

스펙트럼 선윤곽의 도플러 해석

김갑성⁽¹⁾ · 심경진⁽²⁾ · 박영득⁽²⁾ · 윤홍식⁽³⁾

경희대학교⁽¹⁾ · 천문대⁽²⁾ · 서울대학교⁽³⁾

(1991. 12. 20 접수)

요 약

스펙트럼선의 선폭증대 현상을 방출영역 내 기체입자들의 열운동에 의한 단순 도플러 효과로 가정하여 중심에서 어느 한쪽으로 심하게 치우친 스펙트럼 선윤곽을 해석한다. 본 연구에서는 태양활동영역에서 흔히 관측되는 좌우 비대칭의 선윤곽을 서로 다른 가우스속도분포의 기체성분들이 시선방향으로 중첩된 결과라 해석하고, 최소자승법을 이용한 비선형 선윤곽 맞춤질에 의해 스펙트럼 방출영역에서 떨어져 나가는 기체들의 온도 및 분출속도에 관련된 도플러선폭과 도플러이동량을 구하였다.

I. 서 론

입자의 에너지상태 이전이 일어나면 무한소의 선폭을 가진 스펙트럼선이 연속선을 배경으로 형성된다. 그러나 실제로 열평형 상태하의 기체플라즈마 내에서 방출되는 스펙트럼선은 입자 상호간의 열운동에 의한 도플러효과로 선폭이 증가하는데 그 선윤곽은 가우스 확률분포곡선을 그리게 된다. 이 도플러 선폭증가 현상으로 스펙트럼선 중심부가 주로 잘 발달하지만 스펙트럼선의 가장자리에 날개가 발달하는 과정은 원자의 고유성질에 의한 자연 선폭증대 현상을 위시하여 압력선폭증대, 스타크효과에 의한 선폭증대 등등 여러 메카니즘을 생각할 수 있다. 일반적으로는 이상과 같은 선폭증대 기구가 작용하여 중심과정에 좌우대칭인 선윤곽이 도출되지만 내부의 복잡한 물리적인 변화가 일어나거나 시선방향에 서로 다른 속도성분의 기체들이 중첩되게 되면 좌우비대칭의 스펙트럼선이 형성된다. 대칭이면서 선폭이 좁을 경우는 스펙트럼선의 선폭을 증대시킨 물리적 과정이 복합적이면서 그 기여도도 비슷하리라 기대되지만 한쪽으로 날개가 크게 발달된 비대칭의 스펙트럼선의 경우는 시선방향으로 물질의 분출이 일어나는 별개의 기체성분에 의한 도플러 효과가 지배적이라고도 할 수 있다. 이 도플러선폭의 해석방법을 태양 홍염 등의 표면활동 현상에 적용하여 Fontenla(1979), Landman과 Illing(1977) 그리고 Kawaguchi, Kim과 Nakai(1986) 등은 여러가지 물리량을 구한 바 있다.

본 연구에서는 스펙트럼선의 선폭증가가 시선방향의 운동에 의한 도플러효과로 형성되었다 가정하고 가우스속도분포의 입자로 구성된 다종의 기체 구성분으로 선윤곽을 다뤄질하

* 본 연구는 천문우주과학연구소와 과학재단의 재정적 지원을 받아 수행되었음.

는 방법을 소개할 것이다. 관측된 스펙트럼 선운곽을 도플러 운동의 물리적 해석으로 가장 잘 표현할 수 있는 가우스선폭중대 물리량을 구하기 위해 최소자승법을 이용한 비선형 곡선맞춤식의 수치적 풀이방법을 채택하였다.

II. 기본 맞춤식

온도가 T 인 기체플라즈마 내부의 입자속도가 상호간의 빈번한 충돌로 인해 맥스웰속도 분포를 하고 있다 가정하면, 기체 입자의 시선속도가 $(v, v+dv)$ 사이에 분포할 확률은 다음과 같다.

$$F(v)dv = (\pi^{1/2}V_0)^{-1} \exp(-v^2/V_0^2) dv$$

여기에서 $V_0 = (2kT/m)^{1/2} = 12.85(T/10^4 A)^{1/2}$ 이고, A 는 원자중량을 말한다.

그런데 관측자가 파장 λ 를 보고 있다면 속도 v 의 원자는 파장 $\lambda[(v/c)-1]$ 의 복사선을 흡수하고 흡수되는 양은 입자의 수에 비례할 것이다. 대부분의 기체 입자들이 최고의 확률로 지니게 되는 속도 V_0 란 기체의 열에너지에 의한 운동속도이므로 크기는 $V_0 = (2kT/m)^{1/2}$ 와 같고 이 대표적인 속도의 입자운동이 일으키는 도플러 이동량은 도플러선폭 $\Delta\lambda_D \equiv \lambda_0 V_0/c$ 에 상당한다. 또한 임의의 속도 v 의 입자운동에 의해 일어나는 파장의 도플러 이동량은 $\Delta\lambda (\equiv \lambda - \lambda_0) = \lambda_0 v/c$ 이므로 이들 물리량을 속도항에 대입정리하면 스펙트럼선(방출선 혹은 흡수선)의 선운곽을 아래와 같은 가우스함수형태로 나타낼 수 있다.

$$I(\lambda) = I_0 \exp[-(\lambda - \lambda_0)^2 / \Delta\lambda_D^2]$$

여기에서

λ_0 ; 스펙트럼선의 중심파장

I_0 ; 중심파장 λ_0 의 스펙트럼선 세기

$\Delta\lambda_D$; 도플러 선폭($\equiv \lambda_0 V_0/c$)

진동수에 대해 정리하여도 위와 동일한 형태의 관계식 (1)을 얻을 수 있는데 관측된 선 스펙트럼 윤곽을 오로지 하나의 가우스 성분

$$I_j = I_0 \exp[-(\nu_j - \nu_0)^2 / \Delta\nu_D^2] \quad (1)$$

으로 표시하여 양변에 자연대수를 취해 정리하면 아래와 같이 x 에 대해 선형화된 (2)식으로 나타낼 수 있다. (1)식의 ν_0 와 $\Delta\nu_D$ 는 각각 중심진동수 및 도플러 진동수선폭을 말한다.

$$y_j = c_1 + c_2 x_j + c_3 x_j^2 \quad (2)$$

여기에서

$x_j \equiv \nu_j$

$y_j \equiv \ln(I_j)$

$c_1 \equiv \ln(I_0) - \nu_0^2 / \Delta\nu_D^2$ (3)

$c_2 \equiv 2\nu_0 / \Delta\nu_D^2$

$c_3 \equiv -1 / \Delta\nu_D^2$

그리고 첨자 $j (=1, 2, \dots, np)$ 는 관측점을 나타낸다.

관측된 선운곽을 가장 잘 재현할 수 있는 맞춤식 (2)의 계수 c_1, c_2, c_3 는 관측치와 (2)식의 계산치 편차를 제공하여 합산한 값을 최소로 하는 조건에 의해 구할 수 있다. 즉 편차 합산식을 구하고자 하는 각 계수에 대해 미분한 다음 그 값을 0으로 하는 연립식을 세우면 다음의 행렬식 (4)로 정리되고 계수 c_1, c_2, c_3 는 이 행렬식을 계산하여 구한다.

$$\begin{vmatrix} np & \sum x_j & \sum x_j^2 \\ \sum x_j & \sum x_j^2 & \sum x_j^3 \\ \sum x_j^2 & \sum x_j^3 & \sum x_j^4 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sum y_j \\ \sum x_j y_j \\ \sum x_j^2 y_j \end{vmatrix} \quad (4)$$

np : 관측점의 총 갯수

따라서 자연대수 값을 취하기 전의 다음 도플러 물리량은 위에서 구한 계수를 이용하여 아래와 같이 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta\nu_D &= (-1/c_3)^{1/2} \\ \nu_0 &= -c_2/(2c_3) \\ I_0 &= \exp[c_1 - c_2/(4c_3)] \end{aligned} \quad (5)$$

그런데 그림 1의 (나)와 같이 스펙트럼선폭이 중심에 대해 비대칭이면서 좌우로 퍼지게 한 물리적인 요인을 오직 시선방향의 운동속도가 서로 다른 기체성분들의 도플러효과에 의한 것이라 가정하면 다음과 같이 스펙트럼선운곽을 가우스속도분포를 가진 기체들이 시선 방향으로 여러개 중첩된 현상의 결과로 나타낼 수 있다. 즉

$$I(\nu) = \sum_{n=1}^N I_{0,n} \exp[-(\nu - \nu_{0,n})^2 / \Delta\nu_{D,n}^2] \quad (6)$$

여기에서

- $\nu_{0,n}$; 가우스성분 n 에 대한 스펙트럼선 중심의 진동수
- $I_{0,n}$; 가우스성분 n 에 대한 스펙트럼선 중심의 밝기
- $\Delta\nu_{D,n}$; 가우스성분 n 에 대한 도플러 선폭
- N ; 속도가 서로 다른 기체구의 갯수

따라서 관측된 선운곽을 위의 관계식을 이용하여 최적으로 맞추게 되면 중첩된 기체구의 갯수 N 과 각 기체들의 물리적 특성을 나타내는 $I_0, \nu_0, \Delta\nu_D$ 등의 물리량을 구할 수 있다.

그러나 다중의 가우스성분으로 선운곽을 맞추는 작업은 위의 경우처럼 간단히 선형화되지 않기 때문에 비선형의 맞춤작업을 수행하지 않으면 안된다. 맞춤식 (6)으로 관측된 스펙트럼선 운곽을 가장 잘 표현하는 문제란 아래와 같이 편차를 나타내도록 정의된 양 q 를 최소로 할 수 있는 계수 $I_{0,n}, \nu_{0,n}, \Delta\nu_{D,n}$ 를 구하는 문제라 할 수 있다.

$$\begin{aligned} q &= \sum_j [I_j - \sum_n I_{0,n} \exp[-d_n(\nu_j - \nu_{0,n})^2]]^2 \\ d_n &= \Delta\nu_{D,n}^{-2} \end{aligned} \quad (7)$$

I_j ; 진동수 ν_j 에서 관측된 선운곽의 밝기

이들 계수를 구하기 위해 식 (8)과 같이 각 물리량에 대한 q 의 편미분식을 정리한 다음 편미분 값이 0이 되는 수식 즉 $\partial q / \partial I_{0i} = 0, \partial q / \partial \nu_{0i} = 0, \partial q / \partial d_i = 0$ 을 풀면 된다.

$$\begin{aligned}
\partial q / \partial I_{0i} &= 2 \Sigma_j [I_j - \Sigma_n I_{0n} \exp[-d_n(\nu_j - \nu_{0n})^2]] \times \\
&\quad [-\exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2]] \\
\partial q / \partial \nu_{0i} &= 2 \Sigma_j [I_j - \Sigma_n I_{0n} \exp[-d_n(\nu_j - \nu_{0n})^2]] \times \\
&\quad [-I_{0i} \exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2] 2d_i(\nu_j - \nu_{0i})] \\
\partial q / \partial d_i &= 2 \Sigma_j [I_j - \Sigma_n I_{0n} \exp[-d_n(\nu_j - \nu_{0n})^2]] \times \\
&\quad [-I_{0i} \exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2] (-(\nu_j - \nu_{0i})^2)]
\end{aligned} \tag{8}$$

여기에서 j 와 관계없는 상수를 합산기호 밖으로 꺼내어 정리하면 아래와 같이 정의된 함수 F 가 0이 되는 조건과 동일하다.

$$\begin{aligned}
F_{1,i} &= \Sigma_j [I_j \exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2] \\
&\quad - \exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2] \Sigma_n I_{0n} \exp[-d_n(\nu_j - \nu_{0n})^2]] \\
F_{2,i} &= \Sigma_j [I_j \exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2] (\nu_j - \nu_{0i}) \\
&\quad - \exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2] (\nu_j - \nu_{0i}) \Sigma_n I_{0n} \exp[-d_n(\nu_j - \nu_{0n})^2]] \\
F_{3,i} &= \Sigma_j [I_j \exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2] (\nu_j - \nu_{0i})^2 \\
&\quad - \exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2] (\nu_j - \nu_{0i})^2 \Sigma_n I_{0n} \exp[-d_n(\nu_j - \nu_{0n})^2]]
\end{aligned} \tag{9}$$

따라서 본 연구에서 구하고자 하는 물리량은 아래의 비선형 연립 방정식 (10)을 풀면 구할 수 있다.

$$F_{f,i} = \Sigma_j (I_j A_{fij} - A_{fij} \text{SUM}_j) = 0 \tag{10}$$

$f(=1, 2, 3)$; 도플러 특성 파라미터 수

$p(=1, 2, 3)$; 도플러 특성 파라미터 수

$i(=1, 2, \dots, N)$; 가우스성분 수

$k(=1, 2, \dots, N)$; 가우스성분 수

$j(=1, 2, \dots, np)$; 관측점의 갯수

$$A_{1ij} = \exp[-d_i(\nu_j - \nu_{0i})^2] \tag{11}$$

$$A_{2ij} = A_{1ij}(\nu_j - \nu_{0i})$$

$$A_{3ij} = A_{1ij}(\nu_j - \nu_{0i})^2$$

$$\text{SUM}_j = \Sigma_n (I_{0n} A_{1nj})$$

윗식을 행렬식으로 나타내어 1차항 만으로 근사하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
\mathbf{F}(\mathbf{X}_{i+1}) &\cong \mathbf{F}(\mathbf{X}_i) + (\mathbf{X}_{i+1} - \mathbf{X}_i) \partial \mathbf{F}(\mathbf{X}) / \partial \mathbf{X}_i \\
&= 0
\end{aligned} \tag{12}$$

그런데 여기에서 요구되는 미분식은 아래와 같이 계산된다.

$$\partial F_{fi} / \partial x_{pk} = \Sigma_j [\partial A_{fij} / \partial x_{pk} (I_j - \text{SUM}_j) - A_{fij} \partial \text{SUM}_j / \partial x_{pk}] \tag{13}$$

이를 정리하면 미지수 \mathbf{X}_i 에 대해 비선형인 위의 관계식이 $\delta \mathbf{X}_i (= \mathbf{X}_{i+1} - \mathbf{X}_i)$ 에 대해 선형화가 이루어진 다음과 같은 형태의 식으로 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{A} \cdot \delta \mathbf{X} = \mathbf{B}$$

여기에서

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix}
 \partial F_{11}/\partial I_{01}, \dots, \partial F_{11}/\partial I_{0N}, \partial F_{11}/\partial \nu_{01}, \dots, \partial F_{11}/\partial \nu_{0N}, \partial F_{11}/\partial d_1, \dots, \partial F_{11}/\partial d_N \\
 \partial F_{1i}/\partial I_{01}, \dots, \partial F_{1i}/\partial I_{0N}, \partial F_{1i}/\partial \nu_{01}, \dots, \partial F_{1i}/\partial \nu_{0N}, \partial F_{1i}/\partial d_1, \dots, \partial F_{1i}/\partial d_N \\
 \partial F_{1N}/\partial I_{01}, \dots, \partial F_{1N}/\partial I_{0N}, \partial F_{1N}/\partial \nu_{01}, \dots, \partial F_{1N}/\partial \nu_{0N}, \partial F_{1N}/\partial d_1, \dots, \partial F_{1N}/\partial d_N \\
 \partial F_{21}/\partial I_{01}, \dots, \partial F_{21}/\partial I_{0N}, \partial F_{21}/\partial \nu_{01}, \dots, \partial F_{21}/\partial \nu_{0N}, \partial F_{21}/\partial d_1, \dots, \partial F_{21}/\partial d_N \\
 \partial F_{2i}/\partial I_{01}, \dots, \partial F_{2i}/\partial I_{0N}, \partial F_{2i}/\partial \nu_{01}, \dots, \partial F_{2i}/\partial \nu_{0N}, \partial F_{2i}/\partial d_1, \dots, \partial F_{2i}/\partial d_N \\
 \partial F_{2N}/\partial I_{01}, \dots, \partial F_{2N}/\partial I_{0N}, \partial F_{2N}/\partial \nu_{01}, \dots, \partial F_{2N}/\partial \nu_{0N}, \partial F_{2N}/\partial d_1, \dots, \partial F_{2N}/\partial d_N \\
 \partial F_{31}/\partial I_{01}, \dots, \partial F_{31}/\partial I_{0N}, \partial F_{31}/\partial \nu_{01}, \dots, \partial F_{31}/\partial \nu_{0N}, \partial F_{31}/\partial d_1, \dots, \partial F_{31}/\partial d_N \\
 \partial F_{3i}/\partial I_{01}, \dots, \partial F_{3i}/\partial I_{0N}, \partial F_{3i}/\partial \nu_{01}, \dots, \partial F_{3i}/\partial \nu_{0N}, \partial F_{3i}/\partial d_1, \dots, \partial F_{3i}/\partial d_N \\
 \partial F_{3N}/\partial I_{01}, \dots, \partial F_{3N}/\partial I_{0N}, \partial F_{3N}/\partial \nu_{01}, \dots, \partial F_{3N}/\partial \nu_{0N}, \partial F_{3N}/\partial d_1, \dots, \partial F_{3N}/\partial d_N
 \end{pmatrix}$$

3N × 3N 행렬

$$\delta \mathbf{X} = [\delta I_{01}, \dots, \delta I_{0N}, \delta \nu_1, \dots, \delta \nu_N, \delta d_1, \dots, \delta d_N]^t$$

$$\mathbf{B} = -[F_{11}, \dots, F_{1N}, F_{21}, \dots, F_{2N}, F_{31}, \dots, F_{3N}]^t$$

미지수 $\delta \mathbf{X}_i$ 는 가우스 소거법 혹은 역행렬법을 이용하여 구한 다음 $\mathbf{X}_{i+1} = \mathbf{X}_i + \delta \mathbf{X}_i$ 인 관계로부터 개선된 \mathbf{X}_{i+1} 를 계산하는 방법을 되풀이하여 $\delta \mathbf{X}_i / \mathbf{X}_i < 10^{-4}, -5$ 의 조건을 만족시켜 더 이상 보정할 의미가 없을 때까지 반복하여 계산하면 미지수

$$\mathbf{X} = [I_{01}, I_{02}, \dots, I_{0N}, \nu_{01}, \nu_{02}, \dots, \nu_{0N}, \Delta \nu_{D1}, \Delta \nu_{D2}, \dots, \Delta \nu_{DN}]^t$$

를 모두 구할 수 있게 된다.

III. 결과 및 토의

루프형 활동홍염의 $H\alpha$ 상과 슬리트를 통해 동시관측한 He D_3 및 Na $D_{2,1}$ 선의 방출 스펙



그림 1(가). $H\alpha$ 단색필터로 관측한 루프구조의 활동홍염. 상 가운데에 스펙트럼관측을 위한 슬리트가 가로질러 가고 있다.

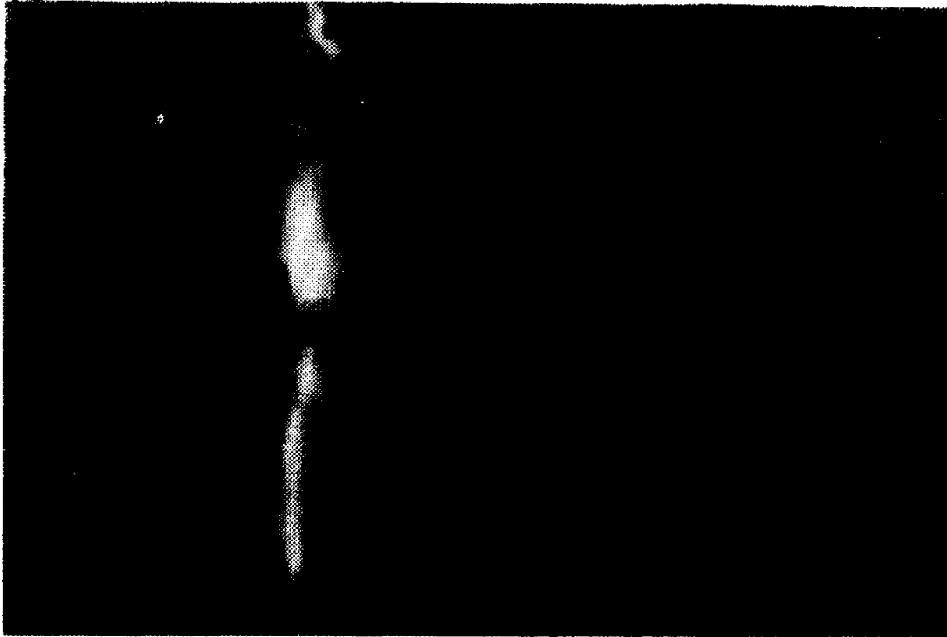


그림 1(나). (가)의 슬리트를 통해 동시 관측한 스펙트럼사진으로서 왼쪽에서 부터 He D_3 및 Na D_2, D_1 방출선이 연속선을 배경으로 잘 나타나 있다. 특히 선폭이 넓은 D_3 선은 여기 저기 어느 한쪽으로 돌출된 부분이 두드러지는데 이는 물질의 분출에 의해 생성된 도플러이동 효과로 설명할 수 있다.

트럼이 각각 그림 1의 (가)와 (나)에 나타나 있다. 이 사진은 일본 교오도대학 히다 천문대에서 관측한 자료로서 그림 1(나)에서 보이는 헬륨분광선의 경우 선 중심에 대해 선운곽이 비대칭적으로 퍼진 형태가 두드러진다. 그러면 앞에서 설명한 최소자승법을 이용하여 이상과 같이 태양에서 관측된 스펙트럼 선운곽을 다중의 도플러 속도성분으로 맞춤형한 결과에 대해 설명하고자 한다.

그림 2는 하나의 가우스성분으로 수소 방출선운곽을 맞춤형한 결과를 보여주고 있다. 여기에서 파장과 선세기는 실제의 값으로 변환되지 않은 수치를 사용하였으며 작은 원은 관측점을 의미하고 실선은 계산된 도플러 선운곽을 나타낸다. 물론 이 경우에 한해서는 앞에서 소개한 선형 맞춤형이 가능한데, 실제 선형화 방법에 의한 맞춤형과 비선형 맞춤형에 의해 각각 계산한 결과의 편차를 비교해 보면 본 연구의 비선형 맞춤형이 보다 나은 결과를 보여주고 있다. 그러나 그림의 양날개 부분을 보면 계산치와 관측치가 상당히 벗어나 있는 것을 한눈에 알 수 있다. 여기에 별도의 가우스속도 분포를 한 기체성분을 새롭게 삽입하여 두 개의 기체성분으로 선운곽을 맞추면 그림 3과 같이 개선된 결과를 얻는다. 그림에서 안쪽의 두 곡선은 각 가우스성분의 도플러 선운곽을 말하고 바깥 곡선은 두 개의 성분을 합성한 계산 선운곽을 나타낸다. 따라서 두 가우스 성분사이의 도플러 속도차이는 계산 결과에서 도출한 $\Delta\lambda$ 값으로부터 $v=c\Delta\lambda/\lambda$ 관계식을 이용하여 구할 수 있다.

이 결과에 만족하지 않고 보다 정확한 선운곽의 표현을 위해 또 다른 가우스성분을 끼워 넣어 세개의 가우스 성분으로 맞춤형하면 그림 4에 나타나 있는 바처럼 거의 완벽하게 모든 선운곽을 그대로 재현할 수 있게 된다.

다음은 이 방법을 헬륨 D_3 선에 적용한 결과에 대해 설명하기로 한다. 헬륨 D_3 분광선은 다음과 같은 복합에너지 준위 사이의 에너지 이전 결과에서 비롯된다.

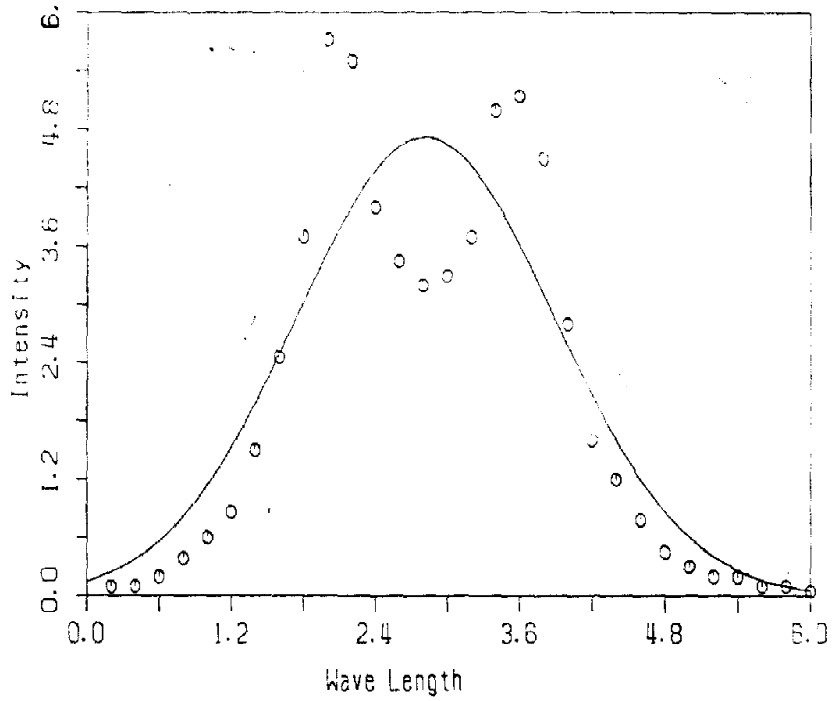


그림 2. 중심이 옴폭 파인 수소 방출선을 하나의 가우스속도성분으로 맞춤질한 결과를 보여 준다. 파장과 선세기는 실제의 값으로 변환되지 않았다.

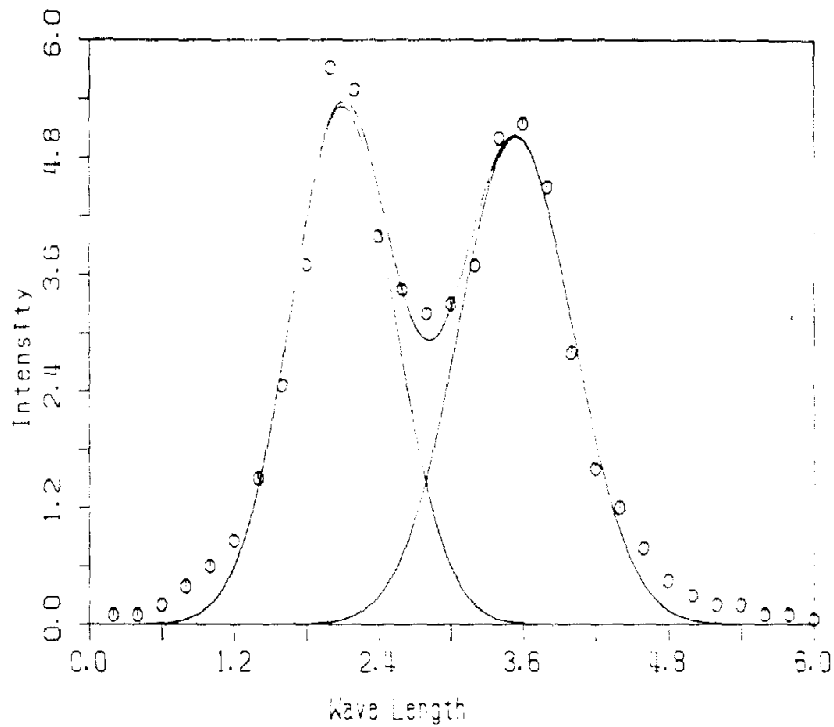


그림 3. 그림 2와 동일한 관측치를 2개의 가우스성분으로 맞춤질한 결과. 중심에서 좌우에 위치한 봉우리 부분의 관측치를 잘 맞추어 주지만 양 날개부분은 많은 차이를 보여준다.

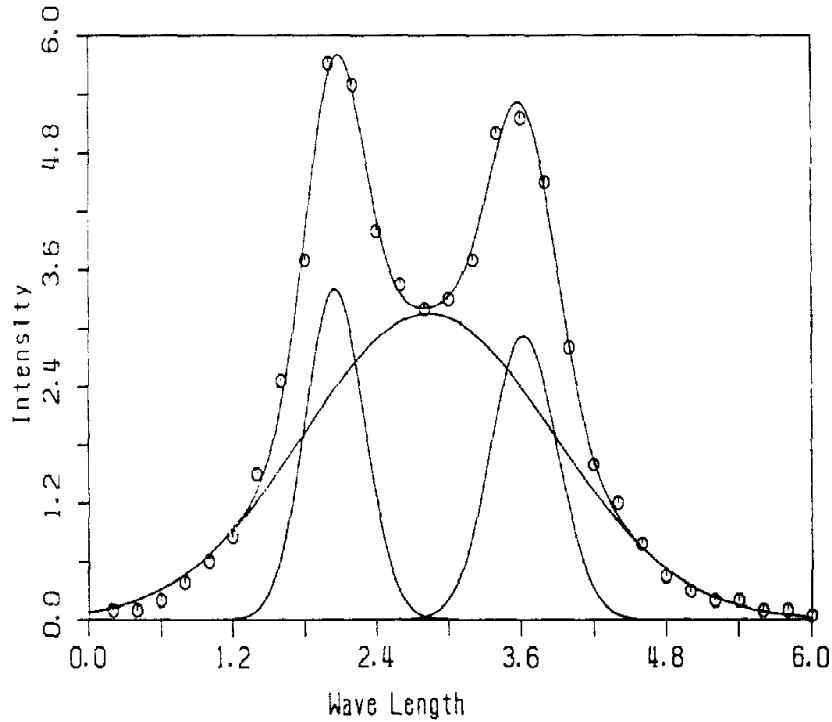


그림 4. 세개의 가우스성분으로 관측치를 맞춤질한 결과인데 그림 2,3에 비해 거의 모든 관측치를 완벽하게 재현해 주고 있다.

$$3^3D_{3,2,1} - 2^3D_{2,1,0}$$

여기에 파울리의 배타원리를 적용하면 모두 6가지의 에너지 이전으로 6종류의 스펙트럼선이 복합되어 형성되는데 이들 분광선의 미세구조를 고려하면 맞춤식을 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$I(\lambda) = \sum_{i=1}^N [I_{0i} \sum_{k=1}^6 c_k \exp[-(\lambda - \lambda_{0i} - \lambda_k)^2 / \Delta\lambda_{D,i}^2]] \quad (14)$$

여기에서 미세구조를 나타내는 물리량 c_k 와 λ_k 는 다음의 표 1과 같다.

표 1.

k	1	2	3	4	5	6
c_k	1	0.179	0.536	0.012	0.179	0.238
$\lambda_k(\text{mA})$	0	-1	26	-17	9	351

D_3 선의 미세구조를 보면 표에서 알 수 있는 바와 같이 중심선의 약 0.24배 밝기로 중심에서 비교적 멀리 떨어진 351mA 위치($k=6$ 에 상당)에 날개가 펼쳐져 있다. 이는 헬륨원자 교유의 특성에 의한 것인데 선폭이 좁으면 아주 확연하게 나타나게 된다. 선폭이 넓게 퍼진 경우에도 다음 예와 같이 그 효과가 중첩되어 나타날 수 있다.

헬륨 D_3 의 미세구조가 고려된 (14)식으로 실제 관측치를 비선형 맞춤질하는 과정은 (6)식을 이용하여 맞춤질하는 것과 동일하지만 (7)식의 우변 2항을 (14)식으로 대체하여 전개하면 된다. 그림 5는 하나의 가우스 속도성분으로 헬륨원자의 D_3 선을 맞춤질한 결과인데 미세구조를 나타내는 6개의 성분이 복합되어 나타난 결과이다. 그림에서 작은 원은 앞의

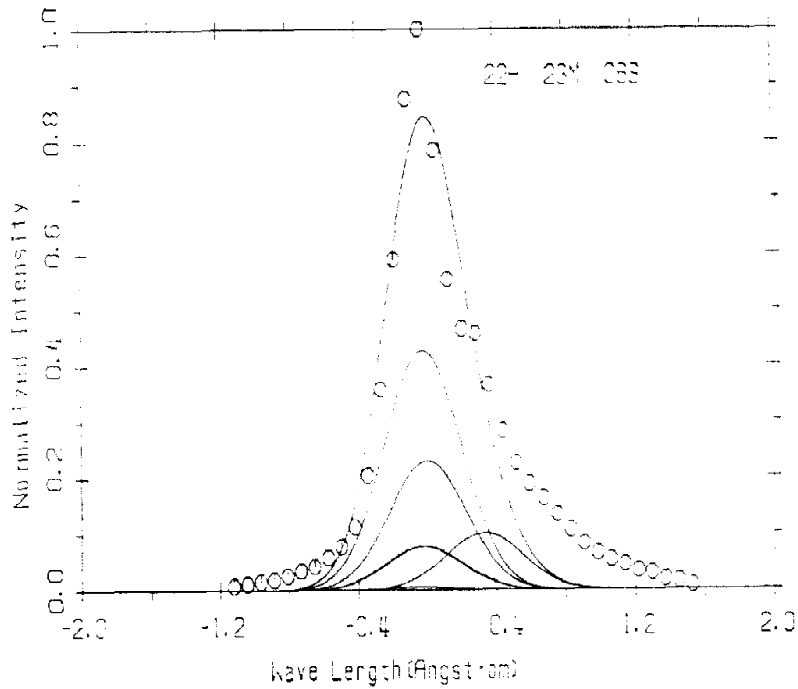


그림 5. 헬륨 D_3 방출선을 식 (14)로 맞춤질한 결과. 관측치 안쪽의 곡선은 표 1에서 기술된 미세구조 성분 ($c_k, \lambda_k, k=1, 2, \dots, 6$)을 나타내는데 하나 ($n=1$)의 가우스 성분으로 나타내지는 바깥쪽의 실선은 이들 미세구조 성분이 합성된 결과이다.

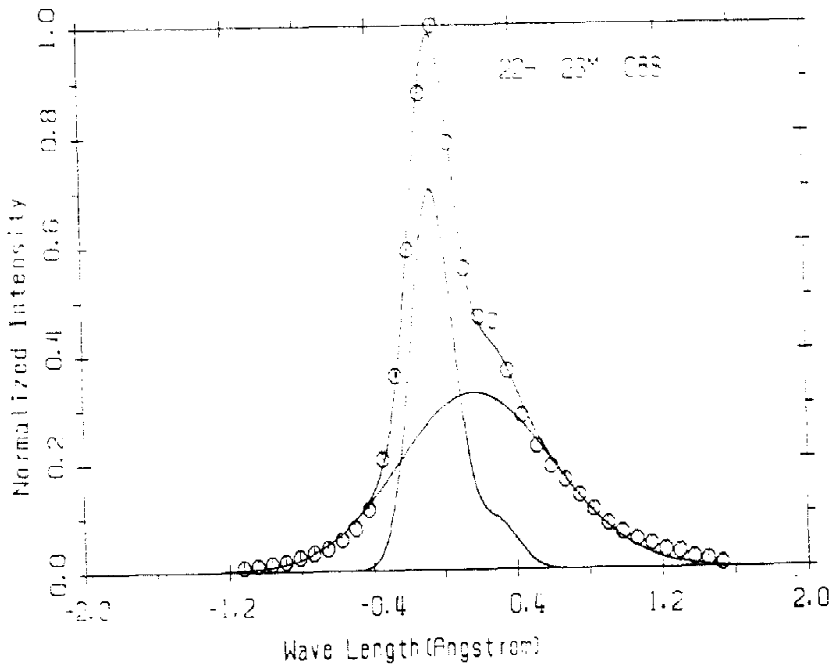


그림 6. 그림 5와 동일한 관측치를 2개의 가우스속도성분의 합으로 나타낸 결과. 양날개 특히 그림 5에 비해 우측날개부분의 계산치가 관측치와 잘 맞고 있다. 도플러 선 폭이 좁은 가우스성분의 경우 그 우측날개에 표 1의 미세구조중 $k=6$ 의 성분이 두드러져 보인다.

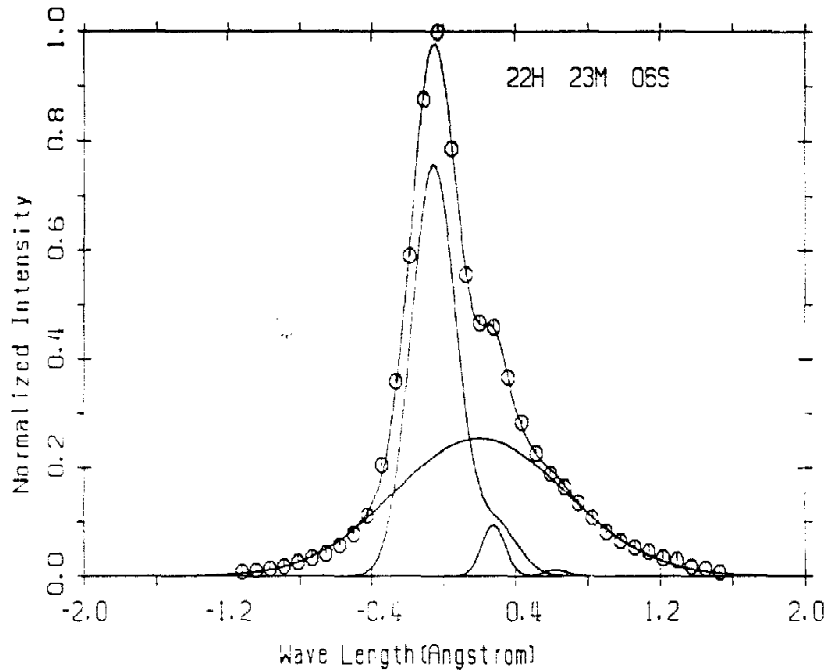


그림 7. 같은 헬륨 D_3 방출선 관측치에 대해 세개의 가우스성분으로 맞춤질한 결과. 완벽하게 관측치를 재현하고 있다.

수소방출선의 경우와 마찬가지로 관측점을 의미하고 외각의 실선은 안쪽에 그려진 6개의 미세구조 성분이 합성된 선운곽을 나타낸다. 또한 방출선의 세기는 최대 선강도를 기준으로 규격화시켰다. 하나의 가우스 성분으로는 날개부분의 관측치를 잘 나타낼 수 없는데, 2개 및 3개의 가우스성분으로 동일한 스펙트럼선의 관측치를 맞춤질하여 개선시킨 결과가 그림 6과 그림 7에 나타나 있다. 두 개만의 가우스 성분으로도 보는 바와 같이 아주 훌륭하게 관측치가 재현된다. 또한 그림 6, 7에서 도플러선폭이 좁은 가우스성분의 경우는 오른쪽 날개위치에 $k=6$ 의 미세구조 성분이 잘 나타나고 있다. 헬륨 D_3 분광선을 대상으로 이상과 같은 비선형 맞춤질에 의해 구한 물리량을 표 2에 나타내었다.

그러나 이처럼 관측된 선운곽을 정확히 맞추어 줄 수 있다 하더라도 관측치 자체에 많은 측정오류가 내포되어 있어 맞춤질에 의해 도출한 물리량의 신뢰도가 문제시 될 수 있고 더욱이 곡선 맞춤식이 수학적으로 유일해를 가지는 문제가 아니기 때문에 방정식의 해는 무한개가 되어도 관계없다. 결국 속도성분이 몇개가 되어야 하는가에 대해서는 물리적으로

표 2.

가우스성분수 (n)	규격화 선세기 (I_0)	중심 파장 (λ_0)	도플러 선폭 ($\Delta\lambda_D$)
1	0.9164	-0.0227	0.31267
2	0.7921	-0.0647	0.1645
	0.3354	0.1345	0.5860
3	0.8544	-0.062	0.1745
	0.2597	0.1597	0.6611
	0.1072	0.2700	0.0902

이를 판단할 뚜렷한 근거가 없어, 다종의 성분으로 완벽히 선운곽을 재현하는 문제란 그 물리적 의미가 희박하다. 따라서 이 문제를 극복하기 위해서는 가우스속도성분의 갯수를 제한하는 뚜렷한 근거가 마련되어야 할 것이다.

참 고 문 헌

- Fontenla, J. M. 1979, *Solar Phys.*, **64**, 177.
Kawaguch, I., Kim, K. S., and Nakai, Y. 1986, *Solar Phys.*, **106**, 47.
Landman, D. A., and Illing, R. M. E. 1977, *Astron. Astrophys.*, **55**, 104.