

미시중력렌즈* GRAVITATIONAL MICROLENSING

박명구¹, 한정호²

¹경북대학교 천문대기과학과, ²충북대학교 물리학과

Myeong-Gu Park¹ and Cheongho Han²

¹Department of Astronomy & Atmospheric Sciences, Kyungpook National University

²Department of Physics, Chungbuk National University

E-mail: mgp@knu.ac.kr, cheongho@astroph.chungbuk.ac.kr

(Received Jun. 1, 2001; Accepted Jul. 17, 2001)

ABSTRACT

Since the first proposal by Paczyński, great efforts to detect Galactic dark matter by detecting light variations of stars located in the Magellanic Clouds and Galactic bulge caused by gravitational microlensing have been and are being carried out and more than 1,000 events have been successfully detected. In this paper, we review the progress in the theoretical and experimental progresses in microlensing. We begin with basics of microlensing and summarize the results obtained from the last 8 year observations along with the implications of the results. We also discuss the usefulness of microlensing in other fields of astronomy such as the stellar atmosphere, Galactic binary systems, and extra-solar planets. We finally discuss the problems of the current experiments and the new types of observations that can overcome these problems.

Key words: gravitational lensing - stars: brown dwarfs: astrometry

I. 서 론

중력렌즈에 의해 상이 만들어질 때 상간의 거리는 렌즈로서 작용하는 천체의 질량의 제곱근에 반비례하여 작아지므로 분리된 상의 직접적인 관측이 불가능해질 수도 있다. 지상관측의 경우 지구대기에 의한 시상 때문에 분해능은 약 0.3" 보다 좋을 수 없으며 우주관측에서도 망원경의 크기에 한계가 있어서 현재 약 0.1" 정도까지 분해할 수 있다. 그러나 수 kpc 정도의 거리에 있는 별들끼리 렌즈작용이 일어날 때 상들 사이의 거리는 불과 수 mas ($\text{mas}=10^{-3}$ arcsec) 밖에는 되지 않으므로 우주망원경으로도 관측이 불가능하다. 이 같은 이유로 분리된 상이 발견되는 모든 중력렌즈계는 렌즈가 은하나 은하단과 같이 질량이 매우 큰 경우에 한정되었다.

그러나 Chang & Refsdal (1979), Gott (1981)는 비록 개개 상들을 구분하는 것이 불가능할 때에도 각 상들의 밝기가 크게 변화하게 되면 개별 상들이 모임인 전체 상의 밝기에도 변화가 생기게 되고 이는 관측 가능할 수도 있음을 지적하였다. 특히 Chang & Refsdal (1979)은 수많은 별로 이루어진 은하의 종합적인 중력에 의해 렌즈되는 경우에도 개개 구성별들에 의한 중력렌즈 현상에 의하여 밝

기가 크게 변할 수 있음을 발견하였고, Gott (1981)는 그 중에서도 헤일로로 구성하는 어둡고 작은 별들에 의해 이 중 준항성 Q0957+561의 밝기에 작지 않은 변화가 생길 수 있고 이로부터 헤일로 질량의 대부분이 어둡고 작은 별들로 구성되어 있는지를 검증할 수 있을 것이라고 예상하였다. 그리고 Paczyński (1986)는 직접 분해 관측할 수 없는 다수의 미시 상(micro-image)들로 이루어진 거시 상(macro-image)의 전체 밝기 변화를 통해 발견되는 중력렌즈 현상을 미시중력렌즈(microlensing)라 명명하였다.

Paczynski (1986)는 나아가 우리 은하 헤일로를 구성하는 암흑물질의 상당량이 렌즈로서 작용할 수 있는 밀집 헤일로 천체(MACHO: Massive Astrophysical Compact Halo Object)로 구성되어 있다면, 이들 물질은 인근 은하인 마젤란 성운에 위치한 별에 발생한 미시중력렌즈 사건을 검출함으로써 암흑물질의 양과 특성에 대한 정보를 얻을 수 있을 것이라는 당시로는 획기적인 예측을 내놓았다. 1980년대 이전까지 어떤 별의 밝기를 정밀하게 측정하는 측광관측을 많은 별에 대해 동시에 적용하는 것은 무척 어려운 일이었으므로 가까운 미래에 이런 관측이 가능할 것으로 여겨지지 않았었다. 그러나 1980년대 후반을 거치면서 측광관측에 필요한 전하결합소자(CCD)의 크기가 기하급수적으로 커져서 한 번에 관측할 수 있는 하늘 영역의 크기가 급증하고 동시에 관측자료를 처리할 수 있

*해설논문(Review Article)

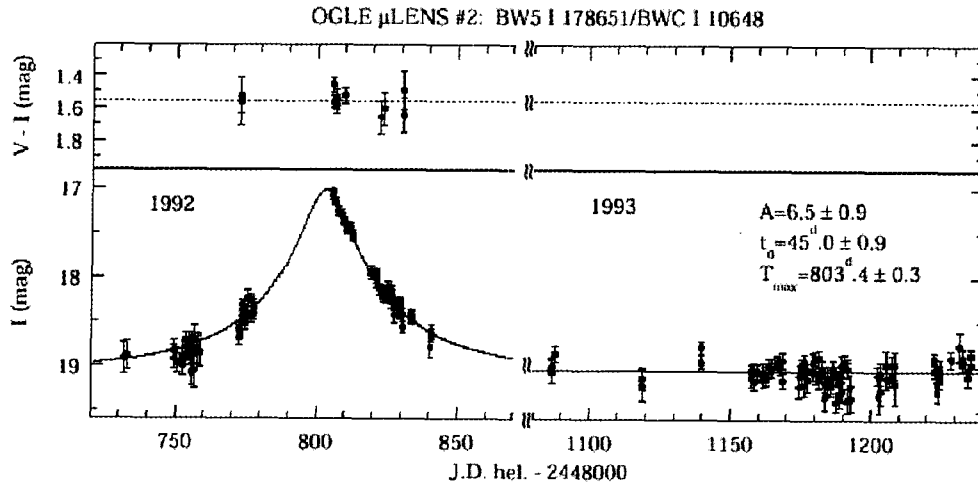


그림 1. OGLE 실험에서 발견된 미시중력렌즈. 한 별의 밝기가 색(V-I) 변화없이 (위 그림) 갑자기 밝아졌다 어두워지고 있다 (아래 그림). 원래 밝기의 A=6.5배까지 밝아졌고 밝기 변화의 기간은 약 45일이다. (Udalski 등 1994a).

는 컴퓨터의 성능 또한 폭발적으로 늘어남으로써 이런 관측이 가능해졌다. 그 결과 본격적인 미시중력렌즈실험이 시작되었고 마침내 1993년 독립된 세 실험팀[EROS: Experience pour la Recherche d'Objets sombres (Aubourg 등 1993), MACHO (Alcock 등 1993), OGLE(Optical Gravitational Lensing Experiment (Udalski 1992))]에 의하여 미시중력렌즈 현상이 발견 되었다. 수 년 간에 걸쳐 진행된 미시중력렌즈 실험들은 우리 은하의 헤일로 및 팽대부를 구성하는 별 및 MACHO에 대한 많은 중요한 정보들을 얻을 수 있게 해주었을 뿐만 아니라 부산물로 새로운 종류를 포함한 엄청난 수의 변광성을 발견하였고 이들 관측자료들은 중력렌즈 연구뿐만 아니라 은하 내 별의 특성 연구에 절대적인 기본자료가 되고 있다. 그림 1은 초기 실험단계에서 OGLE 그룹에 의해 발견된 한 중력렌즈 사건의 광도곡선을 보여준다.

II. 기본이론

(a) 단일 렌즈에 의한 밝기 변화

미시중력렌즈를 일으키는 후보 천체는 일반적으로 별이나 갈색왜성, 행성 등 점질량으로 취급가능한 천체들이므로 미시중력렌즈에서 렌즈들은 모두 점질량으로 근사할 수 있다. 광원까지의 거리 D_s , 렌즈까지의 거리 D_l , 광원에서 렌즈까지의 거리 D_{ls} 일 때 질량 M 인 렌즈에 의한 렌즈면에서의 Einstein 반경

$$r_E = \sqrt{\frac{4GM D_{ls} D_l}{c^2 D_s}} \quad (1)$$

이다. 미시중력렌즈는 거의 모든 경우 국부은하군안에 있는 천체들 사이에서 발생하므로 이 거리 규모에서 시공간은 평탄하고 따라서 $D_{ls} = D_s - D_l$ 이어서 각으로 표시된 Einstein 반경은

$$\theta_E \equiv \frac{r_E}{D_l} = 0.3 \text{ mas} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{1 \text{ kpc}}{D_l} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{D_l}{D_s} \right)^{1/2} \quad (2)$$

정도이다. 1 mas의 각거리를 분해하기 위해서는 회절한계 분해능이 이보다 작아야 하므로 가시광선관측의 경우 대략 망원경의 직경이 100 m 이상이 되어야 하고 따라서, 간접계를 사용하지 않고 미시중력렌즈의 상을 분해 관측하는 것은 불가능하다.

그렇다면 관측가능한 양인 모든 미세상들을 합한 밝기의 변화는 어떤 모습으로 나타나는가 살펴보자. 렌즈면에 투영된 렌즈 중심과 광원까지의, Einstein 각반경으로 규격화된, 거리를 $u \equiv |b|/\theta_E$ 로 정의하면 두 미세상의 밝기증가인 수(magnification factor)는 각각

$$A_{+,-} \equiv \frac{u^2 + 2}{2u(u^2 + 4)^{1/2}} \pm \frac{1}{2} \quad (3)$$

로 표시된다. 두 개의 미세상은 일반적으로 분해되지 않고 관측되므로 총 밝기의 증가는 두 상의 합, 즉

$$A \equiv A_+ + A_- = \frac{u^2 + 2}{u(u^2 + 4)^{1/2}} \quad (4)$$

가 된다. 흥미롭게도 두 상의 합은 언제나 원래 광원보다 밝고 두 상의 밝기 차는 언제나 원래 광원의 밝기와 같다, 즉

$$A_+ - A_- = 1 \quad (5)$$

만약 렌즈와 광원사이의 상대적인 위치가 늘 고정되어 있다면 따로 분리되지 않고 합해져서 보이는 상을 보고 중력렌즈가 일어나는지를 알 수는 없다. 그러나 관측가능한 기간 내에 렌즈와 광원사이의 상대적인 위치가 변한다면 상의 밝기가 변하게 되고 이를 관측하여 중력렌즈가 일어남을 알 수 있다. 우리은하 내의 전형적인 별들의 속도를 고유운동으로 표시하면

$$\theta \equiv \frac{V}{D_l} = 4.22 \text{ mas yr}^{-1} \left(\frac{V}{200 \text{ kms}^{-1}} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{D_l} \right) \quad (6)$$

정도이다. 이제 전형적인 은하 내 별이 Einstein 반경을 가로지르는데 걸리는 시간을 계산해보면

$$t_E \equiv \frac{\theta}{\theta_E} = 0.214 \text{ yr} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_l}{10 \text{ kpc}} \right)^{1/2} \times \left(1 - \frac{D_l}{D_s} \right)^{1/2} \left(\frac{200 \text{ kms}^{-1}}{V} \right) \quad (7)$$

로 1년 미만이다.²⁾ 따라서 1년 정도의 기간 내에 렌즈와 광원간에 상당한 상대적 위치 사이가 생길 수 있고 그에 따른 밝기 변화도 적지 않을 것임을 알 수 있다.

미시중력렌즈에 의해 생겨나는 2개의 미세상들이 광원의 위치가 바뀌에 따라 달라지는 상의 모습과 위치의 변화를 그려보면 그림 2와 같다. 그림에서 빈 원들은 여러 시점에서의 광원의 위치를 나타내고 길쭉하게 일그러진 형태의 속이 차고 단혀진 곡선은 개개 광원 위치에 해당하는 상들의 모습이다. 광원이 렌즈에서 아주 멀리 떨어져 있을 때(S1)는 Einstein 고리 바깥 쪽의 상(A1)은 원래 상과 거의 같은 위치에 거의 같은 크기와 밝기를 지니고, 고리 안쪽의 상(B1)은 너무 작고 어두워서 거의 보이지 않는다. 그러다 광원이 렌즈에 점점 다가오면(S2)—렌즈가 광원에 다가오는 경우도 마찬가지이다—바깥 쪽 상(A2)의 모습은 Einstein 고리를 따라 길게 늘어지면서 커져서 밝아진다. 이때 나머지 상(B2)도 제법 밝아진다. 점점 광 렌즈

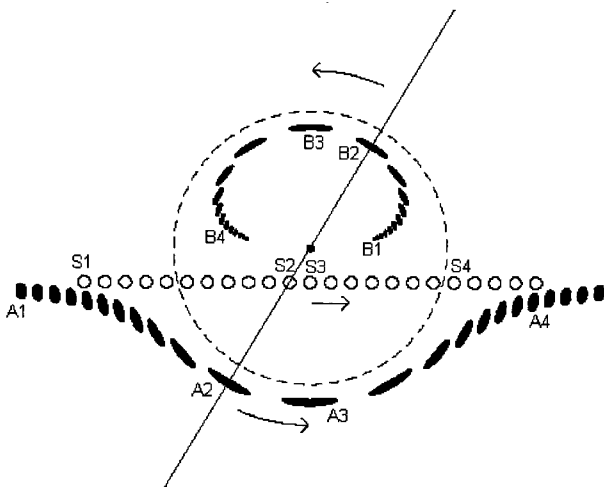


그림 2. 광원(빈 원)이 렌즈(가운데 점)를 가로질러 갈 때 변화하는 상들(검은 원)의 모습. 아래 길쭉한 타원들은 Einstein 고리(파선) 바깥에 생기는 밝은 상(이 상의 확대인수는 A_+)이고 위에 둥글게 배열된 타원들은 Einstein 고리 안쪽에 생기는 어두운 상(이 상의 확대인수는 A_-)이다.

²⁾ $A_{\mu=1} = 3/\sqrt{5} \approx 1.34$ 이므로 상의 밝기가 원래보다 1.34배 이상 증가하는 시점에서 최대 밝기를 거쳐 다시 1.34배 이하로 감소하는 시점까지의 시간이 $2t_E$ 이다.

도 축대칭 렌즈의 한 경우이므로 그림에서 볼 수 있듯이 렌즈(그림 중심의 작은 점), 광원(S2), 두 상(A2와 B2)이 모두 한 직선 상에 있다. 광원이 렌즈에 가장 가까워졌을 때(S3) 상은 가장 크고 밝아진다(A3, B3). 이때 상의 고유 운동은 광원의 고유운동보다 훨씬 커지게 된다. 이같이 렌즈와 광원이 가장 근접했을 때의 거리를 고전역학에서와 같이 충격변수(impact parameter)라 부른다. 광원이 렌즈에서 더 멀어지면 그 이전까지의 위치 및 밝기 변화를 거꾸로 반복하여 밝아질 때와 대칭되게 어두워져서 광원 원래의 밝기로 되돌아간다. 광원이 Einstein 고리에 위치할 때(S4) 두 상(A4+B4)의 밝기 합은 원래 광원의 1.34배이다.

이러한 상의 밝기 변화를 시간의 함수로 표현하기 위해 거리 u 를 규격화된(r_E 의 단위) 충격변수 p 와 시간 t 로 표시해보면

$$u = \left[p^2 + \left(\frac{t - t_{\max}}{t_E} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (8)$$

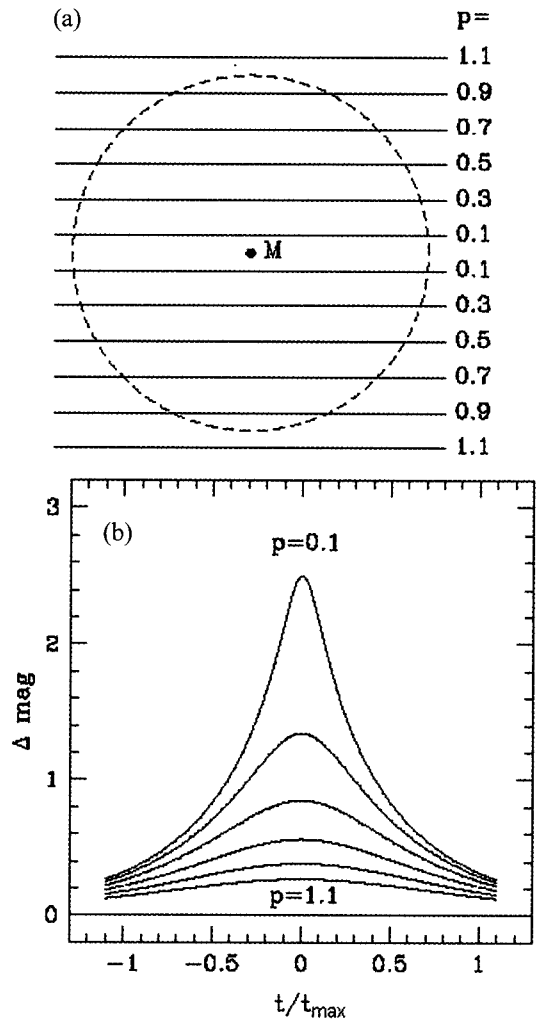


그림 3. (a) 서로 다른 충격변수 값을 지닌 광원의 궤적. 파선으로 그려진 원은 Einstein 고리이다. (b) 여러 충격변수 p 에 대해 시간의 함수로 표시한 상의 등급 변화. (Paczynski 1996).

가 된다. t_{\max} 는 광원이 렌즈에 가장 근접한 때 (그림 2에서 S3)의 시간이다. 이 식을 식 (4)에 대입하면 시간에 따른 상의 밝기 $A(t)$ 를 구할 수 있다. 여러 충격변수 값에 따른 상의 밝기 변화를 등급으로 표시하면 그림 3과 같이 나타난다. 밝기 변화는 최대 밝기에 도달하는 $t = t_{\max}$ 를 중심으로 시간에 대해 대칭적인 모습을 보여주는데 실제 관측 결과(그림 1)와 잘 일치하고 있다.

미시중력렌즈의 경우에도 역학에서의 충돌과 같이 이러한 사건이 일어날 단면적을 정의할 수 있다. 점질량에 의한 미시중력렌즈 경우에 모든 충격변수 값에 대해 약간씩은 밝기가 증가하므로 밝기 증가가 적당한 어떤 문턱 값(threshold value)을 넘는 경우에 대한 단면적을 정의하게 된다. 미시중력렌즈의 경우에는 일반적으로 Einstein ring을 단면적으로 삼는데, 이 단면적에 광원이 들어올 경우 (즉 광원이 Einstein ring 안으로 들어올 때) 광원 광량의 증폭비는

$$A \geq 3/\sqrt{5} = 1.3416 \quad (9)$$

등급으로는

$$\Delta m = 2.5 \log A \geq 0.3191 \quad (10)$$

만큼 증폭되게 된다. 미시중력렌즈에서 이 값을 관행적으로 택한 이유는 문턱 값이 너무 작을 경우 측광 오차로 인한 밝기 변화를 렌즈작용으로 착각하기 쉽고, 반대로 문턱 값이 너무 크면 밝기 증가가 크지 않은 렌즈 경우를 빠뜨리기 쉬우므로 적당한 문턱 값을 택해야 하는데 일반적인 정밀 측광관측에 대해 $\Delta m = 0.3191$ 은 무난한 문턱 값이면서 렌즈와 광원사이의 거리가 Einstein 반경인 특별한 경우이기 때문이다.

(b) 미시중력렌즈될 확률

이제 은하 내 별들과 같이 많은 렌즈들에 의해 이 같은 미시중력렌즈 현상이 일어날 확률을 계산해보자. 모든 렌즈물질들이 동일한 질량 M 을 가진다고 가정하자. 거리 D_l 이고 두께 ΔD_l 인 판조각(volume element)에서 한 렌즈가 차지하는 평균 면적을 πR_M^2 이라 하고 렌즈들에 의한 평균 질량 밀도를 ρ 라 하면 $\rho = M/(\pi R_M^2 \Delta D_l)$ 의 관계를 가진다. 한 렌즈에 의한 단면적이 πr_E^2 이므로 이 판조각이 렌즈될 확률에 기여하는 값은

$$\Delta \tau = \frac{\pi r_E^2}{\pi R_M^2} = \left[\frac{4\pi G \rho D_l (D_s - D_l)}{c^2 D_s} \right] \Delta D_l \quad (11)$$

이다. 따라서 어느 한 시점 관측자가 한 광원이 관측자와 광원 사이에 존재하는 렌즈 물질에 의한 중력렌즈 현상을 겪어 광량이 1.34배 이상 증폭될-확률(광학적 깊이)은

$$\begin{aligned} \tau &= \int_0^{D_s} \frac{4\pi G \rho D_l (D_s - D_l)}{c^2 D_s} dD_l \\ &= \frac{4\pi G \rho}{c^2} D_s^2 \int_0^1 \rho(x) x(1-x) dx \quad (12) \end{aligned}$$

로 정리된다. 위 식에서 광학적 깊이는 렌즈들의 총 질량 또는 질량 밀도 ρ 에 비례하고 개별 렌즈의 질량 M 과는 무관함을 알 수 있다. 렌즈들에 의한 평균 밀도가 위치에 관계 없이 일정한 경우 (즉 렌즈 물질이 균일하게 분포할 경우) 광학적 깊이는

$$t = \frac{2\pi G \rho D_s^2}{3 c^2} \quad (13)$$

의 간단한 형식으로 나타내어진다.

일반적으로 별과 같은 천체들의 질량을 측정하기는 쉬운 일이 아니다. 따라서 질량 밀도 ρ 는 쉽게 결정되지 않는 양이다. 그러나 렌즈들이 서로 간의 중력에 의해서 분포를 유지하고 있다면(self-gravitating) 렌즈들의 운동속도로부터 질량 밀도를 추정할 수 있다. 예를 들어 은하 내에 존재하는 별인 렌즈들에 대해 광원까지의 거리 D_s 가 은하의 크기와 비슷하다고 해보자. 이 계에 Virial 정리를 적용하면 속도분산의 평균 $\langle V^2 \rangle$ 과 계의 총 질량 M_{tot} 사이에는 관계식

$$\langle V^2 \rangle \approx \frac{GM_{tot}}{D_s} \approx \frac{G \rho D_s^3}{D_s} \quad (14)$$

이 성립한다. 위 식과 식 (13)로부터 광학적 깊이는

$$\tau \approx \frac{\langle V^2 \rangle}{c^2} \quad (15)$$

로 간단히 표현되어 렌즈 간의 자체 중력으로 유지되는 계의 경우 렌즈들의 운동 속도가 클수록 더 무거운 계임을 뜻하고 따라서 광원까지 시선방향을 따라 더 많은 물질의 투과하게 되므로 광학적 깊이가 증가하게 된다. 렌즈될 확률이 렌즈들의 속도에 의해 결정되는 것은 자체중력에 의해 유지되는 계에서 속도분산이 높으면서 계가 부서지지 않고 있다는 것은 그만큼 중력이 강하고 따라서 총 질량이 크다는 뜻이다(Virial 정리). 또한 점질량 렌즈의 경우 렌즈될 단면적이 렌즈의 질량에 바로 비례하므로 단면적의 합인 렌즈될 확률은 당연히 렌즈들의 총 질량에 비례하고 따라서 렌즈 계의 속도분산에 비례하게 되는 것이다. 예를 들어 우리 은하의 헤일로에 존재하는 물질 전부가 렌즈로 작용할 수 있는 MACHO라면 헤일로 별의 전형적인 속도가 대략 200 km s^{-1} 이므로 마젤란 은하까지의 광학적 깊이는 대략 4×10^{-7} 임을 알 수 있다.

렌즈물질의 분포도 균질하지 않아서 장소에 따라 질량 밀도가 달라질 경우에는 주어진 관측 방향에 대해 M 과 D_l 에 대해 적분함으로써 (식 12) 일반화할 수 있다. 많은 경우 우리 은하 헤일로의 질량 분포가 직접 관측되지는 않으므로 가능한 모형을 설정하고 각 모형의 경우에 대해 렌즈될 확률을 계산하게 된다(Han & Gould 1995).

(c) 미시중력렌즈 사건 발생빈도와 시간척도 분포

중력렌즈의 광학깊이 τ 는 어떤 광원이 한 시점에서 밝

아져 있을 확률을 나타내므로 한번 관측으로는 어떤 배경 별이 원래보다 밝아져 있는 상태인지 알 수 없다. 관측을 통해 미시중력렌즈를 발견하기 위해서는 어떤 기간을 두고 여러 번 측광관측을 함으로써 별의 밝기가 변함을 확인하여야 한다. 이를 위해서는 어떤 관측 기간 Δt 동안 n 개의 광원의 밝기 변화를 감시할 때 몇 미시중력렌즈 사건을 발견하겠는가를 추정하여야 한다.

물론 이 사건 발생빈도도 밝기 증가의 정도에 따라 다른 값이므로 앞장에서와 같이 원래보다 1.34배 이상 밝아진 사건에 대한 빈도를 계산해보자. 렌즈의 질량이 모두 M 이고 3차원 속도의 크기는 모두 V 이고 방향은 등방적(isotropic)으로 분포하는 가장 단순한 경우를 고려하자. 또한 광원은 거리 D_s 에 있고 렌즈들의 개수 밀도는 통계적으로 균질하다고 가정하자.

미시중력렌즈 사건의 기본 시간척도는

$$t_E = \frac{r_E}{V_i} = \frac{r_E}{V \sin i} \quad (16)$$

로 Einstein 반경을 횡단속도(transverse velocity) $V_i = V \sin i$ (i 는 시선방향과 속도벡터 사이의 각)로 나눈 값으로 주어진다. 렌즈가 정지하고 있을 때 미시중력렌즈 사건이 일어나는 단면적은 πr_E^2 이다. 그러나 렌즈가 속도 V_i 로 Δt 동안 움직였다면 렌즈가 지나간 거리 $V_i \Delta t$ 를 한 변으로 하고 나머지 한변이 $2r_E$ 인 직사각형 안에 배경별이 들어가게 되면 미시중력렌즈 사건이 일어나게 되어 이에 해당하는 단면적은 $2r_E V_i \Delta t$ 이다. 광원의 수를 n 이라고 하면, 한 시점 렌즈현상을 겪고 있는 광원의 총 수는 $n\tau$ 가 된다. 렌즈가 움직일 경우에는 단면적이 πr_E^2 에서 $2r_E V_i \Delta t$ 이 되므로 시간 간격 Δt 동안 일어난 미시중력렌즈 사건의 수는

$$N = n\tau \frac{2r_E V_i \Delta t}{\pi r_E^2} = \frac{2}{\pi} n \tau \frac{\Delta t}{t_E} \quad (17)$$

로 주어진다.

물론 같은 질량과 속도를 지닌 렌즈에 의한 경우에도 투영된 횡단속도의 값이 $0 \leq V_i \leq V$ 와 같이 다양하고 렌즈까지의 거리 또한 $0 \leq D_l \leq D_s$ 사이의 값을 가질 수 있으므로 미시중력렌즈 사건의 시간척도는 동일한 질량을 가진 렌즈에 의해 발생한 경우에도 다양한 값을 가지게 된다. 위 계산을 이런 경우에도 확장하면

$$N = \frac{3\pi n \tau \Delta t}{16 t_m} = \int_0^\infty N'(t_E) dt_E \quad (18)$$

이고, 여기서 t_m 은 횡단속도가 $V_i = V$ 이고 렌즈까지의 거리가 광원까지의 거리의 절반이 될 때 미시중력렌즈 사건의 시간척도이다(Mao & Paczyński 1996)

$$t_m \equiv \left(\frac{r_E}{V} \right)_{D_l = D_s/2} = \left(\frac{GMD_s}{c^2} \right)^{1/2} \frac{1}{V}. \quad (19)$$

렌즈 사건의 시간척도는 아주 짧거나 아주 긴 극한에서

는 그 분포가 거듭제곱(power-law)의 형태를 지님을 보일 수 있다. 아주 짧은 시간척도의 경우 시간척도 t_E 가 시간 t 보다 더 짧을 확률은

$$P(t_E \leq t) = \frac{128}{45\pi^2} \left(\frac{t}{t_m} \right)^3, \quad t \ll t_m \text{ 경우} \quad (20)$$

이고, 반대로 아주 긴 시간척도의 경우

$$P(t_E \geq t) = \frac{128}{45\pi^2} \left(\frac{t_m}{t} \right)^3, \quad t \gg t_m \text{ 경우} \quad (21)$$

로 나타나는데, 아주 짧은 시간척도는 렌즈가 광원이나 관측자에 아주 가까울 때 나타나고 아주 긴 시간척도는 렌즈가 시선방향으로 움직여서 횡단속도가 아주 작아질 때 나타난다. 이 같은 거듭제곱 형태의 시간척도 분포는 지금까지 고려된 거의 모든 렌즈 분포 모형에 일반적으로 적용된다. 이런 분포의 3차 이상 모멘트(moment)는 유한한 1차, 2차 모멘트와는 달리 발산하므로 정의하기 어렵다. 따라서 위 분포들을 다음

$$p(\log t_E) d\log t_E = \left(\frac{\ln 10}{N} \right) t_E N'(t_E) d\log t_E \quad (22)$$

와 같은 대수함수(logarithmic) 분포로 바꾸면 편리해지는데, 예를 들어 변환된 분포에서는 모든 모멘트들이 유한하다.

미시중력렌즈에서 궁극적으로 원하는 것은 렌즈 천체들의 질량과 분포 등에 대해 알아내는 것인데 비해 실제 관측되는 것은 렌즈사건의 빈도와 시간척도의 분포이다. De Rújula 등 (1991)은 이 시간척도 분포의 모멘트를 분석하여 렌즈 질량 분포를 추정하는 방법을 제시하였다. 한편 렌즈 시간척도는 광원과 렌즈까지의 거리와 렌즈의 질량과 더불어 광원과 렌즈의 상대 투영속도에도 관계되므로 상대속도에 대한 모형이 결정되어야 질량 모형을 결정할 수 있다. 대부분의 천체들은 아주 넓은 폭의 속도분산을 가지므로 3차원 표준분포(gaussian distribution)를 선택하면 속도분포는

$$p(V) \frac{dV}{V_{rms}} = 3 \left(\frac{6}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{3V^2}{2V_{rms}^2} \right) \frac{V^2 dV}{V_{rms}^2 V_{rms}} \quad [0 \leq V < \infty] \quad (23)$$

으로 표현되며 여기서 속도분산 V_{rms} 는

$$V_{rms}^2 \equiv \int_0^\infty V^2 p(V) \frac{dV}{V_{rms}} \quad (24)$$

로 정의된다. 이제 렌즈 질량분포가 거듭제곱 형태를 가진다고 가정하면

$$n(M) dM \sim M^{-\alpha} dM \quad [M_{\min} \leq M \leq M_{\max}]$$

이고 이를 대수함수 형태로 변환하면

$$\begin{aligned} & n(\log M) d\log M \\ &= \left[\frac{(\alpha + 1) \ln 0}{M_{\max}^{\alpha+1} - M_{\min}^{\alpha+1}} \right] M^{\alpha+1} d\log M, \quad \alpha \neq 1 \text{ 일때} \end{aligned}$$

$$= \left[\frac{\ln 10}{\ln(M_{\max}/M_{\min})} \right] d \log M, \quad \alpha = 1 \quad \text{일때} \quad (25)$$

와 같이 나타난다. 질량분포 계수 $\alpha = -1$ 은 렌즈 질량의 단위지수구간(logarithmic interval) 당 같은 수의 렌즈가 있음을 뜻하고, $\alpha = -2$ 는 지수구간 당 렌즈의 총 질량이 같음을 뜻한다. 흥미로운 경우는 $\alpha = -1.5$ 인 경우인데 중력 렌즈 사건의 단면적이 $2r_E V_\perp \Delta t \propto M^{1/2}$ 이 되므로, 이 경우 렌즈 질량의 지수구간 당 렌즈사건의 수가 같아지게 된다.

렌즈들의 대표 질량 척도는 시간척도의 1차 모멘트 t_E 에 의해 정의되는 양

$$M_0 \equiv \frac{c^2 V_{rms}^2}{GD_s} t_{E,avg}^2, \quad \text{여기서 } \log t_{E,avg} \equiv \langle \log t_E \rangle \quad (26)$$

으로 정의할 수 있고, 이는 가장 많은 렌즈사건을 발생한 렌즈의 질량을 나타낸다. 그러나 $\alpha \ll -1.5$ 이면 작은 질량체 렌즈가 중요해져서, 렌즈 시간척도는 좁은 영역에 분포하고 대부분 $M \approx M_{\min}$ 인 물질에 의해 렌즈사건이 발생하며, 반면에 $\alpha \gg -1.5$ 이면 대부분 $M \approx M_{\max}$ 에 의해 렌즈사건이 발생하게 된다.

이제 시간척도 $\log t_E$ 의 표준편차와 질량분포의 관계를 살펴보자. 만약 상대속도가 일정한 경우처럼 렌즈 질량 M 과 시간척도 t_E 사이에 일대일 관계가 성립한다고 가정하면 $\alpha = -1.5$ 일때 $\log t_E$ 의 분포는 언급한 바와 같이 구간 $\log t_{\min} < \log t_E < \log t_{\max}$ 에서 균일하다. 또한 $t_E \propto M^{1/2}$ 이므로 $\log(t_{\max}/t_{\min}) = 0.5 \log(M_{\max}/M_{\min}) = 0.5 \Delta \log M$ 에 의해 시간척도의 최대-최소 비와 질량의 최대-최소 비가 연관되어 있다. 구간 $[\log t_{\min}, \log t_{\max}]$ 의 균일 분포의 표준편차는 $(\log t_{\max} - \log t_{\min})^2 / 12 = (\Delta \log M)^2 / 48$ 이므로 관측된 $\log(t_{\max}/t_{\min})$ 로 부터 질량의 최대-최소 비 $\Delta \log M$ 을 알 수 있다. 하지만 실제로는 각 렌즈의 속도가 달라서 사건 시간척도 t_E 와 렌즈의 질량 사이에 일대일 관계가 없으므로 모든 렌즈의 질량이 같은 극단적인 경우에도 $\log t_E$ 는 표준편차 $\sigma_{\log t_E} = 0.268$ 을 가진다. 따라서 일반적인 $\alpha = -1.5$ 인 경우 $\log t_E$ 의 표준편차는

$$\sigma_{\log, t_E} = \left[0.268^2 + \frac{(\Delta \log M)^2}{48} \right]^{1/2} \quad (27)$$

가 된다. 이러한 방법으로 렌즈 질량분포의 모형이 결정될 경우에는 시간척도의 평균이나 표준편차 같은 모멘트로부터 렌즈 질량의 전형적인 값이나 질량의 구간 등에 대한 정보를 추정할 수 있다.

그러나 이러한 방법은 렌즈 질량의 분포함수는 물론 광원과 렌즈의 공간 분포 및 속도 분포가 알려져 있을 경우에 적용가능한데, 현재 미시중력렌즈를 일으키는 렌즈들의 공간분포 및 속도 특성들에 대해 알려져 있는 것이 별로 없다. 따라서 기존 광학관측 등으로 잘 드러나지 않는 암흑물질의 특성을 파악하는 것이 목적인 미시중력렌즈의 연구를 위해서는 이들 물질의 공간적 역학적 분포에 대한 정보가 필요하다는 역설이 발생하게 된다. 이런 어려움의 가장 근본적인 이유는 물론 미시중력렌즈 관측에서 관측

되는 양인 렌즈사건의 시간척도가 렌즈의 질량 외에 속도 및 광원과 렌즈의 거리 비 등 다른 물리량에 의해 복합적으로 결정되는 겹침성(degeneracy)을 지니기 때문이다. 이런 필수적인 성질들에 대해 잘 알게 되기 전까지는 시간척도로부터 렌즈 질량 분포를 결정하는 것은 적지 않은 불확실성을 포함할 수밖에 없다.

III. 다중 렌즈에 의한 미시중력렌즈

미시중력렌즈의 경우 한 개 이상의 질량체에 의해 렌즈 사건이 일어날 수 있다. 특히 우리 은하 내의 반 이상의 별들이 다중성계인 것으로 짐작되므로 렌즈 자체가 두 개 이상의 별이나 MACHO로 구성되어 있는 경우도 드물지는 않을 것이다(Mao & Paczyński 1991; Griest & Hu 1992). 그중 별 주위에 행성들이 돌고 있는 행성계 렌즈의 가능성도 배제할 수 없고 만일 행성계에 의한 변형을 검출할 수 있다면 중력렌즈는 외계행성을 검출할 수 있는 중요한 수단이 될 수 있다.

쌍성에 의해 렌즈현상이 발생하는 경우는 단일 질량에 의해 발생한 사건에 비해 더 복잡하면서 흥미로운데 이를 미시중력렌즈 관점에서 살펴보자. 두 별의 질량을 m_1, m_2 라하고 별 m_1 의 렌즈면에서의 각으로 표시된 xy -좌표를 각각 $(x_1, y_1), (x_2, y_2)$ 라하고, 렌즈면에서 상의 위치를 (x, y) , 광원면에서 광원의 위치를 (x_s, y_s) 라 하자. 이 경우 렌즈방정식은

$$\begin{aligned} x_s &= x - \frac{m_1(x-x_1)}{r_1^2} - \frac{m_2(x-x_2)}{r_2^2} \\ y_s &= y - \frac{m_1(y-y_1)}{r_1^2} - \frac{m_2(y-y_2)}{r_2^2} \end{aligned} \quad (28)$$

로 정리된다. 여기서 보통 $m_1 + m_2 = 1$ 로 두는데 그럴 경

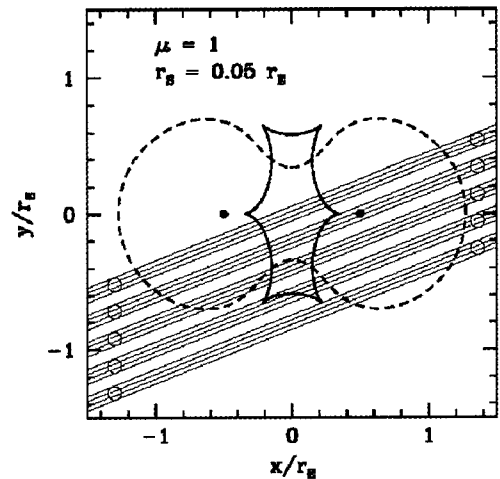


그림 4. 두 별의 질량이 같고 별 사이 거리가 Einstein 반경과 같은 경우. 임계곡선은 점선으로 된 아령모양이고 화선은 실선으로 나타난 뾰족한 폐곡선이다. 4개 씩 묶여진 5개의 가는 실선은 광원이 지나가는 5가지 경로이다 (Paczynski 1996).

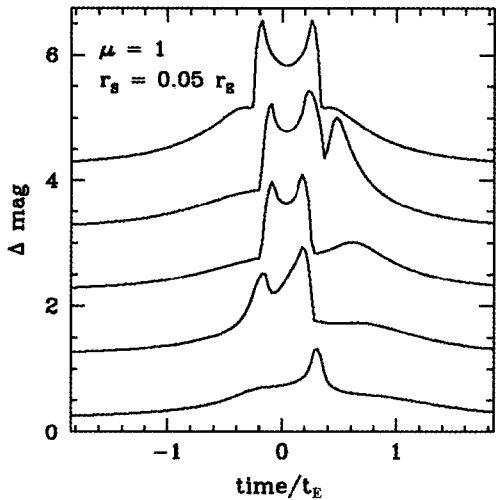


그림 5. 그림 4의 광원의 각 경로에 대한 상의 광도곡선. 이 그림의 가장 위 곡선이 렌즈 중심에 가장 가까이 지나가는 그림 4의 가장 위 경로에 해당하고 아래로 차례대로 대응된다 (Paczynski 1996).

우 모든 작은 단위 질량 렌즈의 Einstein 반경의 단위로 표시된다. 두 별의 궤도 운동을 무시할 수 있을 경우 한 개 별인 경우에 비해서 세 개의 무단위 인자—질량비 m_1/m_2 , Einstein 반경 단위로 표시되는 두 별 사이 거리, 두 별을 잇는 선과 광원의 운동 방향 사이 각—가 더 존재하여 이로부터 나타날 수 있는 광도곡선의 형태는 매우 다양해진다. 따라서 어떤 종류의 광도곡선이 생기는가를 알기 위해서는 수치계산에 의존해야만 한다. 역으로 관측된 광도곡선 자료를 가장 잘 맞추는 쌍성렌즈 모형을 구하는 것도 수치계산으로 가능하다 (Mao & Di Stefano 1995).

(a) 쌍성

쌍성렌즈계의 예로서 질량이 같은 $M_1 = M_2 = 0.5M$, 경우를 살펴보자. 특히 두 별 사이 거리가 Einstein 반경과 정확하게 같은 경우 임계곡선(critical curve; 점선)과 화선(caustic; 굵은 실선)의 모습은 그림 4와 같다. 두 질량이 같으므로 모든 모습이 대칭을 이룬다. 그림 5는 반경이 $r_s = 0.05r_E$ 인 광원(그림에서 가는 직선들과 겹쳐져 있는 5개의 빈 원)이 렌즈 중심에서 약간씩 다른 거리로 지나갈 경우 발생하는 렌즈사건에서 기대되는 광도곡선을 보여준다. 가로축은 Einstein 시간척도로 표시된 시간이고 세로축은 상의 등급변화를 나타내고 있다. 제일 위 곡선이 그림 4에서 렌즈의 중심에 가장 가까이 지나가는 제일 위 광원의 경로에 대한 광도곡선이다. 가장 위 경로는 렌즈 중심을 대칭으로 통과하므로 광도곡선이 기준시간 $t=0$ 을 기준으로 대칭이고 광원이 실선으로 나타나는 화선을 지나갈 때 밝기가 급격하게 증가하는 광도곡선의 뿔(spike) 2개가 대칭적으로 잘 나타나고 있다. 이에 비해 가장 아래 경로는 화선을 가로지르지 않으므로 광도곡선에서 두 개의 뿔이 나타나지 않고 다만 광원이 화선의 꼭지 근처를

지나갈 때 밝기가 약간 급격하게 증가함을 보이고 있다. 이러한 쌍성렌즈에 의한 렌즈작용은 광원이 화선 근처 또는 화선을 통과할 때는 단일 렌즈에서 나타나는 대칭적이고 부드럽게 밝기가 변하는 광도곡선(예를 들어 그림 1)과 구별되는 독특한 광도곡선을 발생시킨다.

(b) 행성계

별 주위에 행성이 있는 행성계 렌즈는 쌍성계 렌즈와 기본적으로 다를 바가 없다. 다만 별과 행성의 질량비가 쌍성계에서의 질량비에 비해 매우 크기 때문에 발생하는 차이점이 있다. 예를 들어 중심에 질량이 $1 M_{\odot}$ 인 별이 있고 이 별의 Einstein 고리 위에 질량이 주성의 1/10 또는 1/1000인 행성이 존재하는 경우를 생각해보자. 이 경우 화선은 별 주위에 박쥐모양으로 나타난다 (그림 6에서 중간에 있는 끝이 뾰족한 폐곡선). 큰 화선은 질량비 1/10, 작은 화선은 질량비 1/1000에 해당한다. 광원이 화선 안에 있는 경우에는 분해되지 않는 5개의 미세 상이 만들어지고 바깥에 있는 경우에는 역시 분해되지 않는 3개의 미세 상이 생긴다.

광원이 화선에서 멀리 떨어져 위치할 경우 광원 광량은 주성에 의해 지배된다. 하지만 광원이 화선 근처를 지나는 경우 광원의 광량은 상당히 밝아지게 되어 행성의 존재를 확인할 수 있게 된다. 광원이 화선 근처를 지날 때 충격변수—광원과 렌즈가 가장 가까워질 때의 거리—에 따라 상의 밝기가 어떤 형태로 변화하는가를 우선 질량비 1/10인 경우에 대해 살펴보자. 광원이 렌즈를 멀찌감치 지날 때 (그림 6의 경로a) 행성이 없을 경우에는 한 개의 점 질량에 의해 밝기가 대칭적으로 자연스럽게 약간 증가했

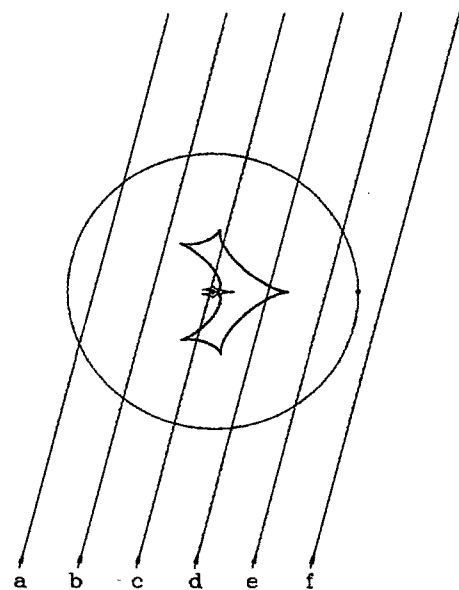


그림 6. 행성의 질량이 별의 1/10인 경우(큰 뾰족 폐곡선)와 1/1000인 경우(작은 뾰족 폐곡선)의 화선. 큰 원은 별 만에 의한 임계곡선이고 a-f는 광원이 지나가는 각 경로이다. (Mao & Paczynski 1991).

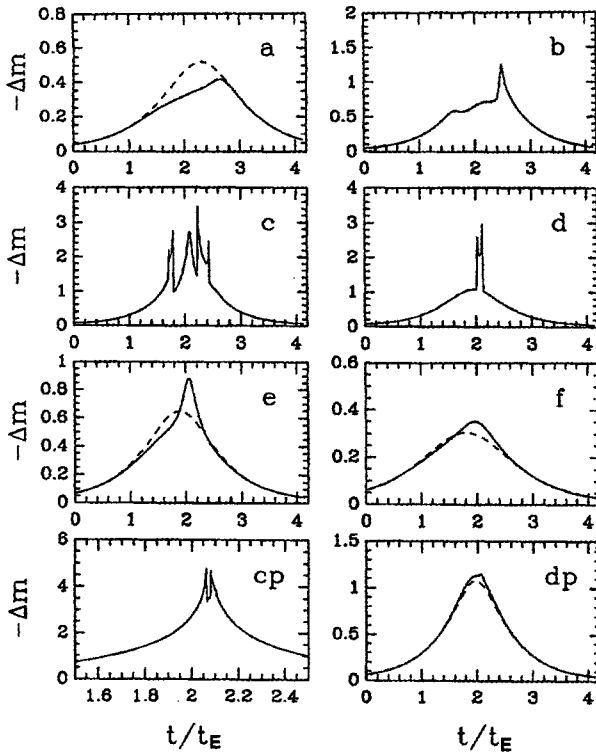


그림 7. 그림 6에서 광원이 a부터 f까지 다른 경로로 지나갈 때 각 경로에 해당하는 광도곡선. 점선은 행성이 없을 경우의 광도곡선이다. (Mao & Paczyński 1991).

다 감소한다 (그림 7a의 점선). 그러나 행성이 있을 경우 밝기 증가는 불규칙적으로 변하게 된다 (그림 7a의 실선). 광원이 화선에 더 가까워지면 (그림 6의 b) 밝기의 변화는 더 불규칙하게 커진다 (그림 7b). 광원이 화선을 가로질러 지날 경우 광원이 화선 상에 있을 때 (그림 6c) 밝기는 아주 짧은 시간 동안 크게 증가하므로 광도곡선은 매우 짧은 시간동안 급작스럽게 변화하는 형태를 나타낸다 (그림 7c). 행성의 질량이 1/1000일 경우에는 화선이 작아서 변형의 지속시간은 더욱 짧아지게 된다 (그림 7cp). 렌즈 중심을 지나 충격변수가 다시 증가해 가면 (그림 6d,e,f) 화선의 모양에 따라 특이한 광도곡선이 생긴다 (그림 7d,e,f). 미시중력렌즈 관측을 통해 행성을 발견하려는 시도는 바로 이런 특이한 광도곡선을 찾음으로써 가능해진다.

Mao & Paczyński (1991)가 미시중력렌즈를 이용하여 행성을 찾는 가능성을 언급한 당시에는 보통 별 주변의 행성을 찾는 것은 거의 불가능한 일로 여겨졌다. 그러나 1995년 경에 이르러 별의 Doppler 속도를 10 m/s 미만의 정밀도로 측정하는 것이 가능해짐으로써 Mayor & Queloz (1995)와 Marcy & Butler (1996)에 의해 분광학적 방법으로는 최초로 태양과 같은 별 주위를 도는 행성들이 발견되었다.³⁾ 현재 측정 가능한 최소 Doppler 속도가 대략 3 m/s 정도인데 반

해 목성의 공전에 의한 (질량 중심에 대한) 태양의 공전속도는 12.5 m/s이므로 목성 정도 질량의 행성이 5 AU이내에서 공전할 경우 분광관측에 한 발견이 가능하다. 이런 분광관측으로 현재 거의 30개 정도의 행성계가 발견되었다. 따라서 목성 정도의 행성이 비교적 가까이 공전하는 행성계를 찾는 데는 미시중력렌즈보다는 분광관측이 더 적합해졌다. 그러나 행성의 공전에 의한 별의 운동속도는 별-행성 질량 비와 별-행성 거리의 제곱근에 반비례하므로 질량이 더 작은 행성이나 행성이 멀리 있을 경우 분광관측에 의한 발견은 불가능해진다. 예를 들어 지구 정도의 행성이 1 AU거리에서 공전하는 행성계를 분광관측이나 또는 측성관측으로 발견하는 것은 현재 관측정밀도로는 불가능하다.

만약 모든 별들이 수 AU이내에 목성 같은 행성들을 동반하고 있다면 모든 미시중력렌즈 사건 중 수 % 정도는 측정가능한 행성에 의한 광도곡선 변형을 보여 줄 것으로 추정된다(Mao & Paczyński 1991). 물론 목성 같은 행성들을 동반한 별은 전체 별의 소수에 지나지 않는다면 이를 발견할 가능성은 비례해서 줄어들 것이다. 또한 이들 목성 정도의 행성에 의한 광도곡선의 변형은 하루 정도의 시간척도를 가질 것이므로 별에 의한 미시중력렌즈 사건에 최적화된 방법으로는 검출하기가 어렵다. 하지만 증폭초기 단계에서 검출된 사건에 대하여 높은 시간해상도와 측광정밀도로 후속관측을 행함으로써 행성을 검출하려는 실험이 MPS(Rhie et al. 1999)와 PLANET(Albrow et al. 1998)에 의해 수행되고 있다.

그러면 지구 정도의 작은 행성을 미시중력렌즈로 관측할 수 있는지에 대해 좀 더 자세하게 살펴보자. 지구의 질량은 태양의 약 $3 \times 10^{-6} M_{\odot}$ 이므로 별과 행성의 질량비 $\mu \equiv M_2/M_1 = 10^{-5}$ 인 경우를 가정하자. 별의 Einstein 반경이 r_E 라면 행성 스스로는 $r_{EP} = r_E(M_2/M_1)^{1/2}$ 인 Einstein 반경을 지닐 것이다. 그러나 이 행성이 별 근처에

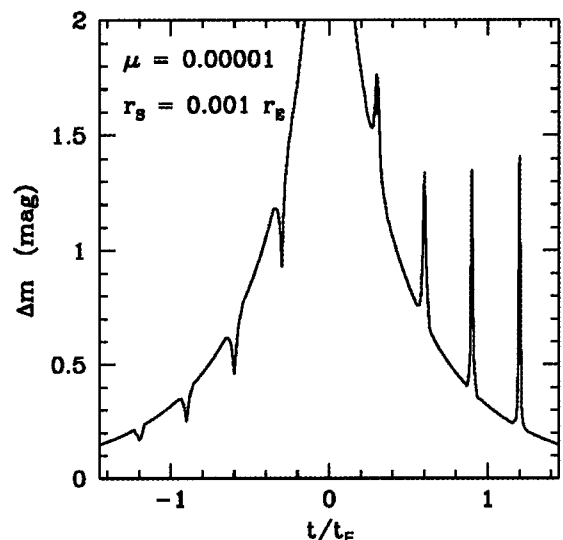


그림 8. 별과 행성의 질량비가 10^{-5} 인 일직선으로 정렬된 행성 8개와 별에 의한 미시중력렌즈 광도곡선. 여기서 t_E 는 별의 Einstein 시간척도이다. (Paczynski 1996).

³⁾최초로 발견된 외계 행성계는 1992년 Wolszczan & Frail (1992)에 의해 발견된 펄사 PSR1257+12이다.

있을 때는 별에 의한 더 큰 규모의 밝기 변화 모습에 작은 규모의 밝기 변화 모습이 보태져서 복잡한 모습이 된다. 그림 8은 주성 주위에 $\mu = 10^{-5}$ 인 8개의 다중행성이 별과 일직선상에 놓일 때 반경 $\mu = 10^{-5} r_E$ 인 광원이 이 직선을 따라 지나갈 경우 발생하는 광도곡선을 나타낸다. 상의 밝기가 느리게 증가했다 감소하는 여기 저기에 행성들에 의해 급격하게 밝기가 변하는 모습을 볼 수 있다. 렌즈 면에서 Einstein 반경 안에 있는 4개의 행성 근처에 상이 만들어지는 경우 ($t/t_E < 0$) 행성들의 건드림은 원래 별에 의한 밝기 증가를 순간적으로 감소시키는 반면, Einstein 반경 바깥에 있는 4개의 행성 근처에 상이 만들어지는 경우 ($t/t_E > 0$) 행성들은 밝기 증가를 순간적으로 증가시키게 된다. 즉 행성에 의해 광원 광량은 행성이 없을 경우의 광량에 비해 감소할 수도 증가할 수도 있게 된다. 광원의 위치가 별과 일치하는 경우 상은 렌즈 면에서 Einstein 반경에 만들어지게 되고 이 근처에 행성이 위치할 경우에는 밝기 꼭대기(peak)를 변형시키게 된다.

이제 한 개의 행성에 의한 2차원 밝기 변화 패턴과 광원의 크기 효과를 좀 더 상세하게 살펴보자. 그림 9는 질량비 $\mu = 10^{-5}$ 인 행성이 렌즈면에서 $r_p = 1.16r_E$ 에 위치할⁴⁾ 경우 발생하는 광량 증폭비를 명암으로 표시한 지도이다. 그림 중심을 가로지르는 직선들은 광원 가장자리가 지나가는 경로를 보여주고 있는데 그림 10의 긴 파선은 광원이 가운데를 수평으로 가로지르는 경우에 해당한다. 광원의 크기는 그림 오른쪽 아래의 진하기가 다른 원으로 그려져 있다. 가장 가운데 짙은 광원에서 바깥쪽 연한 광원 순서로 각각 반경이 $r_s/r_E = 0.001, 0.002, 0.005$ 인 크기를 지녔다. 가운데 밝은 마름모 모양 근처가 별에 의한 배경 밝기변화가 행성에 의해 변화된 영역인데 흰 가장자리는 화선으로 광원이 이를 지나게 되면 밝기가 급

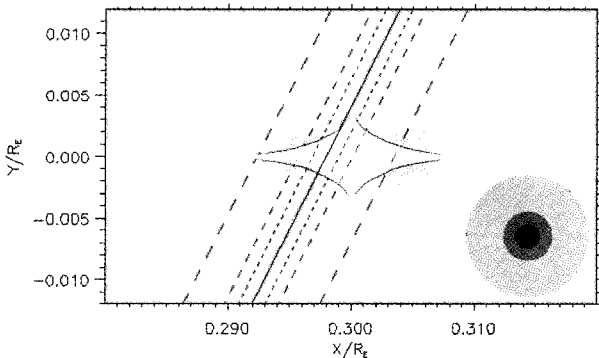


그림 9. 별-행성 질량비가 10^{-5} 인 한개 행성에 의해 만들어지는 밝기 분포도. 가운데 흰색 마름모의 가장자리가 화선이고 오른쪽 아래 원들은 세가지 경우 광원들의 크기를, 중심을 가로지르는 대각선들은 광원의 가장자리가 지나가는 경로를 보여주고 있다. (Paczynski 1996).

⁴⁾광원면에서의 위치 $(r_p/r_E)|_{\text{렌즈면}} = [(r_p/r_E) - (r_E/r_p)]|_{\text{광원면}} = 0.3$ 이다.

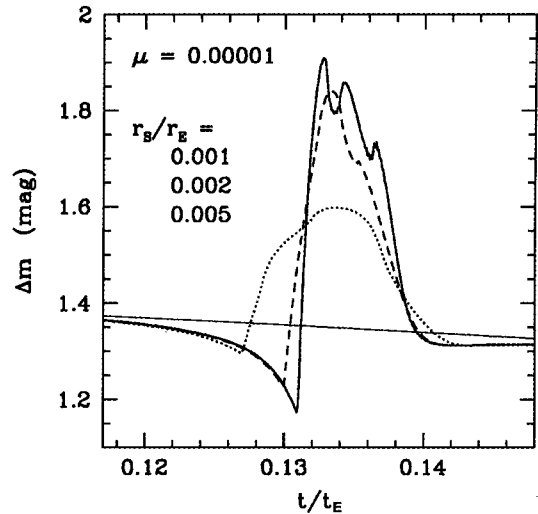


그림 10. 그림 10의 경우에 해당하는 크기가 서로 다른 광원에 의한 밝기변화. 실선, 파선, 점선 순으로 광원이 더 큰 경우이다. (Paczynski 1996).

격하고 크게 변화한다. 이 영역의 크기는 행성 혼자만의 미시중력 단면적 $\pi r_{EP}^2 = \mu \pi r_E^2$ 보다 좀 더 크다. 가장 작은 광원에 의한 광도곡선은 그림 10의 실선에 해당하고 광원의 크기가 커지는 차례로 파선, 점선에 해당한다. 광원이 작을수록 화선을 통과할 때 밝기가 짧은 시간동안 크게 변화하고 광원이 커지면 화선 근처를 확대정도를 평균해버리므로 서서히 조금 변화한다. 그림 10에 그려진 전체 소요시간은 대략 10시간 정도이므로 행성에 의한 미시중력렌즈를 관측하기 위해서는 한 시간 단위 이하의 빈도로 매우 빈번하게 관측해야함을 알 수 있다

IV. 변형된 미시중력렌즈

하지만 실제 관측되는 렌즈사건의 광도곡선은 점질량에 의해 점광원에 발생한 표준광도곡선으로부터 다양한 이유로 인해 변형되게 된다. 이미 언급하였듯이 렌즈가 쌍성 또는 행성으로 구성된 경우 발생하는 광도곡선 변형이 그 예이다.

광도곡선을 변형되게 하는 또 다른 중요한 요소는 혼합(blending)효과에 의해 발생한다. 미시중력렌즈 관측의 경우 사건의 확률이 매우 낮다. 따라서 최대한 많은 렌즈사건을 검출하기 위하여 광원인 별이 많이 모여 있는 지역에 대하여 관측한다. 하지만 이 경우 별이 여러개 임에도 불구하고 지구 대기에 의한 상퍼짐으로 인해 개개 별들을 분리해 볼 수 없게되는 혼합효과가 발생하게 된다. 이렇게 섞여진 별들 중 하나만 미시중력렌즈에 의해 밝아지므로⁵⁾ 실제로 관측된 광원 광량의

⁵⁾대부분 미시중력렌즈 관측의 경우 관측의 해상도는 지상관측의 경우 대략 0.3" 이상인데 비해 Einstein 반경은 0.001" 정도이므로 한 번에 한 별만 렌즈되게 된다.

증폭비 A_{obs} 는

$$A_{obs} = \frac{A_0 F_0 + B}{F_0 + B} = \frac{A_0 + B/F_0}{1 + B/F_0} \quad (29)$$

이 되어 실제 증폭량 A_0 와 달라지게 된다. 여기서 F_0 는 광원의 증폭 이전 밝기(기초광량, baseline flux), B 는 뒤섞인 상에 존재하여 분리되지 않는 별들로부터의 광량을 나타낸다. 별들이 섞여진 상의 밝기가 광원의 배경광량보다 밝은 경우 ($B > F_0$) 관측되는 증폭비 (A_{obs})는 원래 (A_0)보다 상당히 줄어들게 된다. 또한 뒤섞인 별들의 색이 서로 다를 경우 섞인 상의 밝기가 증가하면서 색이 달라질 수도 있다. 혼합효과의 문제점은 이 효과에 의해 변형된 광도곡선이 원래부터 렌즈 시간척도가 짧고 밝기가 조금만 증가하는 경우의 곡선과 구별이 어렵다는 것이다. 따라서 실제로는 렌즈 가까이 지나가는 고증폭(high-magnification) 사건을 렌즈 멀찌감치 지나가는 저증폭(low-magnification) 사건으로 착각하게 되어 올바른 해석을 어렵게 한다. 이 같은 혼합 효과를 제거하기 위한 방법으로 해상도가 높은 우주망원경으로 관측하거나 우주간섭기(space interferometer)를 이용한 측정학적 방법 등이 제시되기도 했다(한정호 1999 참조). 혼합효과는 광원 여러 개가 섞이는 경우 외에도 렌즈가 별일 경우 렌즈 별의 빛이 광원 별과 뒤섞이는 경우도 생길 수 있고 광원이 원래 쌍성인데 그 중 하나만 렌즈되는 경우도 혼합에 해당한다.

표준 광도곡선은 렌즈가 관측자-광원을 잇는 선에 대해 상대적으로 균일한(rectilinear) 운동을 할 때 나타나는 렌즈 광도 곡선으로 최대 밝기를 기준으로 대칭되는 모습을 한다. 그러나 지구는 태양 주위를 1년의 시간척도로 공전하며 움직이고 있으므로 증폭기간이 몇 달 이상일 때 광도곡선이 비대칭으로 바뀌게 된다. 이를 시차효과(parallax effect)라 하는데 이 효과가 관측될 경우 2개 이상의 관측자 위치에서 사건을 관측한 것과 같아서 렌즈에 대한 추가 정보를 얻을 수 있다(Gould 1992).

또한 지금까지 미시중력렌즈를 기술할 때 광원이 점광원인 경우만을 고려하였지만 실제 광원들인 별은 유한한 크기를 가졌으므로 이에 의한 효과, 즉 유한광원 효과가 나타날 수 있다. 밝기가 일정한 원반 모양의 광원에 의한 미시중력렌즈의 특성을 보면(Witt & Mao 1994) 렌즈가 원래 광원 원반을 가로지르는 경우($ur_E D_l^{-1} \equiv \beta < 2\theta_s \equiv 2r_s D_s^{-1}$)에만 점질량과 매우 다른 모습을 보여준다. 해와 비슷한 질량을 가진 별에 의해 렌즈된 경우 보통 $\theta_E \gg \theta_s$ 이므로 $u \ll 2$ 인 경우, 즉 광원이 렌즈를 가까이 통과하는 고증폭사건(high-magnification)의 최대 밝기(peak) 근처 또는 질량이 아주 작은 렌즈 ($\theta_s \geq \theta_E$) 경우에 그 효과가 검출될 것이다. 이때 자료를 모형에 맞추면 별의 각 반경을 Einstein 각반경의 단위로 알 수 있어서 광원에 대한 추가의 정보를 얻을 수 있다. 또한 이때 별 표면의 다른 부분들이 차례로 증폭되므로(차등증폭, differential magnification) 다른 형태의 천문 관측으로는 측정하기 어려운 별 표면의 밝기 분포와 흑점, 주연감광 등도 추정할

수 있게 한다. 또한 이 효과로부터 렌즈와 광원의 상대 고유운동 속도를 결정할 수도 있다(Gould 1994a). 한편 쌍성렌즈 같이 화선이 존재하는 경우에도 화선에 의한 밝기 증가가 급격하므로 유한광원 효과가 나타날 수 있다.

그 외에도 렌즈의 궤도 운동의 효과가 나타나는 등 여러 경우에 기본 미시중력렌즈의 특성인 광도곡선의 무색성(achromaticity), 대칭성(symmetry), 연속성 등이 사라지게 된다. 따라서 이런 복합된 미시중력렌즈를 검출하기 위해서는 무색성, 대칭성, 연속성에 기초한 렌즈사건 검출 조건들을 이에 맞게 조정해주어야 하는 어려움이 생긴다.

V. 미시중력렌즈 실험

(a) 현황

Paczynski (1986)의 제안에 이어 최초로 미시중력렌즈 실험을 수행한 연구그룹은 MACHO, EROS, OGLE 이었다. 그리고 이들 그룹은 거의 동시에 최초의 미시중력렌즈 사건을 검출하였다 (EROS-Aubourg 등 1993; MACHO-Alcock 등 1993; OGLE-Udalski 1992). 이후 계속하여 수행된 실험에 의해 발표되지 않은 사건까지 포함하면 총 렌즈사건의 숫자는 1,000개를 초과하였다 (C. Alcock 개인적 교류).

이들 1세대 실험들의 뒤를 이어 시작된 실험은 안드로메다 은하(M31)를 관측하는 AGAPE(Andromeda Galaxy and Amplified Pixels Experiment)와 VATT-Columbia (VATican Telescope-Columbia; Tomaney & Crofts 1996), 대마젤란은하를 관측하는 MOA (Microlensing Observations in Astrophysics), PLANET (Probing Lensing Anomalies NETwork), GMAN (Global Microlensing Alert Network), MPS (Microlensing Planet Search) 등이 있다. M31 방향으로의 실험은 우리은하 헤일로에 존재하는 암흑물질 뿐만 아니라, 외부은하의 헤일로에 존재하는 암흑물질을 검출하는 것이 주목적이다. 그리고, PLANET과 MPS는 이미 언급하였듯이 MACHO와 OGLE, EROS 관측에서 발견되는 렌즈사건을 실시간으로 인터넷을 통해 경보(alert)를 보내면 이를 전 세계에 걸쳐 분포한 여러 대의 망원경망을 구성하여 매우 짧은 시간간격으로 관측을 하여 보통 렌즈사건과는 다른 쌍성, 행성 등에 의한 렌즈 사건들을 정밀관측한다.

미시중력렌즈 실험은 특정한 방향에 몇 개의 관측 영역을 정하고 반복하여 CCD나 (비록 더 이상 사용되지 않지만) 사진건판으로 상을 찍는다. 예를 들어 MACHO 그룹이 대마젤란 은하에서 촬영하는 영역은 그림 11인데 그중 한 영역을 확대하면 그림 12와 같다. 그림에서 보이는 것처럼 각 영역의 화상은 엄청나게 많은 별을 포함하고 있는데 이들 각각의 밝기를 자동화된 측광프로그램을 이용하여 측정한다. 그리고 이전에 같은 영역을 촬영하여 처리했던 결과와 비교하여 밝기가 변한 별들이 있는 가를

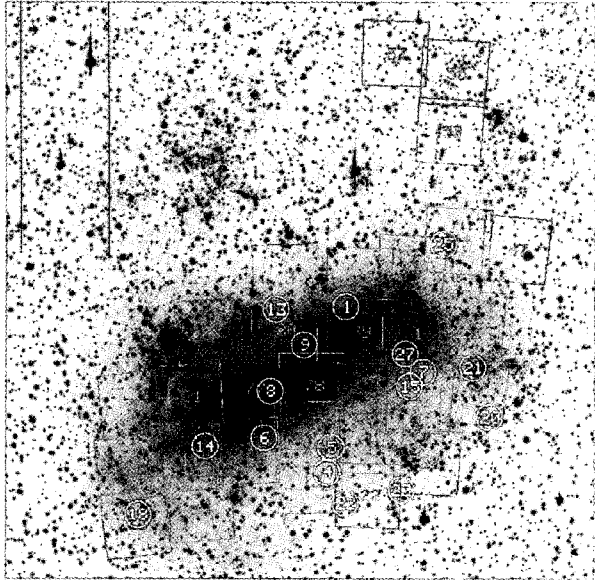


그림 11. MACHO 실험에서 관측되는 대마젤란 은하의 영역들 (Alcock 등 1997).

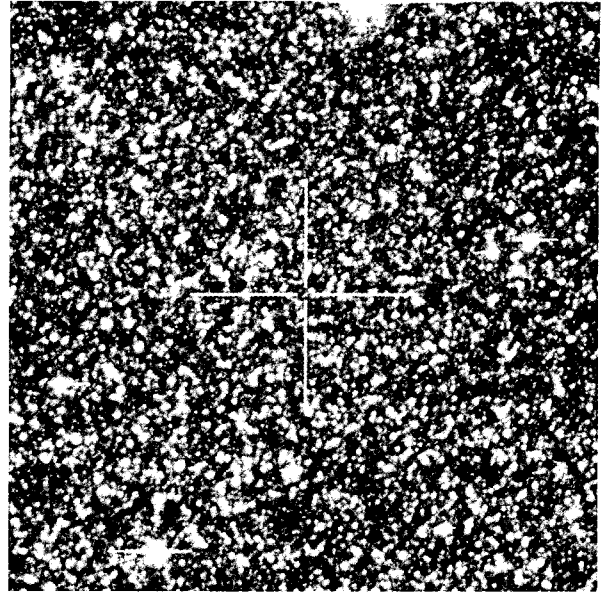


그림 12. 전형적인 미시중력렌즈 관측 영역의 화상. 가운데 흰 십자로 표시된 곳에 미시중력렌즈된 별이 있다.

찾아낸다.

그러나 변광성이나 신성, 초신성 등 모든 밝기가 변하는 별들이 이 과정에서 같이 발견되므로 변광의 형태에 대한 조건들을 달아서 미시중력렌즈에 의한 변광만을 걸러내게 된다. 예를 들어 (1) 미시중력렌즈될 확률은 아주 작으므로 한 별에 대해 한 번의 변광만 일어난다. 즉 반복되는 변광은 제외되는데 많은 변광성이 주기적으로 반복되는 변광을 한다. (2) 밝기가 변하는 동안 별의 색이 변하지 않아야 한다. 중력렌즈는 광자의 에너지와 무관하므로 밝아질 경우 모든 파장 밴드에서 별은 같은 정도로 증폭되어야 한다. 대부분의 변광성들은 변광 중 색의 변화를 보인다. (3) 광도곡선은 최대 밝기를 기준으로 시간에 대해 대칭된 모습을 보여야 한다. 이에 반해 변광성들은 대부분 시간에 대해 비대칭적인 광도곡선을 보여준다.

이와 함께 미시중력렌즈 사건이 많이 발견된 경우 통계적으로 선택조건들을 검출할 수도 있다. 예를 들어 중력렌즈는 별의 종류에 영향을 받지 않으므로 여러 종류의 별에 고루 나타나야 하고, 증폭비에서 유도되는 충격변수—광원과 렌즈사이의 최단거리—는 일양분포(uniform distribution)를 보여주어야 한다. 또 증폭비와 사건 지속시간과는 아무런 상관관계가 없어야 한다.

이렇게 렌즈사건만을 걸러내는 조건들은 표준 미시중력렌즈를 찾는 데 있어서는 적당하지만 앞서 설명된 복잡한 요인들이 포함될 경우까지를 고려하면 적합하지 않을 수도 있다. 예를 들어 혼합이 없을 경우 광도곡선은 파장 영역에 무관하게 같은 모습을 보여야 하지만 혼합이 있을 경우 파장영역에 따라 밝아지는 정도가 달라지므로 밝아지는 정도가 모두 같은 경우만을 걸러낸다면 혼합이 있는 렌즈사건은 발견하지 못하게 된다. 또 지구의 공전에 의한 시차효과에 의해 변형된 광도곡선은 최대 밝기를 기준

으로 비대칭 모습을 보이므로 대칭성 조건을 너무 엄격하게 적용하면 이 또한 발견할 수가 없다. 따라서 렌즈사건을 걸러내는 조건들은 실험마다 일정하게 고정되어야 통계적인 분석이 쉽지만 다양한 렌즈 사건이 발견됨에 따라 이에 상응한 조건들을 적용하고 있다.

(b) 미시중력렌즈실험 결과

미시중력렌즈 실험의 가장 중요한 의미는 실제 미시중력렌즈 사건이 발견되었다는 것이다. 대마젤란 은하 방향의 미시중력렌즈의 광학적 깊이는 10^{-7} 으로 예상되었기에 실험이 시작될 당시만 하더라도 렌즈 사건 발견에 회의적인 견해가 주를 이루었다. 그러나 현재 미시중력렌즈의 경우 발견된 사건 수가 이미 1,000여 개⁶⁾에 이르고 있다. 미시중력렌즈는 바야흐로 은하 내 암흑물질과 양, 그리고 분포를 결정할 수 있는 중요한 방법으로 여겨지게 된 것이다.

미시중력렌즈 실험은 원래 우리 은하를 구성하는 물질의 정체를 밝히기 위해 제안된 것이어서 대마젤란 은하 방향의 관측이 여기에 해당한다. 대마젤란 은하는 우리 은하의 헤일로로 가로질러 보이는 광원이기 때문이다. 2000년 1월 현재 MACHO 실험은 5.7년 동안 총 1천 2백만 개 별에 대한 측광으로부터 최소 13개에서 최대 17개에 이르는 미시중력렌즈 사건을 발견하였다. 헤일로에 있는 알려진 별 들에 의해 예상되는 사건의 수는 2에서 4개 정도이므로 MACHO 실험결과는 헤일로에는 우리가 알고 있는 별 외에 다른 물질들이 있음을 증명하고 있다. 실험에서 결정된 광학적 깊이 $\tau = 1.2_{-0.3}^{+0.4} \times 10^{-7}$ 인데(Alcock 등 2000), 이는 렌즈시간척도가 $2\text{일} < 2t_E < 400\text{일}$ 사이인 사건에 대한 것으로 이보다 시간척도가 더 짧거나 긴 사건

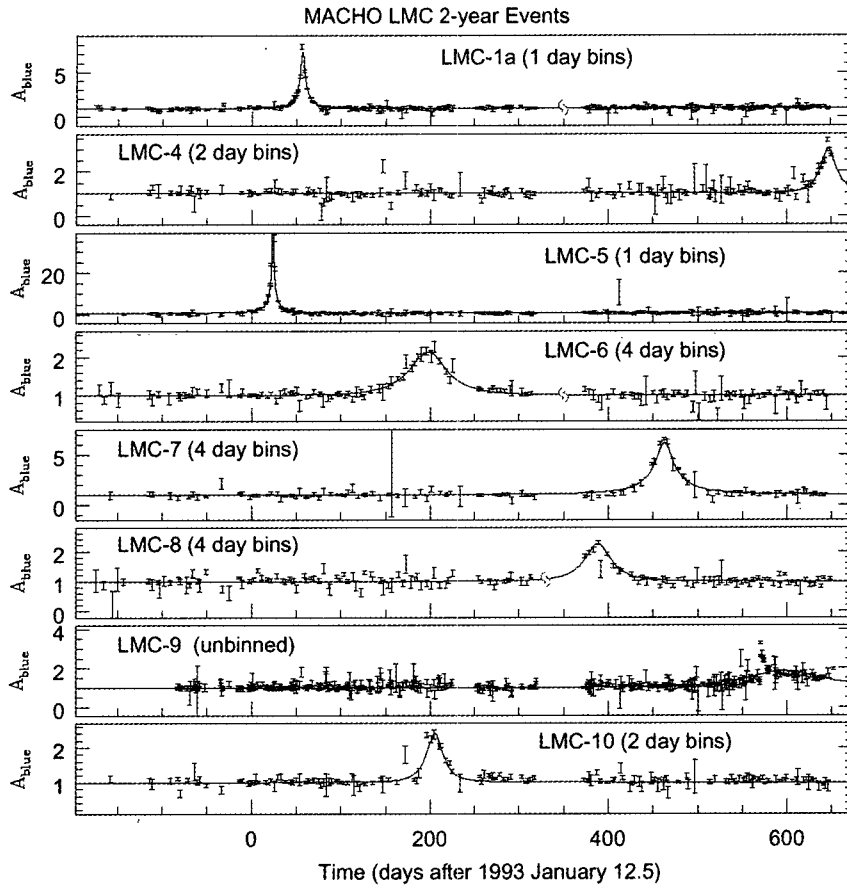


그림 13. MACHO 그룹의 2년간 대마젤란 은하 관측에서 발견된 8건의 미시중력렌즈 사건의 광도곡선. 세로 축은 별의 원래 밝기에 대해 렌즈되어 밝아진 비를 나타낸다. 막대는 오차를 포함한 관측자료이고 곡선은 자료를 맞춘 광도곡선 모형이다 (Alcock 등 1997).

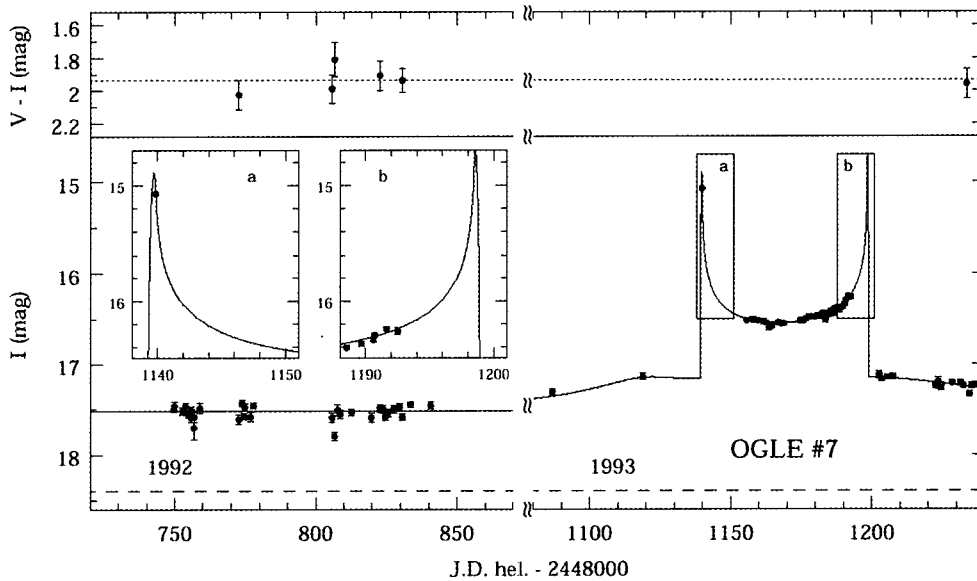


그림 14. 쌍성렌즈에 의해 일어난 미시중력렌즈 사건 OGLE #7의 광도곡선. 세로 축은 I-등급이고 위 패널은 V-I 색을 보여준다. 두 개의 뾰족한 뿔 모양으로 밝기가 급격하게 증가하는 부분이 광원이 화성을 가로지르는 때이다. (Udalski 등 1994b).

①후보 렌즈사건까지 포함

은 실험에서 제대로 검출할 수 없음을 의미한다. 이 광학적 깊이는 현재 추정되는 헤일로 질량 일부가 별이나 갈색왜성 같은 MACHO로 구성되었다고 할 때 MACHO는 전체 질량의 20% 정도를 차지할 가능성이 가장 높고, 95%의 신뢰도로 최소 8%에서 최대 50% 정도에 이를 수 있음을 의미한다. 이는 특히 MACHO가 헤일로 질량 전체를 구성할 수는 없음을 말한다. 즉 MACHO 외에 다른 종류의 암흑물질—예를 들어 소립자—이 헤일로에 더 있음을 의미할 수도 있다. 렌즈사건 시간척도에서 통계적으로 추정된 렌즈사건을 일으킨 렌즈의 질량은 헤일로 모형에 따라 다르긴 하지만 대략 $0.15 M_{\odot}$ 에서 $0.9 M_{\odot}$ 사이에 있을 가능성이 가장 큰 것으로 추정된다. 그림 13은 MACHO 그룹에 의해 LMC 방향에서 발견된 미시중력렌즈 후보 사건 8건의 광도곡선이다(Alcock 등 1997). 세로 축은 원래 기준 밝기에 비해 청색밴드에서 증폭된 비를 나타내고 가로 축은 1993년 1월 12일을 기준으로 한 시간

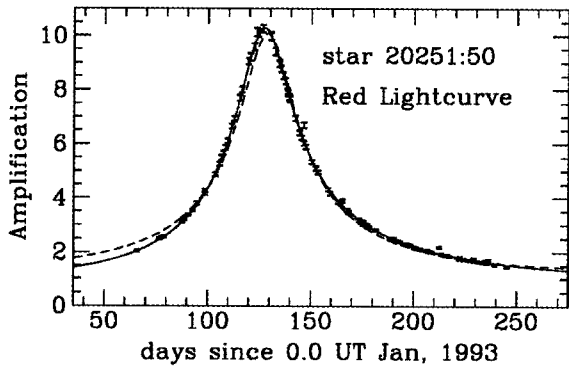


그림 15. 지구 공전에 의한 시차효과가 발견된 MACHO 미시중력렌즈 사건. 점으로 보이는 작은 막대들은 1σ 오차를 나타내고 파선을 시차효과가 포함되지 않은 광도곡선, 실선은 시차효과가 포함된 광도곡선을 보여준다.

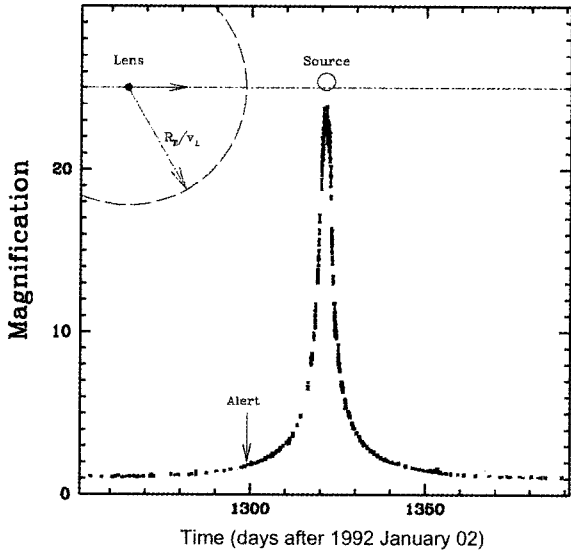


그림 16. 유한광원 효과가 발견된 MACHO Alert 95-BLG-30. 윗부분에 광원과 Einstein 반경의 크기를 나타내고 있다. (Alcock 등 1998).

을 나타낸다. 사건이 지속된 시간척도는 각각 다르지만 대체적으로 표준광도곡선을 잘 따름을 보여준다.

한편 OGLE 관측에서 결정된 은하 팽대부 방향으로의 렌즈 광학적 깊이 $t = 3.3 \pm 1.2 \times 10^{-6}$ (Udalski 등 1994a)는 기존의 물질분포 이론 모형에서 예상된 값의 2배에 해당하는 큰 값이다. 이는 은하 팽대부가 막대모양의 회전체이고 그 끝이 우리를 향해 있을 경우 설명가능하므로 미시중력렌즈와 독립적으로 은하 가운데 부분에 막대가 있을 가능성을 제시한 이전 연구결과를 뒷받침하고 있다 (Blitz & Spergel 1991). 렌즈 사건 시간척도의 분포는 대부분의 렌즈가 질량이 작은 별에서 기대되는 분포와 대략 일치하지만, 짧은 시간척도를 가진 사건의 수는 기대된 횟수보다 많아서 질량이 작은 갈색왜성의 존재를 암시하기도 한다(Han & Gould 1996).

지금까지 누적된 미시중력렌즈 사건들은 대부분 가장 단순한 표준 광도곡선을 보여주고 있지만 그렇지 않은 흥미로운 경우들도 발견되었다. 앞서 설명된 바와 같은 두 개의 렌즈에 의한 미시중력렌즈 사건이 OGLE 그룹에 의해 최초로 발견되고 MACHO 그룹에 의해 독립적으로 확인되었다(Udalski 등 1994b; Bennett 등 1995). OGLE #7인 이 렌즈사건에서 관측된 광도곡선 자료는 쌍성렌즈에 의한 광도곡선으로 잘 설명됨을 보여준다(그림 14). 원칙적으로 광원의 크기가 무한히 작은 경우라면 화선을 지날 때 증폭은 무한대가 되지만 유한광원효과 등에 의해 관측된 증폭비는 유한 값을 가진다.

앞서 설명된 시차효과도 MACHO 관측에서 발견되었다(Alcock 등 1995). 그림 15에 나타난 광도 변화 자료는 파선으로 그려진 표준 Paczyński 광도곡선과는 잘 맞지 않지만⁷⁾ 시차효과를 포함한 실선 광도곡선과는 잘 맞음을 알 수 있다.

유한광원 크기에 의한 고증폭 사건의 광도곡선의 변형도 역시 MACHO 관측에서 발견되었다(Alcock 등 1998). 그림 16은 팽대부 방향의 MACHO 사건 Alert 95-BLG-30의 광도곡선으로 밝기가 최대에 이르렀을 때 유한광원크기에 의해 표준 광도곡선과는 다른 형태를 보이고 있음을 보여준다. 겹쳐진 그림은 광원의 크기와 Einstein 반경을 보여주고 있다. 이 사건의 경우 Alert로 표시된 시점에서 미시중력렌즈 사건이 일어나고 있음을 실시간으로 인터넷에 경보하였고 이로 인해 많은 관측이 수행되어 이 시점 이후로 관측자료가 많아졌음을 알 수 있다. 이렇게 급격하게 변하는 특이한 미시중력렌즈 사건을 제대로 관측하기 위해서는 지구상의 여러 곳에 흩어진 관측장소에서 연속된 관측을 필요로 한다.

미시중력렌즈 실험에서 발견된 가장 극적인 사건 중 하나는 바로 별과 행성에 의한 렌즈 사건의 발견일 것이다 (Bennet, Rhie 등 1999). MACHO 팽대부 관측에서 발견된 MACHO-97-BLG-41 사건은 1997년 6월 19일에 공포되었

⁷⁾자료와 파선의 차이는 크지 않아 보이지만 관측오차의 크기를 고려하면 통계적으로 큰 차이임을 보일 수 있다.

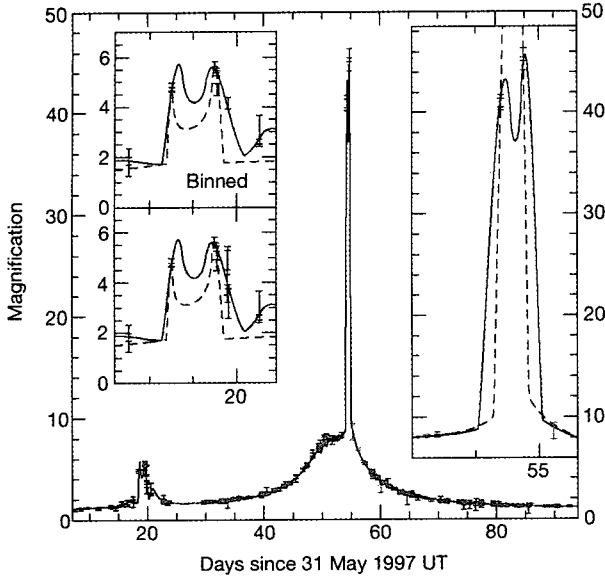


그림 17. MACHO-97-BLG-41 미시중력렌즈 사건의 광도곡선. 실선은 두 개의 별과 한 개의 행성 모형으로 맞춘 광도곡선이다. 작은 상자 안은 광원이 화선을 지날 때를 확대한 모습이다 (Bennett, Rhie 등 1999).

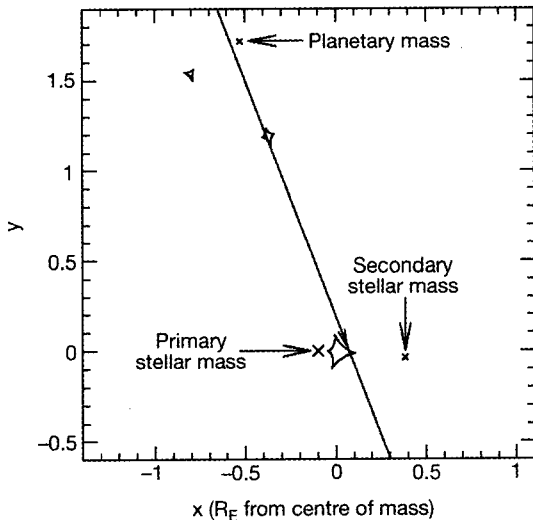


그림 18. MACHO-97-BLG-41 광도곡선을 설명할 수 있는 두 별과 한 개의 행성의 위치(x표시)와 이들에 의한 화선(꺾어진 폐곡선). 실선 대각선이 광원이 움직인 경로이다. (Bennett, Rhie 등 1999).

고 MPS 팀은 이날 밤부터 정밀관측에 돌입하였다. 다시 10일 뒤 MACHO 팀은 이 사건이 단일 렌즈에 의한 렌즈 사건이 아님을 인터넷에 알렸고 GMAN 팀도 본격적인 후속관측을 개시하였다. 그 결과 그림 17과 같은 광도곡선 자료(작은 막대들)가 얻어졌다. 1997년 5월 31일을 기준으로 20일 근처와 55일 근처에서 특이한 모습의 밝기 증가가 이루어짐을 알 수 있는데 각각 광원이 화선을 가로지른 경우에 해당하는 것으로 보인다. 관측된 광도 자료를 잘 맞추는 실선은 K와 M 왜성(K, M dwarf)이 약 1.8 AU 떨어져 돌고있는 주위를 목성 질량의 3배 정도인

행성이 다시 7 AU의 거리에서 돌고 있는 쌍성-행성계를 관측자료에 맞춘 모형에서 예상되는 광도곡선이다. 이 복합 렌즈와 이들에 의한 화선, 광원의 궤적들을 그려보면 그림 18로 나타난다. 광원은 행성에 의해 만들어진 화선을 통과한 뒤 다시 두 별에 의해 만들어진 화선을 통과한 것으로 추정된다.

(c) 미시중력렌즈실험의 한계 및 미래

현재 미시중력렌즈 실험에서 발견된 밝기 증가 현상들이 별이나 갈색왜성 등의 천체들에 의해 일어난 미시중력렌즈에 의한 것임은 명백해졌다. 광도곡선이나 증폭비의 분포 등이 모두 중력렌즈에서 예상되는 성질들과 잘 일치하고 있고, 나아가 이중 렌즈와 시차효과 등도 미시중력렌즈 이외의 현상으로 설명하는 것은 거의 불가능하다. 또한 분광관측이 가능했던 경우에도 밝기 변화 중 스펙트럼은 전혀 변하지 않고 있어서 신뢰도를 더해준다(Benetti 등 1995). 또한 이로부터 결정된 은하 팽대부 방향과 대마젤란 은하 방향의 렌즈 광학적 깊이와 MACHO의 총질량도 비교적 잘 제약되어 있다.

반면에 이렇게 성공적인 미시중력렌즈 실험도 여전히 해결하지 못한 의문점들도 있다. 렌즈 사건이 일어나는 것과 그 횟수는 잘 알 수 있지만 렌즈들의 위치와 정체는 정확하게 알려져 있지 않다. 예를 들어 은하 팽대부 관측에서 발견된 사건들을 일으키는 별들이 대부분 팽대부 자체의 별인지 은하 원반의 별인지 확실하지 않다. 대마젤란 은하 관측의 경우에도 렌즈들이 우리 은하 원반인지 우리 은하 헤일로인지 아니면 대마젤란 자체에 위치한지 구별되지 않는다. 더불어 이들 렌즈들이 별과 비슷한 질량을 가진 천체인지 아니면 별보다 훨씬 가벼운 갈색왜성인지도 알 수 없다. 이런 어려움의 근본적인 원인은 물론 렌즈 시간척도 t_E 가 렌즈의 질량, 렌즈까지의 거리, 렌즈의 고유운동속도 모두의 함수이기 때문이다. 관측자료에서 직접 결정되는 t_E 값 하나로는 이 세가지 물리량 중 어느 것도 결정할 수 없기 때문이다.

그러나 현재와 같은 실험이 계속되어 발견된 렌즈사건의 총 수가 늘어날 경우 관측 방향에 따른 광학적 깊이의 차가 정량화되어 렌즈들의 위치를 통계적으로 추정할 수 있다. 예를 들어 은하 팽대부 관측에서 광학적 깊이가 은하 중심 쪽으로 급격하게 증가할 경우 렌즈는 주로 팽대부 자체에 위치함을 의미할 것이지만 이와 반대로 방향에 무관한 고른 광학적 깊이 분포를 보일 경우 렌즈의 위치는 주로 은하 원반에 위치함을 의미하게 된다. 대마젤란 은하 관측에서도 광학적 깊이가 대마젤란 은하 중심부 쪽으로 급격하게 증가하면 렌즈가 대마젤란 은하의 팽대부에 위치함을 알 수 있다. 이렇게 렌즈들의 위치가 결정되고 각 은하 성분들의 역학적 특성도 더불어 알 수 있으면 시간척도 t_E 의 분포를 렌즈 질량의 분포로 바꿀 수 있을 것이다. 물론 이 경우에 각 사건마다 렌즈의 질량을 결정할 수는 없고 렌즈 질량의 통계적인 특성을 알 수 있을

따름이다.

미래의 중력렌즈실험으로 학자들이 추진하고 있는 것은 우주에서의 관측이다. 우주망원경을 이용한 천문관측의 장점은 역시 지구 대기의 시상에 영향을 받지 않는 높은 해상도와 적외선이나 자외선 등 다른 파장 영역의 관측이다. 그러나 미시중력렌즈 관측의 경우 망원경을 지구에서 AU 정도로 멀리 떨어진 우주에 놓고 관측할 경우 미시중력렌즈의 시차효과를 검출할 수 있다(Refsdal 1966). 한 장소에서 관측되는 미시중력렌즈에서는 렌즈되는 시간적도 t_E 만이 관측되는 반면 다른 장소에서 동시에 관측할 경우 서로 다른 광도곡선이 얻어져서 이로부터 렌즈의 위치나 고유운동 속도 등을 결정할 수도 있다(Gould 1994b; Han & Gould 1995). 시차효과가 검출된다고 해서 관계되는 모든 물리량들이 결정되지는 않지만 시차효과가 검출되면서 유한광원 효과가 동시에 나타날 경우 렌즈와 광원간의 상대 고유운동속도가 결정되게 되어 렌즈의 질량을 포함한 모든 것이 알려질 수도 있다. 하지만 시차효과를 관측한다고 해도 모든 경우에 렌즈 질량을 결정할 수 있는 것은 아니다. 우주 관측의 비용이 천문학적이어서 어려움이 없지는 않다.

한편 지상 미시중력렌즈 실험도 미시중력렌즈를 찾는 관측과 더불어 밝기가 증가하기 시작하는 렌즈사건을 인터넷으로 실시간에 경고를 띄워 동시에 많은 관측자들이 여러 파장밴드에서 더 자주, 더 정확하게 후속관측을 할 수 있게 하는 관측 체계를 확립해가고 있다. 행성과 블랙홀 후보를 발견한 MPS나 PLANET 연구팀이 그 좋은 예라고 할 수 있다.

또한 M31 같이 멀리 있는 은하 등을 관측할 경우 광원 별들이 겹쳐져서 많은 어려움이 있으므로 이를 극복하기 위해 서로 다른 시점에 촬영한 상을 직접 빼주어서 밝기가 변한 화소(pixel)들이 있는 지를 찾아내는 상차감법(image subtraction method: Ciardullo 등 1990; Alard & Lupton 1999)을 이용한 화소렌즈(pixel lensing)도 활발히 연구되고 있다(Crotts 1992; Gould 1996; Han 1996).

측광관측으로만 진행되는 중력렌즈 실험의 현 방식을 떠나 고해상 간섭기를 사용하여 중력렌즈 사건을 관측하려는 시도 또한 행해지고 있다. 현재 계획 중인 지상에서의 Keck이나 VLT와 같은 대형 망원경과 우주에서의 SIM(Space Interferometry Mission)등을 사용하여 렌즈 사건을 관측할 경우 비록 분리된 상을 직접적으로 관측할 수는 없지만 렌즈현상의 의한 광원 광중심의 이동을 검출 측정할 수 있다 (Miyamoto & Yoshii 1995; Hog, Novikov & Polnarev 1995; Walker 1995; Boden, Shao & Van Buren 1998). 이에 대해서는 다음 장에 언급한다.

(d) 미시중력렌즈실험의 부산물

미시중력렌즈 실험은 원래 목표한 렌즈사건 외에도 중요한 발견들을 하였다. 미시중력렌즈를 찾기 위해서는 아주 많은 별에 대한 측광을 시간에 따라 수행하였기에 자

연스럽게 수많은 변광성들을 발견하였고 이들 중 일부는 새로운 유형의 변광성들이었다.

2.3년에 걸친 MACHO 관측을 통해 대마젤란 은하에서만 무려 37,000개의 변광성이 발견되었는데 이중 약 23,500개가 주기를 가진 변광성들이었다. 이들 중 이미 알려졌던 변광성의 수는 고작 5,000에 지나지 않았다. 대마젤란 은하의 변광성 수가 무려 7배나 증가한 셈이다. 특히 거리를 측정하는데 가장 좋은 표준광원들인 Cepheid와 RR Lyrae도 각각 1,500개와 8,000개가 발견되었다(Alcock 등 1996). 기존에 알려진 대마젤란 은하의 Cepheid 수는 300개, RR Lyrae 수는 150개인 것을 감안하면 엄청난 수의 발견이라 할 수 있다.

OGLE 관측에서도 1997년까지 무려 933개의 식변광성(eclipsing variable)을 은하 팽대부에서 발견했다. 특히 구상성단 주계열 전향점(main sequence turn-off)에 위치한 분리식쌍성(detached eclipsing binary)의 발견은 가장 흥미로운 발견 중 하나이다(Kaluźny 등 1996). 분리식쌍성은 항성대기 모형이 정확할 경우 다른 거리측정 방법에 의존하지 않고 1% 정도까지의 정밀도로 거리를 측정할 수 있기 때문이다. 따라서 우리 은하 내의 구상성단들과 국부 은하단 내의 은하들에서 미시중력렌즈 실험에서와 같은 방법에 의해 분리식쌍성이 충분히 발견된다면 이들까지의 거리를 아주 정밀하게 결정할 수 있게 될 것이다. 이외에도 수 백 만개 이상의 별에 대한 다파장 측광으로부터 색-등급도가 얻어졌고 이로부터 성단 등의 여러 성질들이 규명되었다.

이러한 미시중력렌즈 실험에 따라서 이루어진 발견들은 별과 성단 및 은하 연구에 오랫동안 큰 영향을 미칠 것으로 기대된다.

VI. 측정 미시중력렌즈

미시중력렌즈 실험은 여러 별들의 밝기 변화를 측광관측으로 검색하여 렌즈현상을 겪은 별들을 찾아낸다. 이와 달리 천체들의 위치를 측정하는 측성관측에 의해서도 미시중력렌즈를 검출하고 측광에 의한 발견을 보조할 수 있다. 우리 은하내의 별이나 MACHO에 의해 렌즈되어 만들어진 두 상들 사이의 거리는 천분의 1각초 정도이지만 지구 대기의 시상에 의한 퍼짐이 1 각초 정도이고 미터급 우주망원경의 경우에도 회절한계 해상도가 대략 0.1 각초 정도이므로 두 상은 겹쳐서 분해되지 않는다. 그러나 최근 측성관측(astrometry)의 정밀도가 갈수록 향상되고 있어서 두 상의 밝기 중심(centroid)의 위치 변화를 관측할 수 있는 가능성이 생겼다. 즉 상의 밝기 변화를 통해 렌즈사건을 발견하는 기존 미시중력렌즈 관측에 보태어 상의 위치 변화를 관측해서 미시중력렌즈 사건을 찾아내거나 또는 기존 방법을 보완하는 정보를 얻을 수 있는 것이다.

그럼 여기서 상 중심의 위치가 어떻게 변하는 가를 살펴보자. 그림 2에서 두 개의 상이 다른 위치에 생기면서

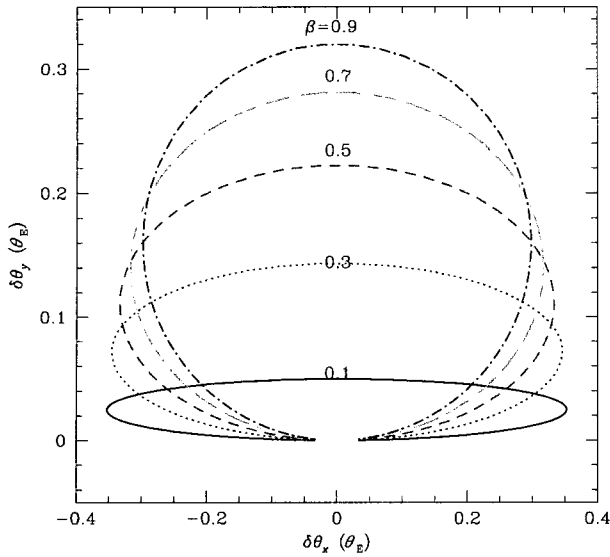


그림 19. 상들의 밝기 중심이 그리는 타원의 모습. 렌즈-광원 사이의 최단거리가 β 이다. (Han & Jeong 1999).

상대적인 밝기가 광원의 위치가 이동함에 따라 달라짐을 알 수 있다. 따라서 두 상의 밝기 중심의 위치는 광원과 렌즈의 상대적인 위치 변화에 따라 연속적으로 변하게 된다. 렌즈작용이 없을 때의 상의 위치⁸⁾와 렌즈되어 서로 다른 밝기(그림 2에서는 크기로 표시되어 있음)를 가진 두 개의 상 A와 B의 중심 위치(centroid position)의 차이는 타원 궤적을 그리게 된다(Walker 1995; Han & Jeong 1999).

그림 19에 그려진 타원은 렌즈와 광원사이 충격변수—즉 최단거리의 값에 따라 타원의 축비가 달라짐을 알 수 있다. 충격변수가 아주 크면 어두운 상 B의 밝기는 무시할 수 있고 밝은 상 A의 위치는 광원의 원래 위치 근처에 생겨서 중심은 원 모양의 작은 타원이 되고, 충격변수가 작아지면 상 A와 B의 밝기가 비슷하지만 상 A가 광원에서 멀찌감치 생겨서 크고 찌부러진 타원이 된다. Einstein 반경 단위로 표시한 충격변수를 $\tilde{\beta}$ 라하고 변화된 밝기 중심의 2차원 좌표를 각각 x, y 라 하면 x, y 는 다음 타원 방정식을 만족함을 보일 수 있다(Han & Jeong 1999)

$$x^2 = \frac{y^2}{q^2} + a^2. \quad (30)$$

여기서 축비(axis ratio) $q = \tilde{\beta}(\tilde{\beta}^2 + 2)^{-1/2}$ 로 주어져서 광원이 렌즈 가까이 지나가면 ($\tilde{\beta} \ll 1$) 찌부러진 타원이 되고 반대로 광원이 렌즈를 멀찌감치 지나가면 ($\tilde{\beta} \gg 1$) 원에 가까워짐을 알 수 있다. 또한 타원의 크기 $a = 2^{-1} \theta_E (\tilde{\beta}^2 + 2)^{-1/2}$ 는 광원이 렌즈를 가까이 지나갈수록 커지고 $\tilde{\beta} \gg 1$ 이면 $\tilde{\beta}^{-1}$ 에 비례해서 작아짐을 알 수 있다.

측성 미시중력렌즈 관측의 장점은 측광관측과 동시에 진행될 경우 추가정보를 획득할 수 있어서 측광관측만으로는 완전히 결정할 수 없던 물리량들을 결정할 수 있다

는 것이다. 기본적으로 측성관측에서 발견될 이 타원의 크기는 Einstein 반경에 직접 비례하므로 다른 물리량들이 결정될 경우 렌즈의 질량을 결정할 수 있고, 타원의 축비는 충격변수, 타원의 방향은 렌즈-광원의 운동방향을 알려주기 때문이다(Walker 1995). 비슷하게 광원의 운동과 거리가 알려질 경우 측광+측성 관측은 렌즈의 고유운동과 거리를 결정할 수 있고(Høg, Novikov & Polnarev 1995), 시차효과가 검출될 경우 렌즈의 질량도 결정할 수 있다(Miyamoto & Yoshii 1995). 물론 앞서 기술한 혼합 같은 복합 요인들에 의해 측성 타원에서 정보를 얻는 과정이 복잡해질 수도 있긴 하다(한정호 1999 참고).

한편 미시중력렌즈에서 요구되는 정밀도의 측성관측은 우주에서의 관측이나 대형 지상 광학 간섭계를 필요로 한다. 2005년에 발사될 간섭계 Space Interferometry Mission (SIM)은 별의 위치를 수 10^{-6} 각초까지 정밀하게 측정할 수 있을 것으로 예상되고 지상 망원경 Very Large Telescope (VLT)이나 Keck 망원경에 설치될 고해상 측성 장비도 수십 10^{-6} 각초까지 측정가능할 것 예상되므로 충분히 측성 미시중력렌즈 관측에 활용될 수 있을 것이다.

본 연구는 한국과학재단 목적기초연구(1999-2-113-001-5) 지원으로 수행되었다.

참고문헌

- 한정호 1999, 천문학회지 14, 9
 Alard C., Lupton R. H., 1998, ApJ, 503, 325
 Albrow, M. D. 등 1998, ApJ, 509, 687
 Alcock, C. 등 (MACHO collaboration) 1995, ApJ 454, L125
 Alcock, C. 등 (MACHO collaboration) 1996, AJ 111, 1146
 Alcock, C. 등 (MACHO collaboration) 1997, ApJ 486, 697
 Alcock, C. 등 (MACHO collaboration) 1998, ApJ 491, 436
 Alcock, C. 등 (The MACHO collaboration) 2000, 542, 281
 Alcock, C., Allsman, R., Axelrod, T., Bennett, D., Cook, K. 등 1993, Nature, 365; 621
 Aubourg, E., Baryre, P. Brhlin, S., Gros, M. Lachize-Rey, M. 등 1993, Nature, 365, 623
 Benetti, S., Pasquini, L. & West, R. M. 1995, A&A 294, L37
 Bennett, D. P., Rhie, S. H., 등 1999, Nature 402, 57
 Blitz, L. & Spergel, D. 1991, ApJ 379, 631
 Boden, A. F., Shao, M., & van Buren, D. 1998, ApJ 502, 538
 Chang, K. & Refsdal, S. 1979, Nature, 282, 561
 Ciardullo, R., Tamblyn, P., Phillips, A. C. 1990, PASP, 102, 1113
 Crotts, A. S. P. 1992, ApJ, 399, L43
 De Rújula, A., Jetzer, Ph. & Mass, E. 1991, MNRAS, 250, 348
 Gott, J. R. 1981, ApJ, 243, 140
 Gould, A. 1992, ApJ 392, 442
 Gould, A. 1994a, ApJ 421, L71
 Gould, A. 1994b, ApJ, 421, L75
 Gould, A. 1996, ApJ, 470, 201
 Griest, K. & Hu, W. 1992, ApJ 397, 362
 Griest, K. 1991, ApJ, 366, 412
 Høg, E., Novikov, I. D. & Polnarev, A. G. 1995, A&A, 294, 287
 Han, C. 1996, ApJ, 472, 108
 Han, C. & Gould, A. 1995, ApJ, 447, 53
 Han, C. & Gould, A. 1996, ApJ 467, 540

⁸⁾물론 이 경우 상의 위치는 광원의 위치이다.

- Han, C. & Jeong, Y. 1999, MNRAS, 309, 404
KaIużny, J., Kubiak, M., Szymanski, M., Udalski, A., Krzeminski, W., & Mateo, M. 1996, Astron. Astrophysics Suppl, 120, 139
Mao, S. & Di Stefano, R. 1995, ApJ, 440, 22
Mao, S. & Pazyński, B. 1991, ApJ, 374, L37
Mao, S. & Paczynski, B. 1996, ApJ, 473, 57
Marcy, G. W. & Butler, R. P. 1996, ApJ, 464, L147
Mayor, M. & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355
Miyamoto, M. & Yoshi, Y. 1995, AJ, 110, 1427
Paczynski, B. 1986, ApJ, 304, 1
Paczynski, B. 1996, ARAA, 34, 419
Refsdal, S. 1966, MNRAS, 134, 315
Rhie, S. H. 등 1999, ApJ, 522, 1037
Tomaney, A. B. & Crofts, A. P. S. 1996, AJ, 112, 2872
Udalski, A. 등 1994, Acta Astron. 44, 165
Udalski, A., Szymanski, M., KaIużny, J., Kubiak, M. & Mateo, M. 1992, Acta Astron. 42, 253
Udalski, A., Szymanski, M., KaIużny, J., Kubiak, M., Mateo, M. & Krzeminski, W. 1994a, ApJ, 426, L69
Udalski, A., Szymanski, M., Mao, S., di Stefano, R., KaIużny, J., Kubiak, M., Mateo, M. & Krzeminski, W. 1994b, ApJ 436, L103
Walker, M. A. 1995, ApJ, 453, 37
Witt, H.-S. & Mao, S. ApJ 1994, 430, 505
Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, Nature, 355, 145