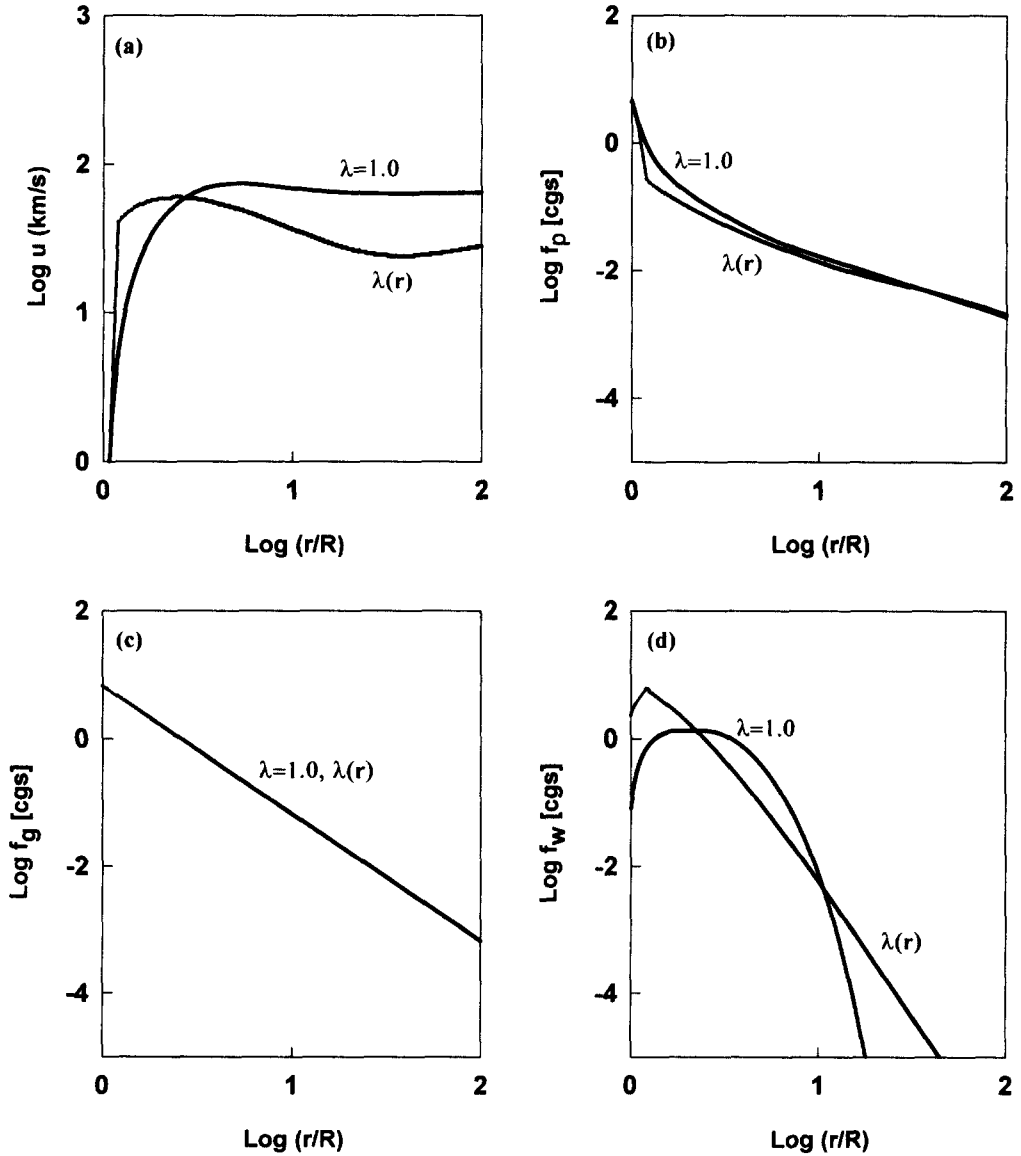


그림 2. 감쇄길이가 일정한 모형과 선형적인 모형의 비교. 그림 속에서 $\lambda = 1.0$ 은 감쇄길이와 별의 반경과의 비가 1.0인 모형이고, $\lambda(r)$ 은 선형적인 모형이다. 그림 2a는 속도분포이고 그림 2b - 그림 2d는 단위 체적당 힘의 분포이다. f_p 는 압력, f_g 는 중력, f_w 는 Alfvén 파에 의한 힘을 가리킨다.

의한 f_p 는 선형함수의 감쇄길이 모형일 때 별 가까이에서 더 급속한 감소를 보인다. 별 가까이에서 $\lambda(r)$ 의 f_w 는 감쇄길이와 일정한 모형보다 더 세기가 크고 급속하게 오르며 천천히 감소한다.

항성풍의 종속도는 감쇄길이와 아울러 항성풍이 시작되는 곳에서 Alfvén파의 에너지를 결정하는 난류속도에 관계한다. 임계점을 지나는 속도분포를 구하기 위해 선택된 난류속도로써 $\lambda = 0.9$ 일 때는 $dv = 14.42\text{km/s}$, 1.0의 경우는 $dv = 14.23\text{km/s}$, 5.0의 경우는 $dv = 13.52\text{km/s}$ 를 주었으며, $\lambda(r)$ 은 $dv = 15.6\text{km/s}$ 를 주었다. 따라서 감쇄길이만을 가지고 관측된 종속도에 도달할 수 있는 지를 살피기는 힘들다. 그러나 주어진 난류속도들은 운동 방정식을 적분할 때 임계점을 지나갈 수 있도록 선택된 것이므로 결과를 해석하기에 무리가 없을 것으로 생각된다.

5. 결 론

Alfvén파에 의한 초거성의 항성풍 모형에서 감쇄길이와 항성풍 속도분포에 미치는 효과를 보기 위해 감쇄길이에 따라 $\lambda = 0.9, 1.0, 5.0$ 의 모형을 계산하였다. 감쇄길이의 척도가 커짐에 따라 항성풍 속도가 감소하고 회복되는 깊이가 작아진다. 또한 항성풍 속도 분포를 결정하는 것은 중력이나 압력에 의한 영향력 보다는 Alfvén파에 의한 힘에 의해 영향받음을 보였다. Kuin and Ahmad (1989)가 관측으로 부터 끌어낸 감쇄길이는 별로부터 거리가 멀어짐에 따라 점점 급속히 증가하는 경향을 보였는데 우리는 그것을 근사적으로 선형함수로 가정하여 항성풍 모형을 계산하였다. 감쇄길이와 거리에 따라 변하는 경우는 별 가까운 곳에서 감쇄길이와 극히 짧음으로 인해 일정한 감쇄길이 모형보다 급속한 속도 증가를 보였다.

항성풍의 속도분포는 Alfvén파의 초기 에너지를 결정하는 난류속도와 이 논문에서 보인 바와 같이 거리에 따른 감쇄길이의 변화에 의존한다. 따라서 초거성의 항성풍에서 거리에 따른 감쇄길이를 정확히 결정할 수 있다면, 항성풍의 속도를 좀 더 정확하게 결정할 수 있고 아직 완전히 밝혀지지 않은 감쇄의 원인을 규명할 수 있다. 항성풍의 속도는 초거성의 질량 손실률을 결정하므로 항성 진화의 마지막 단계를 규명하는데에 크게 기여할 수 있을 것으로 생각한다.

참 고 문 헌

- 김경미, 최규홍 1991, 한국우주과학회지, 8, 63
 Che, A., Hempe, K. & Reimers, D. 1983, A&A, 126, 225
 Hartman, L. E & MacGregor, K. B. 1980, ApJ, 242, 260
 Jacques, S. A. 1977, ApJ, 215, 942
 Kuin, N. P. M. & Ahmad, I. A. 1989, ApJ, 344, 856
 Schröder, K. -P. 1985, A&A, 147, 103
 Wright, K. O. 1970, *Vistas Astr.*, 12, 147