

## 회전 원반계 내 제트 현상의 역학적 구조

정경숙 · 최윤정 · 최규홍  
연세대학교 천문기상학과,

최승언  
서울대학교 사범대학 지구과학교육과  
(1989년 3월 10일 받음 ; 1989년 6월 1일 수리)

## ON THE DYNAMICAL STRUCTURE OF THE JET SYSTEM IN THE DISK WITH THE KEPLERIAN ROTATION

Kyung-Sook Jeong, Yun-Jeong Choi, and Kyu-Hong Choi  
Department of Astronomy and Meteorology,  
Yonsei University, Seoul 120-749  
and  
Seung-Urn Choe  
Department of Earth Science, Educational College  
Seoul National University, Seoul 151-742  
(Received March 10, 1989 ; Accepted June 1, 1989)

### Abstract

The classical solar wind theory proposed by Parker(1963) explains well the dynamics of the wind phenomena such as stellar wind and accretion disk. While the stellar wind system like the solar wind has the spherically symmetric wind structure, there are various jet phenomena which collimate the system into the narrow space. We can find these dynamical structures in SS433, in the optical jet of M87, and around the active galactic nuclei.

We present the dynamical structure of the jet system in disks, which conserves the angular momentum, with the Keplerian rotation and the strong relation between the geometrical cross section and the physical change of the jet stream on the basis of the hydrodynamic equations.

## 요 약

Parker(1963)가 제시한 고전적 태양풍 이론은 항성계를 비롯한 여러 개의 항성풍 현상을 역학적으로 잘 설명하고 있다. 태양풍과 같은 항성풍의 경우에 대해서는 구형의 항성풍 구조를 갖지만, 우리 은하 내에서 발견되는 SS433제트, 외부 은하인 M87에서 볼 수 있는 쌍방 분출역 내의 광학 제트와 AGN근방에서 발견되는 다양한 제트 현상은 항성풍과는 달리 좁은 공간으로 집속화(collimation)되는 것이 특징이다.

이 연구에서는 각운동량이 보존되는 회전 원반계의 경우, 유체 역학적 이론에 근거하여 이러한 제트 현상을 일으키는 계의 역학적 구조에 대하여 알아보았다. 특히 제트를 이루는 흐름의 단면적의 변화가 제트 흐름의 물리적 변화를 일으키는데 회전 원반계의 경우, 이 관계가 뚜렷이 나타나는 것을 알았다.

## I. 서 론

제트는 새로 탄생하는 젊은 별(Young Stellar Objects, 이후로는 YSOs) 주변이나 고밀도 항성(compact stellar core)으로부터 active galactic nuclei(이후로는 AGN)와 전파 은하의 영역에 이르기까지 많은 천체에서 관측되는 현상이다. 제트에 대한 이론은 초기에 구형 대칭을 가정하고 제시되었던 Parker(1963)의 항성풍 이론에 근거하는데, 집속화된 제트(collimated jet)의 역학적 과정을 설명하려는 시도는 Ferrari *et al.*(1985, 1986)과 Bailyn *et al.*(1985)에 잘 나타나고 있다. 집속화를 고려한 경우는 이미 Parker에 의해 수식적으로 제시된 바 있고, 태양의 자력 채환선(magnetic loop)과 관련한 제트 이론(Habbal and Tsinganas 1965)과 외부 은하 제트에 적용한 경우(Ferrari *et al.* 1985)가 있다.

이 연구에서는 비 열적 운동량의 출입이 제트의 속도에 미치는 영향을 살펴보고, 비 열적 운동량의 하나인 증발(evaporation) 효과를 고려한 경우의 운동 방정식을 구하고자 한다. 또한, 일정한 각운동량을 보존하여 제트 중심원 주위를 회전함으로써 회전축 방향으로 분출하는 제트의 속도 분포를 구하고 속도 분포로부터 다른 물리량의 분포를 알아보하고자 한다. 속도 분포와 물리량을 구하는 과정은 단일 과정으로서 증발효과가 매우 적어서 제트 자체의 속도가 단지 제트의 기하학적 단면적의 변화에만 관계한다고 제한하기로 한다.

## II. 기본 방정식

### 1. 제트와 원반부의 형태

제트를 형성하는 계의 형태를 보면 중심부에 계의 대부분의 질량을 차지하며 제트 현상을 일으키는 주된 동력을 제공하는 중심원이 있고 주변의 중심원 주위를 회전하는 원반이 있다.

와동이 없는 경우, 원반 내 회전 입자의 각운동량  $l$ 은 일정하므로 각속도  $\Omega(R) = l R^{-2}$ 으로 나타낼 수 있다. 이 때  $l$ 은 특정 각운동량이다.

계의 유효 포텐셜인  $\phi_{\text{eff}}$

$$\phi_{\text{eff}} = -\frac{G M}{r} + \frac{l^2}{2 R^2} \dots\dots\dots (1)$$

과 회전 유체의 회전 반경인 케플러 반경(Keplerian radius)  $R_K$ 를 이용하여

$$\frac{2 R_K \phi_{\text{eff}}}{G M} = \frac{R_K^2}{R^2} - \frac{2 R_K}{(R^2 + Z^2)^{1/2}} \equiv \psi \dots\dots\dots (2)$$

와 같이 나타낼 수 있다. 이 때  $G$ 는 중력 상수,  $M$ 은 중심원의 질량,  $r$ 은 중심원으로부터의 거리,  $l$ 은 각운동량,  $R$ 은 회전면 상의 중심원으로부터의 거리이다.

$\psi$ 는 회전축 거리  $Z=0$ , 회전 반경 거리  $R=R_K$ 인 원궤도일 때  $\psi=-1$ 의 최소치를 가지며, 회전입자들이 원반계에 구속된 경우  $-1 \leq \psi < 0$ 의 값을 갖는다.

$\psi=0$ , 곧 원반과 제트의 경계면을 고려할 때 식(2)는

$$\eta^2 = \xi^2 (4 \xi^2 - 1) \dots\dots\dots (3a)$$

$$\eta \equiv \frac{Z}{R_K}, \quad \xi \equiv \frac{R}{R_K} \dots\dots\dots (3b)$$

과 같다.  $\eta$ 과  $\xi$ 는 케플러 반경  $R_K$ 에 대한, 회전축상 거리  $Z$ 와 회전면 거리  $R$ 이다.

2. 운동 방정식

제트의 운동 방정식은 질량, 운동량, 에너지의 보존을 전제하고 제트 흐름이 일정하게 진행된다고 할 때 시간에 대한 항들을 제거한 정역학적 유체역학 방정식으로부터 구할 수 있다.

$$\vec{\nabla} \cdot \rho \vec{V} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

$$\rho [(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}] = \rho \vec{F} - \vec{\nabla} p \dots\dots\dots (5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \left[ \left( \frac{1}{2} v^2 + e + \frac{p}{\rho} \right) \vec{v} \right] = \vec{F} \cdot \vec{v} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{q} \dots\dots\dots (6)$$

이 때  $e$ 는 제트 흐름의 내부 에너지,  $\rho$ 는 제트의 밀도,  $v$ 는 제트의 속도,  $p$ 는 제트의 압력,  $F$ 는 외력,  $\vec{\nabla} \cdot \vec{q}$ 는 제트 흐름에 유입되거나, 유출되는 에너지를 고려한 제트계의 균형 에너지의 순량으로 가열 함수  $\Gamma$ 와 냉각 함수  $A$ 를 이용하여 이를 나타내면  $\vec{\nabla} \cdot \vec{q} = \Gamma - A$ 과 같다.

제트 흐름에 작용하는 힘  $F$ 는 제트의 중심원에 의한 중력과 열적 운동량이 가감됨으로써 유지되는 힘  $K$ 로부터

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \vec{f} + \vec{K} \\ &= - \frac{G M_*}{r^3} \vec{r} + \vec{K}(r) \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

식 (4), 식 (5)와 식 (7)로부터 제트의 운동 방정식은

$$\frac{1}{2} \left( 1 - \frac{C_s^2}{v^2} \right) \frac{\partial v^2}{\partial r} = - \frac{G M_*}{r^2} \left( 1 - \frac{2 C_s^2 r}{G M_*} - \frac{K(r) r^2}{G M_*} \right) \dots\dots\dots (8)$$

이 때  $C_s$ ,  $v$ ,  $K(r)$ 은 거리  $r$ 인 지점에서의 음속, 속도, 단위 질량당 비열적 운동량이고,  $M_*$ 는 중심항성의 질량이다. 식 (8)은 계에 대한 운동량의 유출입이 없거나 매우 적은 상태  $K(r) = 0$ 과 같아, 등은 과정의 고전적 항성풍 이론과 일치한다(Parker 1963). 그러나 외부 복사, 플라즈마 파, MHD 파 등의 외부역장이 존재하는 경우 제트와 외부 역장이 상호 작용하므로 제트계에 대한 유출입을 고려해야 한다(Kopp와 Holtzer 1976, Ferrari *et al.* 1988, Tsinganos 1985).

$K(r)$ 을 고려한 일련의 해는 전형적인 등은 항성풍 해와는 다른 양상을 보이는데, 고전적 등은 항성풍의 경우에 나타나는 X자형 해의 임계점을 지나지 않는다.

가감 운동량  $K(r)$ 을 고려할 경우, Bernoulli 적분식은

$$\frac{1}{2} v^2 + \frac{C_s^2}{r-1} - \frac{G M_\star}{r} - \int_0^r K(r)dr \equiv E \dots\dots\dots (9)$$

와 같다. 여기서  $r$ 는 비열의 비이다.

마하수  $M=v/C_s$ 와 식 (9)로부터 음속에 관한 식

$$C_s^2 = \frac{r-1}{1 + \frac{1}{2}(r-1) M^2} \left[ \frac{G M_\star}{r} + \int_0^r K(r)dr + E \right] \dots\dots\dots (10)$$

를 얻을 수 있다.

앞서 구한 제트의 운동 방정식인 식 (8)과 식 (9), 식 (10), 그리고 마하수를 이용하여 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$\frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{M^2} \right] \frac{\partial M^2}{\partial r} = \left[ 1 + \frac{1}{2} (r-1) M^2 \right] \frac{\partial D(r)}{\partial r} \dots\dots\dots (11a)$$

$$D(r) \equiv 2 \ln r + \int_0^r \frac{1}{C_s^2} \left[ K(r) - \frac{G M_\star}{r^2} \right] dr - \frac{1}{2} (M^2 - 1) \ln \left[ E + \frac{G M_\star}{r} + \int_0^r K(r) dr \right] \dots\dots\dots (11b)$$

$D(r)$ 의 최소치는 등은 항성풍의 해인 X-형의 임계점에 해당하고 최대치는 운동량 출입을 고려했을 경우 0-형에 해당한다(Kopp와 Holtzer 1976, Bailyn *et al.* 1985).

제트계에 대한 운동량 출입은 제트계 외부의 역장과 제트계가 상호·작용함으로써 일어난다. 제트계에 운동량 출입을 야기시키는 외부 역장으로는 제트 중심원의 복사에 의해 제트 주변에 분포하는 원반 물질이 받는 증발효과, 제트계의 이온화에 따른 외부 전, 자장과의 상호 작용, 제트 주변 물질의 이온화에 따른 플라즈마 효과 등 여러 형태이다. Habbal과 Tsinganos(1965)는 이러한 운동량의 출입이나 비 구형인 제트 흐름의 단면적 변화가 제트 흐름의 속도에 미치는 영향이 같다는 것을 보인 바 있다. 결국 제트계에 대한 외부 역장의 영향을 흐름의 단면적 변화와 동일시하여 단면적 변화로부터 제트의 역학적 성질을 규명할 수 있게 한다.

제트계의 운동량 출입에 관계하는 여러 구조 중에 특히 증발력  $F_{ev}$ 는 회전축 거리  $Z$ 에 따라 달라진다. 이를 극각  $\theta$ 와 증발 압력  $F_{ev}$ 를 이용하여 나타내면

$$\frac{\partial F_{ev}}{\partial Z} \equiv \cot \theta \dots\dots\dots (12)$$

라고 하자. 여기서  $F_{ev}$ 는 중심원의 복사에 의해 원반계 물질이 증발될 때 제트계에 작용하게 되는 압력이다. 이러한 증발 효과에 의해 제트 흐름에 유입되는 단위 질량, 단위 부피당 운동량은  $F_{ev} \cdot \cos(90 - \theta)$ 가 실제 유입 운동량이므로 증발 효과에 의해 제트계로 유입되는 운동량을  $K(Z)$ 라 하면

$$\begin{aligned} K(Z) &= \frac{2 \rho_d V_{de}^2 \sin \theta}{\rho R} \\ &= \frac{2 \rho_d v_{de}^2}{\sqrt{1 + \left[\frac{\partial f_{ev}}{\partial R}\right]^2}} \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

로 정리할 수 있다. 여기서  $\rho_d$ 는 주변 원반의 밀도이고,  $v_{de}$ 는 주변 원반의 증발 속도이다.

증발 효과가 두드러지게 나타나는 제트계의 운동 방정식은 식 (10)과 식 (20)을 이용하여 회전축 방향 성분  $Z$ 에 대해

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{M^2}\right) \frac{\partial M^2}{\partial Z} \\ &= \left[1 + \frac{1}{2}(r-1)M^2\right] \left[\frac{1}{2}(M^2-1) \left[\frac{GM_*}{Z^2} - \frac{2\rho_d v_{de}^2}{\sqrt{1 + \left[\frac{\partial f_{ev}}{\partial R}\right]^2}}\right]\right] / S \\ &\frac{2}{Z} + \frac{1 + \frac{1}{2}(r-1)M^2}{r-1} \left[\frac{GM_*}{Z^2} + \frac{2\rho_d v_{de}^2}{\sqrt{1 + \left[\frac{\partial f_{ev}}{\partial R}\right]^2}}\right] S \dots\dots\dots (14a) \end{aligned}$$

$$S \equiv \frac{GM_*}{Z} + \int_0^Z \frac{2\rho_d v_{de}^2}{\sqrt{1 + \left[\frac{\partial f_{ev}}{\partial R}\right]^2}} dZ + E \dots\dots\dots (14b)$$

과 같다.

### 3. 제트계의 속도 분포와 물리량

Bernoulli의 적분식을 이용한 식 (9)와 식 (6)으로부터

DYNAMICAL STRUCTURE OF JET SYSTEM

$$\frac{1}{2} M^2 + \frac{2}{r-1} + \left[ \frac{G M_*}{r_0 C_{so}^2} \left(1 - \frac{1}{r/r_0}\right) - \frac{r+1}{2(r-1)} - \frac{1}{C_{so}^2} \int_{r_0}^r K(r) dr \right] \left[ \frac{r}{r_0} \right]^{\frac{4(r-1)}{r+1}} \cdot M^{\frac{2(r-1)}{r+1}} = 0 \dots\dots\dots (15)$$

식 (15)로부터 마하수의 분포를 구하면  $v = C_s M$ 를 이용하여 속도 분포를 구할 수 있다.

$$\frac{v}{C_{so}} = \left[ \frac{r}{r_0} \right]^{\frac{-2(r-1)}{r+1}} \cdot M^{\frac{2}{r+1}} \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left[ \frac{r}{r_0} \right]^{\frac{-4}{r+1}} \cdot M^{\frac{-2}{r+1}} \dots\dots\dots (17)$$

$$\frac{T}{T_0} = \left[ \frac{r}{r_0} \right]^{\frac{-4(r-1)}{r+1}} \cdot M^{\frac{-2(r-1)}{r+1}} \dots\dots\dots (18)$$

$$\frac{P}{P_0} = \left[ \frac{r}{r_0} \right]^{\frac{-4r}{r+1}} \cdot M^{\frac{-2r}{r+1}} \dots\dots\dots (19)$$

과 같다.  $r = 1$ 인 등은 과정의 경우, 밀도와 압력은 공통적으로 중심원으로부터의 거리 제곱과 마하수에 반비례한다.  $r = 5/3$ 인 단일 과정에서는  $\rho/\rho_0 \sim M^{-3/4}$ ,  $T/T_0 \sim M^{-1/2}$ ,  $P/P_0 \sim M^{-5/4}$ 와 같이 마하수에 반비례한다.

4. Shock 형성 지역과 제트의 형태적 특징

(1) 제트 내부에서의 충격 형성(Internal Shock)

제트계 내의 마하수에 대한 분포는 아음속의 여러 해를 갖는다. 제트계 내에 충격이 형성되는 경우, 충격과 전면과 후면에서 속도 분포는 다르게 나타난다. 즉, 충격과 전후면에서 속도의 불연속면이 형성된다. 충격과 전후의 불연속은 충격과 전의 마하수  $M_1$ 으로부터 충격과의 보존식(Landau와 Lifshitz 1975)를 이용하여

$$M_2^2 = \frac{2 + (r - 1) M_1^2}{2 r M_1^2 - (r - 1)}$$

와 같이 충격파 후면에서의 마하수  $M_2$ 를 구한다. 만일 충격파의 보존식이 만족되지 않을 경우 제트 내에서의 충격파 형성도 불가능하다.

충격파면을 전후해서 마하수의 분포는 하나의 아음속해에서 다른 아음속해로 이동하면서 불연속면을 형성한다. 제트 내에서 충격파의 형성은 운동량이 계 내부로 들어오거나 빠져나감으로 해서 형성될 수 있다. 충격파의 형성 지역에서 마하수 분포는 정상적이고, 이 영역에서는 흔히 'knots'가 관측된다(M87 : Ferrari *et al.* 1986).

(2) 제트의 경계면에서 형성되는 충격

제트의 경계면에서 압력  $P$ 와 제트 외부의 압력  $P_{ext}$ 이 압력 평형을 이룬다고 가정하면 제트의 경계는

$$\frac{r}{r_0} \approx \left[ \frac{\rho_{ext}}{\rho_0} \left[ \frac{C_{ext}}{C_s} \right]^2 \right]^{\frac{r+1}{4r}} \cdot M^{\frac{1}{2r}} \dots\dots\dots (20)$$

이러한 말단 충격파가 형성되는 거리는 식 (20)의 제트 경계와 동일하다. 말단 충격파가 형성되는 영역에서는 제트 내 충격파에서와 마찬가지로 물질 정체가 이루어지고, 이것은 관측적으로 전파엽(radio lobes)과 같은 특징적 형태를 나타낸다.

III. 결과와 분석

두터운 원반이 중심원 주위를 원궤도를 이룰 때, 일정 각운동량을 유지하며, 회전하고 있는 경우, 중심원과 원반 사이에는 매우 좁은 공간이 형성된다. 이 좁은 영역으로 중심원의 항성풍, 혹은 원반의 강착 물질이 분출되면서 제트 현상을 일으키게 되는 경우, 분출 영역은 두터운 원반에 의해 고정되므로 제트 흐름은 분출 영역의 기하학적 형태와 밀접하게 관계한다. 곧 기하학적 단면적의 축소, 확대가 제트 흐름의 속도를 가속 또는 감속시키게 된다.

식 (3)으로부터 구한 제트-원반의 형태는 그림 1에 나타난 바와 같다. 제트 분출 영역은 제트-원반은 중앙면에서 매우 좁은 기하학적 단면적을 갖고, 수직 거리  $\eta$ 가 증가함에 따라 급속하게 증가한다. 수직 거리  $\eta = 5.0$  근방에서는 단면적 증가율이 둔화되어 거의 일정하다.



## DYNAMICAL STRUCTURE OF JET SYSTEM

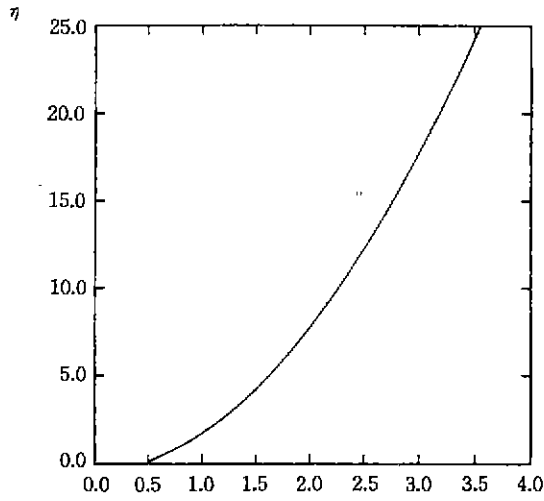


그림 1. 제트-회전 원반의 기하학적 형태.

여기서  $\xi$ 는 중심원과 원반계의 중앙면 상에서의 거리로, 제트의 단면적 반경을 나타내고  $\eta$ 는 중앙면에 수직인 거리이다.

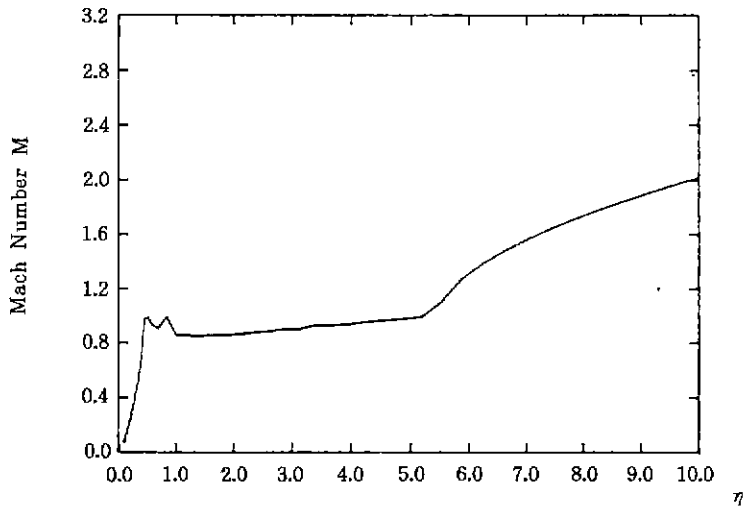


그림 2. 제트의 마하수 분포.

$\eta$ 는 회전축 방향을 나타내는 무차원 변량이고,  $M$ 은 마하수이다.

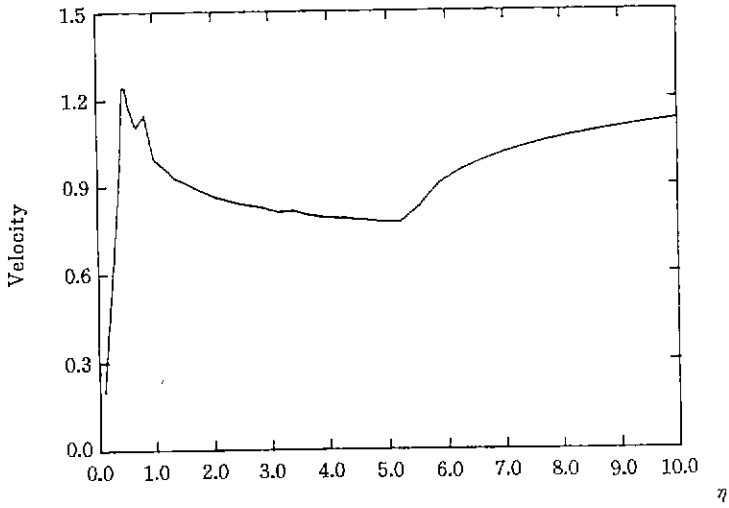


그림 3. 제트의 속도 분포.

속도는 마하수 1인 입계점에서 음속에 대한 무차원의 양이고,  $\eta$ 은 회전축 방향을 나타내는 무차원 변량이다.

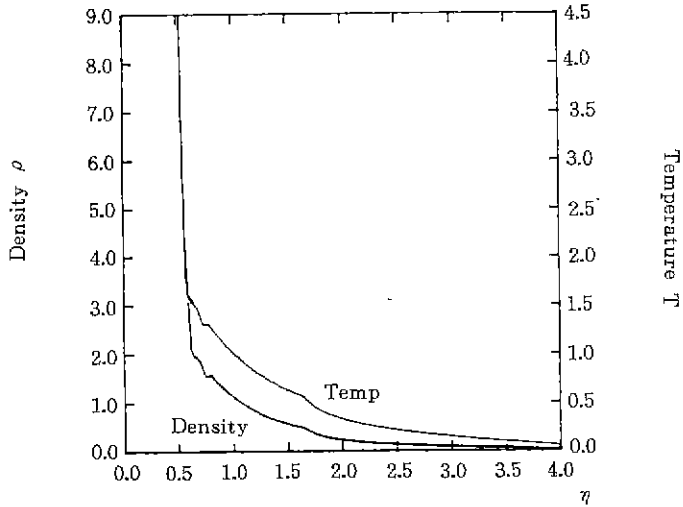


그림 4. 제트의 밀도, 온도 분포.

각 물리량은 마하수 1인, 입계점에서 물리량에 대한 무차원 변량이고,  $\eta$ 는 제트의 회전축 방향을 나타내는 무차원 변량이다.

## DYNAMICAL STRUCTURE OF JET SYSTEM

마하수  $M$ 의 분포는 식 (3), 식 (11)와 식 (15)를 이용하여 구했다. 이 때  $W = 1$ 의 경우, 그림 2와 같다. 수평 거리 성분  $\xi$ 와 수직 거리  $\eta$ 에 대해 유사한 분포를 보인다. 제트의 단면적이 급속하게 증가하는  $\xi \sim 0.55$  근방에서는 마하수의 증가가 두드러진다. 이는  $\eta \sim 0.25$  근방에서도 마찬가지로 양상이다. 그러나 'opening'이 계속적으로 일어나는  $\xi \sim 0.8$ ,  $\eta \sim 0.8$ 부터  $\xi \sim 1.6$ ,  $\eta \sim 5.5$ 까지는 마하수 증가가 둔화된다. 이것은 단면적의 계속적 증가가 일정 영역까지는 속도를 가속시키지만 그 이후로는 오히려 감속 요인이 될 수 있다는 것을 시사한다. 다른 요인은 충격의 형성이다. 단면적이 거의 일정하게 유지되는  $\xi \sim 1.6$ ,  $\eta \sim 5.5$ 부터는 제트의 마하수 분포는 고전적 항성풍의 해와 비슷하게 나타난다.

마하수의 분포를 식 (16)을 이용하여 제트의 속도 분포를 구할 수 있다. 그림 4를 보면 마하수 분포와 비슷한 형태를 갖음을 알 수 있다. 알려진 마하수의 분포로부터 제트의 밀도, 온도, 압력 등의 물리량 분포 역시 구하였다.

제트의 밀도, 온도, 압력 등은 속도의 변화가 큰 영역에서 매우 크게 떨어지고, 속도 변화가 둔화되는 영역에서는 감소 정도가 둔화되다가 속도 변화가 고전적 항성풍의 해와 흡사한 영역에서는 거의 일정해진다.

제트 내의 충격의 존재와 제트 경계에서의 충격의 존재 여부에 따라 제트 내의 knots나 경계에서의 전파엽의 존재가 결정될 수 있는데, 이는 충격 형성 영역에서 마하수가 진동하므로써 형성된다. 만일 마하수가 충격 보존식을 만족하지 못하는 경우 제트 내의 knots는 형성이 불가능하다.

## IV. 결론

이 연구에서는 항성 제트에 관한 광학적 제트와 쌍방 분자 분출역, AGN의 제트 등에서 공통적으로 찾을 수 있는 제트 흐름의 단면적 변화와 제트 내부의 물리량 변화와의 관계를 알아보았다. 비 열적 운동량의 출입이 있는 경우, 제트 내부의 운동을 마하수로 기술하고, Bernoulli의 적분식을 이용하여 다른 물리량들을 알아보았다.

이 연구의 결과는 각 흐름의 가열과 냉각 구조가 알려져 있지 않으므로  $\Gamma - A = 0$ 으로 놓고 계산하였으며 중심원으로부터의 중력의 영향과 제트 흐름의 역학적인 힘의 영향이 서로 상쇄되었다는 가정 아래 계산하였다. 단일 과정을 가정하였음에도 제트의 단면적 변화에 따른 속도 분포가 Ferrari *et al.*(1985, 1986)와 Trussoni *et al.*(1988)이 수행한 모형 계산과 같은 결과를 보이고 있다. 그러나 단면적의 변화가 계속적이지 않고 고정적이므로 이에 대한 고려가 필요하다.

특히 제트 내의 특성적 구조인 knot와 연관된 내부 충격파의 형성 지점과 광학 제트의 말단에서 관측되는 바와 같은 충격파 형성 지역을 계산하였다.

참고 문헌

- Baily, C., Rosner, R., and Tsinganos, K. 1985, *Astrophys. J.*, **296**, 696.
- Choe, S. U. 1986, *J. Korean Earth Science Society*, Vol.7, No.1, **46**.
- Ferrari, A. Trussoni, E., Rosner, R., and Tsinganos, K. 1985, *Astrophys. J.*, **294**, 397.
- Ferrari, A., Rosner, R., Trussoni, E., and Tsinganos, K. 1986, *Astrophys. J.*, **300**, 577.
- Habbal, S. R., and Tsinganos, K. 1965, *J. Geophys. Res. A.*, **88**, 1965.
- Landau, L. D. and Lifshitz, E. M. 1975, *Fluid Mechanics*(New York : Pergamon).
- Kopp, R. A., and Holtzer, T. E. 1976, *Solar Phys.*, **49**, 43.
- Parker, E. N. 1963, *Interplanetary Dynamical Process*(New York : Interscience).
- Trussoni, E., Ferrari, A., Rosner, R., and Tsinganos, K. 1988, *Astrophys. J.*, **325**, 417.