

중력렌즈 사건의 특성학적 관측을  
통한 추가 천문 정보의 획득<sup>1</sup>  
ADDITIONAL ASTRONOMICAL INFORMATION FROM  
THE ASTROMETRIC OBSERVATIONS OF  
GRAVITATIONAL MICROLENSING EVENTS

한정호

충북대학교 천문우주학과

CHEONGHO HAN

Department of Astronomy and Space Science, Chungbuk National University

Received: Aug. 30, 1999; Accepted: Sept. 7, 1999

ABSTRACT

Current searches for gravitational microlensing events are being carried out only by a photometric method. In this review paper, we demonstrate that the nature of Galactic lenses can be significantly better constrained with the additional astrometric observations of microlensing events. First, by astrometrically observing lensing events, one can resolve the lens parameter degeneracy, and thus the lens mass can be determined with improved precision. Second, by being free from the blending problem, astrometric observations of lensing events will allow one to improve the uncertainties in the determined Einstein time scales. Third, the lens brightness, which could not be measured photometrically, can be measured from the astrometric observations of lensing events, and thus the nature of lens matter can be better constrained. Finally, with the help of astrometric followup observations of a binary-lens event, one can uniquely determine the solution of lens parameters, allowing one to obtain important astronomical information about the source star and the lens itself.

1. 서론

중력렌즈 현상이란 우주에 존재하는 별이나 은하 같은 천체로부터 발생한 빛이 관측자를 향하여 진행 중 다른 천체와 만날 경우, 마치 광학에서의 렌즈에 의한 빛의 굴절현상처럼 빛의 경로가 휘어지는 천체물리학적 현상을 지칭한다. 중력렌즈 현상을 겪을 경우, 광원의 상은 일그러지고 밝기는 변하게 된다 (Einstein 1911; Dyson, Eddington, & Davidson 1920; Zwicky 1937).

현재 우리 은하 중심 팽대부와 인근 은하인 마젤란 성운에 위치한 수 천 만 개의 별들에 대하여 중력렌즈 현상에 의한 광량의 변화를 검색하여 은하 내 암흑물질(Massive Compact Halo Objects: MACHO)을 찾으려는 대규모 실험이 몇몇 그룹에 의해 진행되고 있다 (EROS: Aubourg et al. 1993; MACHO: Alcock et al. 1993; OGLE: Udalski et al. 1993; DUO: Alard & Guibert 1995). 현재까지 7년째로 접어든 이 실험들은 성공적으로 수행되어 중력렌즈 사건의 후보들을 400개 이상 검출해 내었다. 중력렌즈는 은하 내 암흑물질의 특성을 파악하는데 있어 중요한 수단을 제공해 주고 있지만, 측광 관측만으로 진행되고 있는 현

방식의 중력렌즈 실험에서는 해결될 수 없는 몇 가지 문제점으로 인해 많은 수의 렌즈 사건이 검출되었음에도 불구하고 은하 내 암흑물질에 대한 우리의 이해는 미약한 실정이다.

중력렌즈 사건의 관측을 통한 암흑물질의 특성 파악에 있어 가장 중요한 걸림돌은 렌즈 물리량의 축퇴문제에 의해 발생한다. 중력렌즈 사건을 겪은 광원의 광도곡선은 모든 거리의 단위를 Einstein ring 반경( $r_E$ )으로 표준화할 경우 다음의 식으로 나타내어 진다.

$$A = \frac{u^2 + 2}{u(u^2 + 4)^{1/2}}; \quad u = \left[ \beta^2 + \left( \frac{t - t_0}{t_E} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1)$$

여기에서  $u$ 는 렌즈와 광원사이의 거리,  $\beta$ 는 최단 접근거리,  $t_0$ 는 최대 증폭 시간,  $t_E$ 는 렌즈를 중심으로 한 Einstein ring 반경을 광원이 횡단하는데 소요되는 시간(Einstein 시간치)을 나타낸다. Einstein ring은 렌즈 사건이 발생하는 일종의 유효반경을 나타내며, 광원이 렌즈 주변의 Einstein ring으로 들어서는 순간 광원의 광량은 1.34배 증폭되게 된다. 중력렌즈 사건의 지수인 ( $\beta, t_0, t_E$ )의 값들은 관측된 렌

<sup>1</sup>해설 논문 (Review Article)

즈 사건의 광도곡선을 식 (1)의 이론적인 곡선과 곡선 맞추기를 하여 구해진다. 이 세 가지 지수중  $\beta$ 는  $0 \leq \beta \leq 1$ 의 범위에서 임의의 값을 가지고, 중력렌즈 사건은 관측의 어떠한 시점에도 발생할 수 있으므로  $t_0$  또한 임의의 값을 가지게 된다. 따라서, 이 지수들은 렌즈에 대한 어떠한 정보도 제공해 주지 못한다. 하지만 Einstein 시간치는 렌즈물질의 물리량인 질량( $M$ ), 렌즈를 기준으로한 광원의 횡단 속도( $v$ ), 광원과 관측자 사이의 위치에

$$t_E = \frac{r_E}{v}; \quad r_E = \left( \frac{4GM}{c^2} \frac{D_{ol} D_{ls}}{D_{os}} \right)^{1/2} \quad (2)$$

으로 관련되므로, Einstein 시간치를 통해 렌즈 물질에 대한 정보를 구할 수 있다. 식 (2)에서  $D_{ol}$ ,  $D_{ls}$ ,  $D_{os}$ 는 각각 관측자, 렌즈, 광원 사이의 거리를 나타낸다. 하지만, 중력렌즈 사건의 측광학적 관측을 통해 얻어지는 유일한 정보인 Einstein 시간치는 렌즈 물리량들이 서로 조합된 결과이므로 렌즈 물리량의 측퇴 문제가 발생한다. 이 측퇴 문제 때문에 렌즈 사건을 발생시킨 렌즈 물질의 특성을 파악하기 위해서는 은하 내 렌즈 물질의 역학적/물리적 분포를 기초로한 통계적 접근만이 가능하고, 그 결과 개개 렌즈에 대한 정확한 특성의 파악은 어렵게 된다.

렌즈 물질의 정확한 특성 파악은 중력렌즈 실험이 별의 밀도가 매우 높은 영역에 대해 행해지기 때문에 발생하는 blending문제로 인해 또 다른 어려움을 겪게 된다. 어느 한 시점에서 광원이 중력 렌즈현상을 겪어 1.34배 이상 증폭되어 있을 확률을 나타내는 중력렌즈의 광학적 깊이의 값은 은하 중심 팽대부 방향의 경우  $\sim 10^{-6}$ 의 단위이고, 마젤란 성운방향의 경우는 이보다 더 작은  $\sim 10^{-7}$ 의 단위이다 (Paczynski 1986; Griest 1991). 따라서 불과 몇 개의 중력렌즈 사건을 관찰하기 위해서도 수 백 만 개에서 수 천 만 개에 달하는 많은 수의 별들을 검색해야 하므로 중력렌즈 실험은 별이 매우 밀집한 영역에 대해 수행되고 있다. 이러한 영역으로 측광을 할 경우, 별과 별의 상이 너무 인접하여 별의 광량을 측정할 때 원치않는 인근 별로부터의 잡광의 영향으로 인해 렌즈사건의 정확한 광도곡선의 건설이 어렵게 된다. 이런 blending의 영향을 받은 광도곡선으로 부터 결정된 렌즈 사건의 Einstein 시간치는 원래의 값보다 체계적으로 작아지게 된다 (보다 자세한 내용은 § 4를 참조할 것). Einstein 시간치는 렌즈 질량의 제곱근에 직접 비례하므로,  $t_E \propto M^{1/2}$ , blending의 영향을 받은 광도곡선으로 부터 결정된 Einstein 시간치는 렌즈 물질의 질량 결정과 이에 따른 렌즈 물질의 정체 규명에 있어 잘못된 결과를 야기시키게 된다 (Di Stefano & Esin 1995; Woźniak & Paczyński 1997).

중력렌즈 사건을 발생시킨 렌즈 물질의 정확한 물리량의 결정과 더불어 렌즈 자체가 빛을 내는지 아닌지를 알 수 있다면 보다 구체적인 렌즈 물질의 종족 파악이 가능하게 된다. 하지만 측광 관측에만 의존하는 현 방식에서의 중력

렌즈 실험은 렌즈 물질이 암흑물질인지 별인지 밝혀낼 수 없다는 심각한 단점을 가지고 있다. 중력렌즈 사건은 질량을 가진 모든 물체에 의해서 발생된다. 따라서 고밀도의 암흑물질과 밝은 별 모두가 중력렌즈 사건을 발생시킬 수 있다. 만일, 어떠한 방법을 통해서 렌즈 물질의 질량이  $\sim 0.5M_\odot$ 로 매우 정확히 결정되었다고 가정하자. 이 질량은 암흑물질의 한 후보인 백색왜성과 일반적인 주계열성에 모두 해당하는 질량이므로 명확한 렌즈 물질의 정체에 대한 결론을 내리기 어렵게 된다. 따라서, 이를 보완할 수 있는 방법의 고안은 매우 중요하다.

식 (1)에 나타낸 렌즈 사건의 광도곡선은 렌즈가 단일 물질로 구성되어 있을 경우에만 적용된다. 그러나, 우리 은하를 구성하고 있는 별들의 상당 수가 쌍을 이루어 존재하고 있다는 것은 이미 잘 알려진 사실이다. 따라서, 일부 중력렌즈 사건은 쌍을 이룬 렌즈 물질(이후 쌍성 렌즈)에 의해 발생할 것으로 믿어지고, 또 이러한 사건들은 실제 관측을 통해 발견되었다 (Udalski et al. 1994; Dominik & Hirshfeld 1994, 1996; Mao & Di Stefano 1995; Alard, Mao, & Guibert 1995; Bennett et al. 1996; Rhie & Bennett 1996; Alcock et al. 1999). 쌍성 렌즈 사건은 한 렌즈에 의해 휘어진 빛이 다시 다른 렌즈에 의해 추가의 중력렌즈 현상을 겪게되어 단일 렌즈 사건과는 다른 형태의 광도곡선을 나타낸다 (보다 자세한 내용은 § 6 참조). 쌍성 렌즈 사건에서 가장 특이한 점은 'caustic'의 형성이다. 광원이 caustic의 위치에 놓일 경우 광원의 광량은 무한대( $\infty$ )가 된다. 따라서 caustic을 지나는 쌍성 렌즈 사건의 광도곡선은 갑작스런 광량의 증폭을 일으켜 단일 렌즈 사건의 광도곡선과 쉽게 구별된다. Caustic을 횡단하지 않는 렌즈 사건은 caustic을 횡단하는 사건 보다는 광도곡선의 변형이 작지만, 단일 렌즈 사건에서의 경우와 다르게 대칭성이 사라지게 된다. 이러한 쌍성 렌즈 사건의 관측은 렌즈와 광원에 대한 중요한 추가의 정보를 제공해 주므로 중요하다. 첫째, 쌍성 렌즈 사건의 경우, 쌍성을 구성하는 천체들 간의 질량비가 매우 큰 경우라도 caustic 횡단 확률은 상당히 크므로, 외부 항성에 존재하는 행성계를 검출할 수 있는 중요한 수단을 제공해 준다 (Mao & Paczyński 1991; Gould & Loeb 1992; Griest & Safizadeh 1998). 둘째, caustic 횡단 렌즈 사건의 경우, 유한한 크기를 가진 광원의 서로 다른 부분들이 caustic으로 부터 거리의 차이로 인하여 다른 증폭비를 나타내게 되는 데(차등 증폭), 이런 현상을 이용하면 limb darkening이나 흑점과 같은 광원의 표면 구조에 대해서 연구할 수 있다 (Albrow et al. 1999a). 셋째, 쌍성 렌즈 사건의 경우, 광원이 caustic을 횡단하는데 소요되는 시간을 측정할 수 있으므로, 이 정보와 사건 이후의 분광학적 후속 관측에 의해 결정된 광원의 반경에 대한 정보를 이용하면 렌즈의 고유 운동량을 측정할 수 있다. 쌍성 렌즈 사건을 통한 이런 중요 정보들은 관측된 광도곡선을 쌍성 렌즈에 대한 여러 모델들(예를 들

어 쌍성의 간격, 질량비 등등)에서 기대되는 이론적인 값과 비교하여 얻어진다. 하지만, 이 과정에서 필요한 수치들의 숫자가 너무 많기 때문에 발생하는 또 다른 측퇴 문제로 인해, 결과적으로 얻어진 정보들은 매우 불확실하게 된다 (Albrow et al. 1999b).

최근, 중력렌즈 현상을 이용하여 중요한 천문 정보를 추가적으로 획득하기 위해 고해상 측성장비를 이용한 중력렌즈 사건의 측성학적 관측이 심도있게 논의되고 있다. 본 연구인은 이번 논문에서 중력렌즈 사건을 측성학적으로 관측할 경우 기존의 측광학적 관측 방법을 통한 렌즈 물질의 특성 파악에 있어 발생하는 다음의 문제점들을 보완할 수 있음을 증명해 보인다. 첫째, 중력렌즈 사건의 측성학적 관측을 통해 렌즈 물리량의 측퇴문제를 해결하여, 렌즈 물질의 특성을 보다 정확히 파악할 수 있음을 보인다 (§ 3). 둘째, 측성학적 방법을 통한 중력렌즈 사건의 관측은 중력렌즈 실험에 있어 가장 중요한 오차원인 blending 문제로 부터 완전히 해방될 수 있어, 훨씬 향상된 정밀도로 렌즈 물리량을 결정할 수 있음을 보인다 (§ 4). 셋째, 중력렌즈 사건을 측성 관측 할 경우, 렌즈의 광량을 결정할 수 있게 되어 보다 명확한 렌즈 물질의 정체 규명이 가능해 짐을 보인다 (§ 5). 넷째, 쌍성 렌즈 사건의 측광 관측 시 발생하는 측퇴문제는 측성학적 관측을 통해 완전히 해소되므로 중력렌즈 사건의 관측을 통한 천문 정보의 추가 획득이 가능함을 보인다 (§ 6). 따라서 측성학적 중력렌즈 사건의 관측은 렌즈 물질에 대한 훨씬 향상된 정밀도의 풍부한 천문정보의 획득을 가능케 하여 은하 내 암흑물질의 특성 파악에 크게 기여할 것이다.

별과 같은 광원이 중력렌즈 현상을 겪을 경우, 광원의 렌즈와 광원을 잇는 직선 상에 두 개의 상으로 분리된다. 중력렌즈 사건 중 렌즈와 광원의 상대 운동으로 인하여 광원-렌즈 사이의 간격이 변하므로, 개개 상의 밝기와 위치는 사건의 진행과 함께 변하게 된다. 그 결과, 상의 광중심은 중력렌즈 현상을 겪지 않았을 때의 광원의 기준 위치로부터 이동하게 된다 (측성학적 광중심 이동). 측성학적 광중심 이동은 중력렌즈 사건의 렌즈 지수와 다음의 식으로 관계된다.

$$\delta\theta_c = \frac{\theta_E}{u^2 + 2} \left[ \left( \frac{t - t_0}{t_E} \right) \hat{x} + \beta \hat{y} \right]. \quad (3)$$

여기서  $\theta_E = r_E/D_{ol}$ 은 Einstein ring의 각반경을 나타내고, 단위 벡터  $\hat{x}$ 와  $\hat{y}$ 는 렌즈-광원의 횡단속도 벡터에 평행한 방향과 수직인 방향을 각각 나타낸다. 위 (3)식에서 광중심 이동의  $x$ 와  $y$  구성성분을 각각  $x = \delta\theta_{c,x}$ 와  $y = \delta\theta_{c,y} - b$ 으로 대치하고, 새로운 값  $a$ 와  $q$ 를

$$a = \frac{\theta_E}{2(\beta^2 + 2)^{1/2}} \quad (4)$$

과

$$q = \frac{\beta}{(\beta^2 + 2)^{1/2}} \quad (5)$$

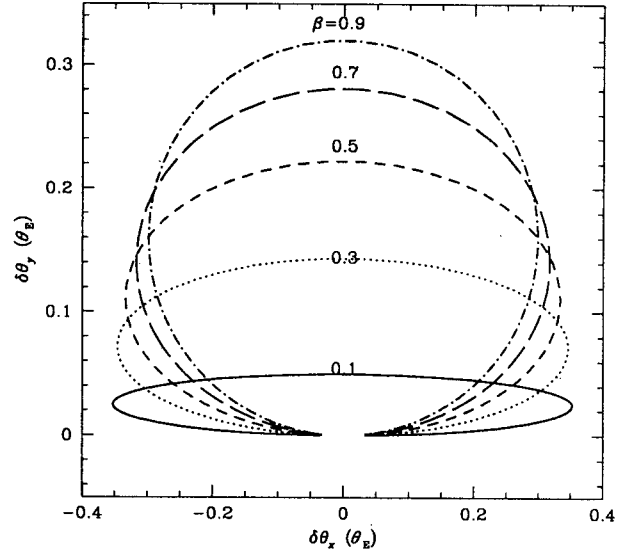


그림 1.— 중력렌즈 사건의 측성학적 타원. 중력렌즈 사건이 발생 시, 광원 상의 광중심은 렌즈 사건을 겪지 않았을 경우의 광원의 위치(여기서는 원점)를 기준으로 타원의 궤적을 따라 이동한다. 측성학적 타원의 모양(즉, 축의 비)은 렌즈-광원 사이의 최단거리( $\beta$ )의 값에 따라 달라진다.

으로 정의하면, 두 좌표는

$$x^2 + \frac{y^2}{q^2} = a^2 \quad (6)$$

의 식으로 관계됨을 알 수 있다. 따라서 광중심은 중력렌즈 사건동안 타원의 궤적을 (측성학적 타원) 따라 움직이게 된다 (Walker 1995). 그림 1은 렌즈-광원 사이의 여러 최단 거리( $\beta$ )를 가진 렌즈 사건에서 예상되는 측성학적 타원의 모습을 보여준다.

## 2. 중력렌즈 사건의 측성학적 특성

은하 단위의 거리에 위치한 광원이 태양 단위 질량의 렌즈 물질에 의해 발생하는 미시 중력렌즈 현상의 경우, 분리된 상들 간의 간격이 불과 수 milli-arcsec밖에 되지 않아 직접적으로 분리된 상을 관측하기가 불가능 하다. 하지만 NASA에서 2005년 발사 예정인 *Space Interferometry Mission*(SIM) 그리고 *Very Large Telescope*(VLT)이나 Keck과 같은 지상의 대형 망원경에 설치될 고해상 측성장비를 사용할 경우, 비록 분리된 상을 직접 관측할 수는 없지만 광중심의 이동은 관측할 수 있게 된다 (Boden, Shao, & Van Buren 1998).

## 3. 측퇴 문제의 해결

이미 서론에서 언급한 바와 같이 렌즈 물질의 정확한 특성을 파악함에 있어 해결해야할 가장 중요한 문제는 렌즈 물리량의 측퇴문제이다. 중력렌즈 물리량의 측퇴문제를 해

결하기 위한 노력은 크게 두 가지 측면에서 접근되었다. 첫 번째 방법은 중력렌즈 사건을 서로 멀리 떨어진 다른 지점에서 관측할 경우 발생하는 시차효과를 이용한 방법이다 (Gould 1994b). 시차 효과에 의한 광도곡선의 변형을 관측하면 광원 평면에 투영된 Einstein ring [투영 Einstein ring  $\tilde{r}_E = (D_{ol}/D_{ls})r_E$ ]의 반경을 구할 수 있다. 이렇게 투영 Einstein ring 반경이 측정될 경우, 렌즈-광원의 투영 속도는 렌즈사건의 Einstein 시간치를 이용하면  $\tilde{v} = \tilde{r}_E/t_E$ 로 구해진다. 렌즈 사건의 광학적 관측을 통해 얻어진 Einstein 시간치의 경우 렌즈의 3가지 물리량에 관계되는 반면,  $\tilde{v}$ 의 경우 렌즈의 질량과 위치에만 관계되므로 렌즈 물리량은 훨씬 높은 정확도로 결정될 수 있다 (Han & Gould 1995).

두 번째 접근 방식은 렌즈의 고유 운동량( $\mu$ )을 측정하는 방법이다. 렌즈의 고유 운동량은 렌즈가 광원에 매우 가까이 접근할 때 발생하는 유한 광원 효과를 이용한 방법 (Gould 1994a; Nemiroff & Wickramasinghe 1994; Witt & Mao 1994; Maoz & Gould 1994; Loeb & Sasselov 1995; Witt 1995; Peng 1997), 달의 차폐 (lunar occultation)를 이용한 방법 (Han, Narayanan, & Gould 1996), 광원이 쌍성으로 구성된 렌즈 사건의 광도 곡선을 분석하는 방법 (Han & Gould 1997) 등 다양한 방법이 제시되었다. Einstein ring 반경은 고유 운동량에  $\theta_E = \mu t_E$ 으로 관계되므로, 고유 운동량을 측정함으로써  $\theta_E$  또한 결정할 수 있다. 렌즈의 투영 속도와 고유 운동량이 동시에 구해 질 경우 렌즈 물리량의 측퇴 문제는 완전히 해결되어 아래의 식으로 구해진다.

$$\begin{cases} M = (c^2/4G)t_E^2\tilde{v}\mu, \\ D_{ol} = D_{os}(\mu D_{os}/\tilde{v} + 1)^{-1}, \\ v = [\tilde{v}^{-1} + (\mu D_{os})^{-1}]^{-1}. \end{cases} \quad (7)$$

하지만,  $\mu$ 를 측정하기 위한 이 방법들은 아주 특별한 경우의 렌즈 사건에만 적용될 수 있다는 중요한 단점을 가지고 있다.

중력렌즈 사건의 Einstein ring 반경은 렌즈 사건을 측정 관측함으로써 또한 측정될 수 있다. 이것은 Einstein ring 반경이 측정학적 타원의 장축의 길이에 직접적으로 비례하기 때문이다 (식 4 참조). 측정학적 Einstein ring 반경의 측정은 기타 다른 방법과 비교해 볼 때, 일반적인 렌즈 사건에 대해서 적용할 수 있다는 장점을 가지고 있다 (Høg, Novikov, & Polarev 1995; Paczyński 1998).

이 장에서는 중력렌즈 사건을 측정학적 방법으로 관측함으로써, 렌즈 물질의 특성을 가장 잘 나타내어 주는 질량이 얼마나 잘 결정될 수 있는지를 알아본다. 이를 위하여 여러 질량의 렌즈에 의해 발생하는 중력렌즈 사건을 모의 실험을 통해 발생시키고, 이 사건에서의 광원 이동과 여러 물리량을 가진 렌즈에 의해 발생하는 모델 사건에서 예상되는 광원 이동을 통계적으로

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma_{\delta\theta_c}^2} \sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \{[\delta\theta_{c,x}(t_i) - \delta\theta_{c0,x}(t_i)]^2 + [\delta\theta_{c,y}(t_i) - \delta\theta_{c0,y}(t_i)]^2\} \quad (8)$$

과 같이 비교함으로써 렌즈 사건의 측정 관측에 의해 결정될 Einstein ring 반경의 오차  $\Delta(\theta_E/\theta_{E,0})$ 를 결정하였다. 여기서  $N_{\text{obs}}$ 는 관측 횟수를, 그리고  $(\delta\theta_{c0,x}, \delta\theta_{c0,y})$ 와  $(\delta\theta_{c,x}, \delta\theta_{c,y})$ 는 모의 렌즈 사건과 모델 렌즈 사건에서의 광중심 이동량을 나타낸다. 렌즈 사건에 의한 광원의 이동은 SIM의 성능에 준하여  $\sigma_{\delta\theta_c} = 0.01$  milli-arcsec (<http://huey.jpl.nasa.gov/sim>)의 오차로 측정된다고 가정하였다. 측정 오차  $\Delta(\theta_E/\theta_{E,0})$ 의 관측 전략에 따른 의존성을 알아보기 위해서, 우리는 먼저 moderate한 관측 조건과 좀 더 향상된 관측 조건에서 기대되는 오차를 별도로 계산하였다. Moderate한 조건 하에서는 렌즈 사건의 측정 관측이  $-0.4t_E \leq t_{\text{obs}} \leq 3.0t_E$  동안 평균 1회의 빈도로 이루어진다고 가정하였다. 관측 시점의 시작과 끝이 비대칭인 이유는 측광 관측에 의해 먼저 검출된 렌즈 사건에 대해 측정 관측이 후속적으로 이루어 지기 때문이다. 측광에 의해 렌즈 사건이 검출되었을 때는 이미 사건은 진행 중일 것이다. 그리고, 좀 더 향상된 관측 조건에서는 관측의 빈도를 2회로 높여 오차를 결정하였다. 결정된 Einstein ring 반경의 오차는  $3\sigma$  (즉  $\Delta\chi^2 = 9$ ) 수준에서 결정하였다.

모의 중력 렌즈 사건의 지수 (즉,  $t_E$ 와  $\theta_E$ )는 은하 내 물질의 물리적/역학적 분포의 모델에서 가장 빈번히 예상되는 값들을 사용하였다. 이를 위하여 은하 내 렌즈 물질의 횡단 속도의 역학적 모델은

$$f(v_i) \propto \exp\left[-\frac{(v_i - \bar{v}_i)^2}{2\sigma_{v_i}^2}\right], \quad i \in \{y, z\}. \quad (9)$$

의 표준 분포로 가정 하였으며, 유형별 렌즈 사건에 따른 분포의 평균값과 표준 편차는 표 1에 나타내었다. 여기서,  $y$ 와  $z$ 는 횡단 속도의 두 구성 성분으로서, 중심 팽대부 방향으로 검출될 렌즈 사건의 경우 은하 면에 평행하고 수직 한 두 성분을, 마젤란 성운 방향으로 검출될 사건의 경우에는 임의의 두 방향을 나타낸다. 은하를 구성하는 구조물들 내에 존재하는 렌즈 물질의 물리적 분포 모델은 표 2에 나타내었다. 반면,  $\beta$ 의 경우 광원의 이동량에 영향을 미치지 못하므로  $\beta = 0.5$ 의 고정된 값을 사용하였다.

계산에 의해 결정된 Einstein 반경의 결정 오차와 렌즈 질량과의 관계는 그림 2에 나타내었다. Moderate한 관측 조건 하에서 결정된  $\Delta(\theta_E/\theta_{E,0})$ 의 값은 가는 선으로 표시하였고, 렌즈 사건의 유형에 따라 선의 종류를 달리하여 표시하였다. 향상된 관측 조건 하에서 결정된 Einstein ring의 측정 오차는 굵은 실선으로 나타내었고, 은하 내에서 발생하는 사건의 유형 중 가장 흔한 팽대부-팽대부 사건

표 1.— 은하 내 렌즈 물질의 횡단 속도에 대한 역학적 모델. 횡단 속도는 표준 분포로 가정되었으며, 열거된 값들은 각 분포의 평균값과 표준 편차이다. 거리 요소  $D$ 는  $D = D_{ol}D_{ls}/D_{os}$ 를 나타낸다.

사건 유형	구성 요소	$\bar{v}_i$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\sigma_{v_i}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
팽대부-팽대부	$y$	$-220(1 - D)$	$[100^2(1 + D)^2]^{1/2}$
	$z$	0	$[100^2(1 + D)^2]^{1/2}$
원반-팽대부	$y$	$220D$	$[30^2 + 100^2D^2]^{1/2}$
	$z$	0	$[20^2 + 100^2D^2]^{1/2}$
헤일로-마젤란 성운	$y$	0	$250/\sqrt{2}$
	$z$	0	$250/\sqrt{2}$

표 2.— 은하 내 렌즈 물질의 물리적 분포 모델.  $s^4 = R^4 + (z/0.61)^4$ ,  $R = (x^2 + y^2)^{1/2}$ 을 나타내며,  $x$ 와  $z$ 는 각각 은하 중심부로의 시선 방향과 은하 원반에 수직인 성분을 나타낸다. 적용된 은하 중심까지의 거리는  $R_0 = 8 \text{ kpc}$ 이며  $K_0$ 는 변형 Bessel 함수를 나타낸다.

은하 구성 구조물	분포 ( $M_\odot \text{ pc}^{-3}$ )
원반	$\rho(R, z) = 0.06 \exp\{-[(R - R_0)/3500 + z/325]\}$
중심 팽대부	$\rho(s) = 1.04 \times 10^6 (s/0.482)^{-1.85}$ (for $s < 938 \text{ pc}$ ) $\rho(s) = 3.53K_0(s/667)$ (for $s \geq 938 \text{ pc}$ )
헤일로	$\rho(r) = 7.9 \times 10^{-3} (r_c^2 + R_0^2)/(r_c^2 + r^2)$

에 대해서만 결정하였다. 그림의 분석을 통해 다음의 사실들을 발견할 수 있다.

1. 렌즈 사건의 측정 관측에 의해 결정될 Einstein ring 반경의 오차는 사건을 발생시킨 렌즈 물질의 질량이 감소함에 따라 급격히 증가한다.
2. 향상된 관측 전략을 적용함으로써 결정될 Einstein ring 반경의 측정 오차를 상당히 감소시킬 수 있다.
3. 질량이  $\sim 0.1M_\odot$  이상인 렌즈에 의해 발생한 원반-팽대부, 헤일로-마젤란 성운 렌즈 사건의 경우, moderate한 관측 조건 하에서 Einstein ring 반경은  $\Delta(\theta_E/\theta_{E,0}) \lesssim 10\%$ 의 정밀도로 측정 가능하다.
4. 원반-원반 렌즈 사건의 경우 예상되는 오차는 다른 유형의 렌즈 사건에 비해 상대적으로 큰  $\Delta(\theta_E/\theta_{E,0}) \sim 25\%$  정도 일 것으로 예상된다. 하지만, 공격적인 관측 전략을 적용할 경우 오차는 상당히 낮아질 수 있음을 알 수 있다.

#### 4. 측정학적 blending 문제의 보정

Blending 효과는 blend되는 빛의 근원에 따라 몇 가지 유형으로 분류된다. 첫 째, '일반 blending'은 측광 관측 한계

보다 밝은 광원이 주변의 해상되지 않는 많은 어두운 별들로부터의 광량에 의해 영향을 받을 경우를 지칭한다. 둘째, 렌즈가 암흑물질이 아니라 밝은 별일 경우, 렌즈 자체로부터의 빛이 blending에 기여하게 된다: '밝은 렌즈 blending' (Kamionkowski 1995; Buchalter & Kamionkowski 1997; Nemiroff 1997; Han 1998). 세 째, 중력렌즈 실험은 일정 광도보다 밝아서 해상되는 별만을 검색하므로 어두운 별이 렌즈 현상을 겪을 경우 검출될 수 없을 것으로 흔히 생각된다. 하지만 어두운 광원이 검색 중인 광원에 매우 근접하게 위치하고 증폭량이 상당할 경우, 어두운 별로부터의 광량은 검색성의 광량을 증폭시켜 검출될 수 있다. 이 경우, 관측자는 발생한 사건의 광원이 밝은 검색성인 것으로 잘못 알게 되고, 이로 인해 계산된 증폭비는 실제의 것과 상당히 달라지게 된다. 그 결과, 체계적으로 저증폭 렌즈 사건이 더 많이 발생하게 되는 것처럼 보이게 된다. 이러한 중력렌즈 실험의 경향을 증폭 편중 현상이라고 하며, 이 현상에 의한 blending 효과를 '증폭 편중 blending'이라 칭한다 (Bouquet 1993; Han 1997; Alard 1997). 마지막으로, 광원이 쌍성으로 구성되어 있을 경우에도 blending 현상은 발생한다: '쌍성 blending'. 대부분의 쌍성 광원 렌즈 사건의 경우 오직 한 별만이 중력렌즈 현상을 겪게 되고 쌍성의 다른 구성 별로 부터의 광량은 단지 blending에만 기

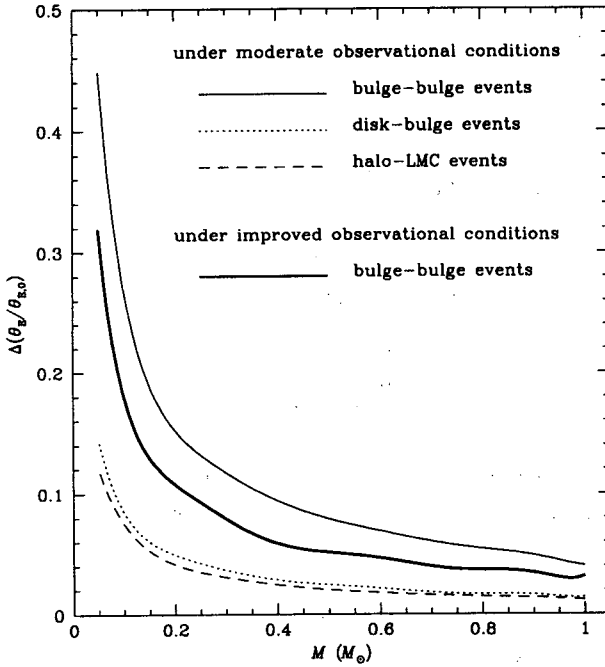


그림 2.— 중력렌즈 사건의 측정학적 관측을 통해 결정된 Einstein ring 반경의 오차와 렌즈 사건을 발생시킨 렌즈 물질의 질량과의 관계. Han & Chang(1999)으로 부터 발췌. 저작권을 소유한 Royal Astronomical Society의 허가를 받아 재생함.

여하게 된다 (Dominik 1999; Han & Jeong 1997).

Blending 현상은 현재 행해지고 있는 측광 방식의 중력 렌즈 실험을 통해 Einstein 시간치를 구하는 데 있어 가장 중요한 오차원으로 작용한다. Blending의 영향을 겪은 렌즈 사건의 광도곡선은

$$A_{\text{obs}} = \frac{A_0 F_0 + B}{F_0 + B} = \frac{A_0 + B/F_0}{1 + B/F_0} \quad (10)$$

으로 원래의 증폭비보다 낮아지게 된다. 여기서  $F_0$ 와  $B$ 는 각각 중력렌즈 현상에 의한 증폭을 겪기 이전의 광원의 광량과 blend된 광량을 나타내고,  $A_0$ 는 blending 현상을 겪지 않았을 경우의 광량의 증폭비를 나타낸다. Blending의 문제점은 측광 관측으로 구해진 광도곡선 만으로는 렌즈 사건이 blending 현상을 겪었는 지를 알 수 없다는 것이다. 그 이유는 blending에 의해 변형된 렌즈 사건의 광도곡선이 다른 렌즈 지수에 의해 발생한 렌즈 사건의 광도곡선과 구별되지 않기 때문이다. Blending의 영향을 겪은 광도곡선을 그 영향을 알아채지 못하고 식 (1)의 표준 광도곡선으로 곡선 맞추기를 통하여 렌즈 지수를 결정할 경우, 결정된 Einstein 시간치  $t_{E,\text{obs}}$ 는 원래의 값  $t_E$ 로 부터 아래에 나타내어진 식으로 달라지게 된다.

$$t_{E,\text{obs}} = t_E \left( \frac{\beta_{\text{th}}^2 - \beta^2}{\beta_{\text{th},0}^2 - \beta_{\text{obs}}^2} \right)^{1/2} \quad (11)$$

여기서  $\beta$ 와  $\beta_{\text{obs}}$ 는 blending 영향이 없을 경우와 있을 경우에 측정된 렌즈-광원의 최소 접근 거리를 나타낸다. 렌즈 사건이 검출되기 위해서는 렌즈와 광원이 가까이 접근해야 한다. Blending의 영향이 없을 경우 이 값은  $\beta_{\text{th},0} = 1.0$ 이다.  $\beta$ 는  $r_E$ 로 표준화된 렌즈-광원 간의 최소 근접 거리를 나타내므로, 즉 광원이 렌즈 주변의 Einstein ring 안으로 들어와야 함을 의미한다. 하지만 blending의 영향으로 증폭비가 낮아지므로, 검출되기 위해서 광원은 렌즈에 더 가까이 접근하여 더 높은 증폭을 일으켜야만 검출될 수 있다.  $\beta_{\text{th}}$ 는 blending에 의해 짧아진 렌즈 사건 검출을 위한 렌즈-광원의 최대 접근 거리를 나타내고, 사건 검출 최소 증폭비  $A_{\text{th},0} = 1.34$ 와

$$\beta_{\text{th}} = \left[ 2(1 - A_{\text{th}}^{-2})^{-1/2} - 2 \right]^{1/2},$$

$$A_{\text{th}} = A_{\text{th},0}(1 + B/F_0) - B/F_0 \quad (12)$$

의 식으로 관련되어 진다. Blending의 결과 관측된 Einstein 시간치는 원래의 값보다 체계적으로 짧아지게 되며, 즉  $t_{\text{obs}} \leq t_E$ , 이로 인해 결정된 렌즈 질량의 값은 과소평가되고 잘못된 렌즈 증폭의 확인을 야기하게 된다.

하지만 중력렌즈 사건을 SIM과 같은 고해상 측성 장비를 사용하여 관측할 경우, 거의 모든 유형의 blending 효과를 보정해 줄 수 있고, 따라서 보다 정확한 렌즈 물질의 특성 파악을 가능케 해 줄 수 있다. SIM의 광학적 원리는 두개의 굴절한계(diffraction-limited)의 원형 망원경으로 모형화 할 수 있다. 굴절한계를 가정할 수 있는 이유는 SIM을 통한 관측이 지구 대기의 영향을 받지 않은 우주 공간에서 이루어 질 것이기 때문이다. 이 경우 예상되는 별의 점 분산함수(point spread function)의 형태는

$$I(\theta) = I_0 \left[ \frac{2J_1(\pi\theta D/\lambda)}{\pi\theta D/\lambda} \right]^2 \cos^2 \left( \frac{\pi\theta d}{\lambda} \right) \quad (13)$$

으로 나타내어진다(Hecht 1998). 여기서  $I_0$ 는 점 분산함수 중앙 fringe 무늬의 중심 광도를,  $d$ 는 두 망원경 사이의 간격을,  $D$ 는 각 망원경의 직경을,  $\theta$ 는 점 분산함수 중심으로 부터의 각거리를,  $J_1$ 은 1차 Bessel 함수를 나타낸다. 식 (13)에서  $\cos^2$ 을 포함한 부분은 점 분산함수에 나타나는 fringe 무늬를 나타내며,  $J_1$ 을 포함한 부분은 두 망원경 중 한 망원경으로 광원을 관측했을 때 나타나는 점 분산함수의 형태로서, fringe 무늬의 가장자리(envelope)와 일치한다. SIM의 경우 두 거울 사이의 반경은  $d = 10$  m 이며, 각 거울의 직경은  $D = 0.3$  m이다.

식 (13)과 SIM의 재원을 기초로 하여 우리는 blending된 광원을 SIM을 이용하여 측성 관측할 때 예상되는 점 분산함수를 계산하여 그림 3에 나타내었다. 모든 경우에 대해서 blend된 광량은 렌즈 현상을 겪은 광원의 50%로 가정하였다. 그림에서 왼쪽 위 패널은 blending이

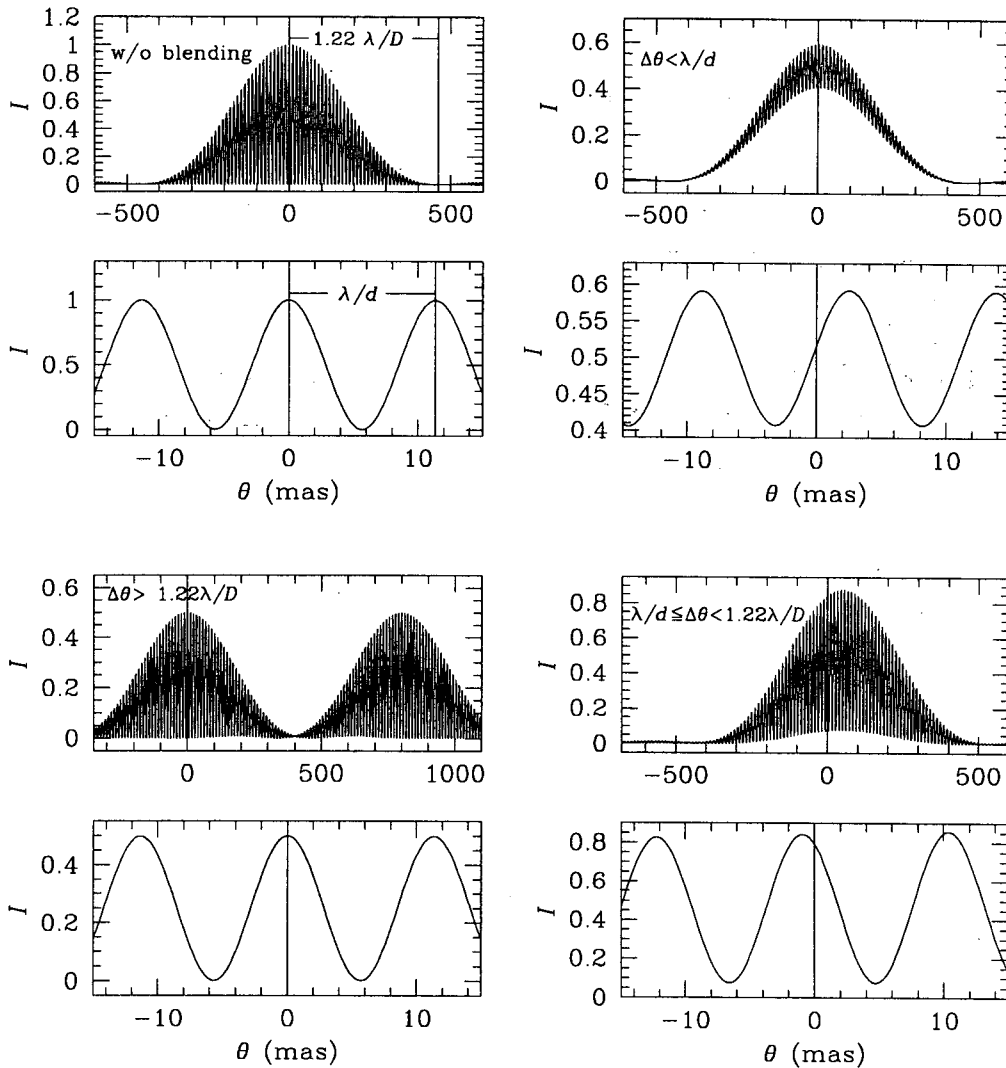


그림 3.— SIM으로 여러 간격으로 분리된 광원을 측광 관측 하였을 때 예상되는 광원의 점 분산함수의 모습. Fringe 무늬의 유형을 더 잘 보기 위하여 각 경우 중앙부 지역을 확대하여 아래 패널에 따로 제시하였다. 모든 경우에 대하여 blend된 광원은 렌즈 현상을 겪은 광원의 50%로 가정하였다. Han & Kim(1999)으로 부터 발췌. 저작권을 소유한 Royal Astronomical Society의 허가를 받아 재생함.

없을 경우의 점 분산함수를 나타내며, 연속된 패널은 렌즈 현상을 겪은 별과 blend된 별 사이의 간격  $\Delta\theta$ 가 서로 다른  $\Delta\theta \geq 1.22\lambda/D$ ,  $\Delta\theta < \lambda/d$ , 그리고  $\lambda/d \leq \Delta\theta < 1.22\lambda/D$ 의 세 영역에서의 점 분산함수를 나타낸다. 그리고, 모든 경우에 대해서 blend된 광원은 렌즈 현상을 겪은 광원의 50%로 가정하였다. 각 영역에서 나타난 점 분산함수를 분석한 결과는 아래와 같이 요약된다.

망원경보다 높은 해상력을 가지기 때문이다. 이 영역은 물리적으로 서로 연결되어 있지 않고 우연히 같은 방향으로 놓인 별들 사이의 간격에 해당한다. 이런 blending의 유형은 일반 blending과 증폭 편중 blending이다. 따라서, 이런 유형의 blending 효과에 의해서 영향을 받은 렌즈 사건의 경우, 측광 관측을 통하여 그 영향을 완전히 보정할 수 있다.

1. 영역 1 ( $\Delta\theta \geq 1.22\lambda/D \sim 0.5$  arcsec): 이 경우 각 별의 점 분산함수의 fringe 무늬의 가장자리가 완전히 분리되므로 두 별의 상은 쉽게 해상될 수 있다(그림 3의 아래 왼쪽 패널). 이는 비록 SIM에 탑재될 망원경의 직경이 작지만, 우주 공간에서의 관측으로 굴절한계 영역에서의 관측이 가능하여 지상의 대형

2. 영역 2 ( $\Delta\theta < \lambda/d \sim 10$  mas): 이 영역은 매우 근접하여 위치한 별에 의해 blending이 발생하는 경우로서, 쌍성 blending이 이 영역에 해당한다. 이 경우 각 별의 분산함수의 fringe 무늬 가장자리가 서로 완전히 중첩되어 영역 1과 같은 방법으로는 blend된 별의 존재를 확인할 수 없다(그림 3의 오른쪽 위 패널).

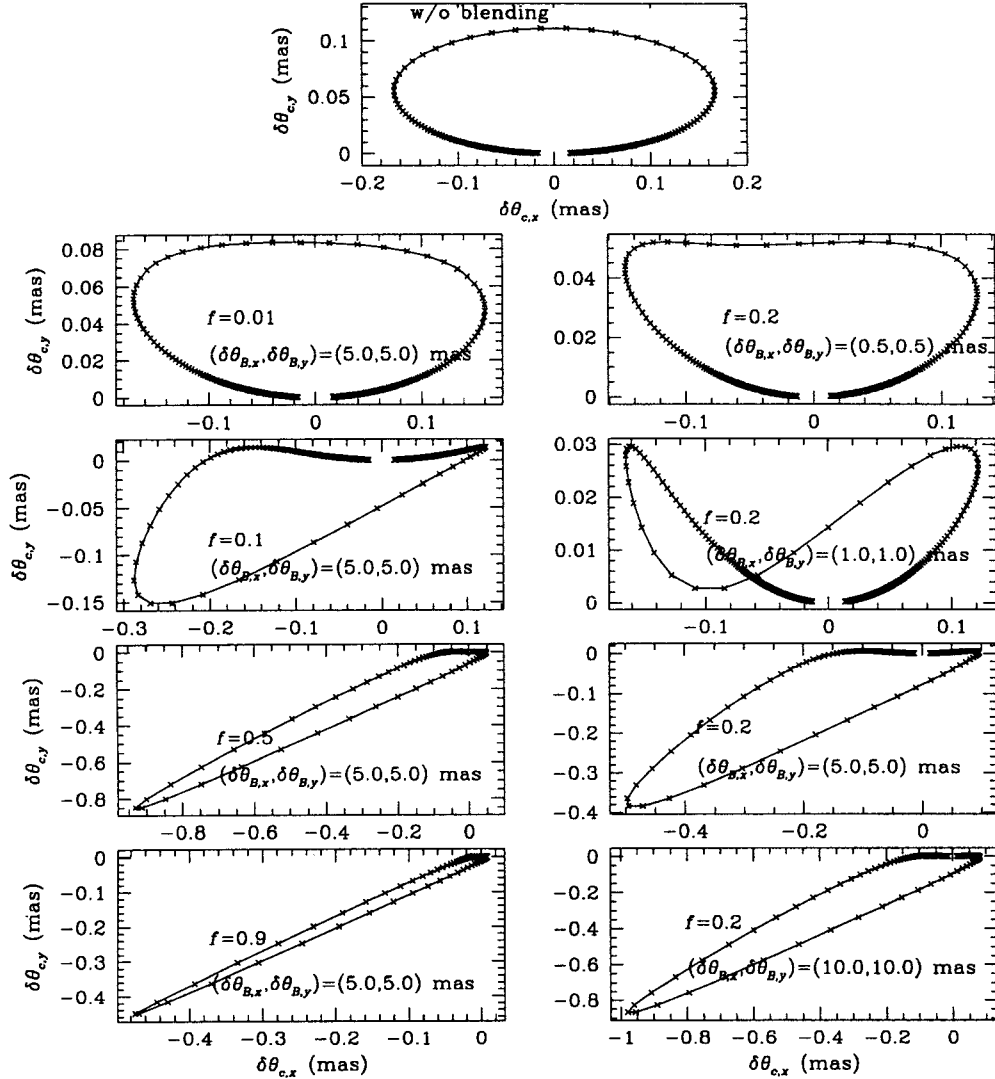


그림 4.— 쌍성 광원 렌즈 사건에서 blending 효과에 의해 일그러진 광중심 이동 궤적. 맨 위의 패넬은 blending이 일어나지 않았을 경우의 이동 궤적(즉 측성학적 타원)을 나타내고, 왼쪽과 오른쪽 패넬에 각각 나타낸 일련의 궤적들은 blend된 별의 광도비가 커짐에 따라, 또 두 광원 간의 거리가 변함에 따라 달라지는 궤적의 여러 변형 형태를 보여준다. Han & Chang(1999)로부터 발췌. 저작권을 소유한 *Royal Astronomical Society*의 허가를 받아 재생함.

하지만, 이 경우 중심 fringe의 위치가 blending의 영향을 겪지 않은 렌즈 사건의 경우와 달라지게 되어 blend된 별의 광량과 위치를 확인할 수 있다. 쌍성과 같이 매우 인접한 별에 의해 blending 현상이 발생할 경우, 광원 상의 중심 이동은 blending 영향이 없을 경우의 이동량인  $\delta\theta_c$ 와 아래와 같은 관계식으로 나타내어진다.

$$\delta\theta_{c,obs} = \frac{1-f}{f+A_0(1-f)} \left[ A_{abs}\delta\theta_c - f\delta\theta_B(A_0-1) \right] \quad (14)$$

위 식에서  $f=B/(F_0+B)$ 로서 blend된 광량의 비를 나타내고,  $\delta\theta_B$ 는 blend된 별에 의해 발생하는 광중심의 이동을 나타낸다. 중력렌즈 현상에 의한 광

중심의 이동  $\delta\theta_c$ 는 타원의 궤적을 따라 움직이는 반면, blend된 별에 의한 광중심의 이동  $\delta\theta_B$ 는 blend된 별 방향으로의 직선 상 궤적을 따라 움직인다. 따라서, blend된 렌즈 사건에서 발생하는 광중심의 이동 궤적은 타원과 직선 궤적의 조합으로 나타난다. 그림 4는 쌍성 광원 렌즈 사건에서 blending 효과에 의해 일그러진 광중심 이동 궤적을 보여준다. 맨 위의 패넬은 blending이 일어나지 않았을 경우의 이동 궤적(즉, 측성학적 타원)을 나타내고, 왼쪽과 오른쪽 패넬에 각각 나타낸 일련의 궤적들은 blend된 별의 광도비가 커지고, 또 두 광원 간의 거리가 변함에 따라 달라지는 궤적의 여러 변형 형태를 보여준다. 그림을 통해 매우 작은 광량비와 매우 근접한 별에 의



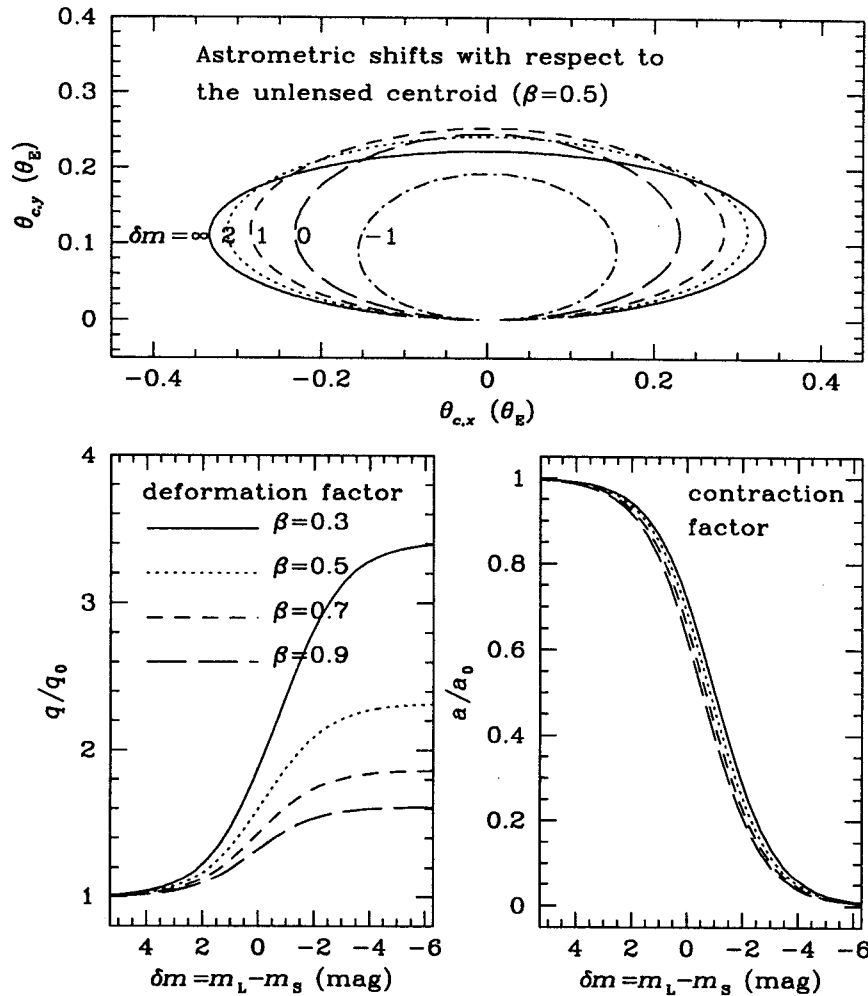


그림 5.— 밝은 렌즈에 의해 변형된 광중심의 궤적. 위 패널에서 실선으로 그려진 궤적은 암흑렌즈 사건의 경우에 해당하는 측성학적 타원을, 그리고 다른 유형의 선으로 그려진 궤적은 동일 렌즈 사건이 밝은 렌즈에 의해 발생할 경우의 광중심 궤적을 나타낸다. 각 궤적에 표시된 값들은 렌즈와 광원의 등급차  $\delta m = m_L - m_S$ 를 나타낸다. 밝은 렌즈 사건의 광중심 이동 궤적 또한 암흑 렌즈 사건의 경우와 같이 타원의 궤적임을 알 수 있다. 아래 패널들은 렌즈의 밝기에 따라 타원 궤적의 축비와 장반경이 암흑 렌즈의 경우에 비해 어떻게 달라지는 가를 나타낸다. 렌즈가 밝아질수록 타원 궤적은 둥글어지며, 궤적 장반경은 줄어든다. Jeong, Han, & Park(1999)으로 부터 발췌. 저작권을 소유한 American Astronomy Society의 허가를 받아 재생함.

해 발생된 blending 효과의 경우에도 측성학적 타원의 일그러짐은 쉽사리 검출될 수 있음을 알 수 있다.

- 영역 3 ( $\lambda/d \leq \Delta\theta < 1.22\lambda/D$ ): 이 영역의 경우 두 광원의 점 분산함수의 중심 fringe와 가장자리 모두가 조금씩 어긋나게 된다 (그림 3의 오른쪽 아래 패널). 두 광원의 점 분산함수 가장자리의 중심은 두 별 사이의 광량비로 무게를 고려하여 구한 광중심에 해당한다. 따라서, 영역 2에서의 중심 fringe 이동을 관측할 필요없이 가장자리 이동의 측정 만으로도 blending을 검출할 수 있다. 이 영역에는 분리각이 매우 큰 쌍성 광원 렌즈 사건과 매우 가까이 위치한 별에 의한 일반 blending이 해당된다.

위 세 영역에는 밝은 렌즈에 의해 발생하는 blending의 렌즈 사건을 제외하고는 모든 경우의 blending 유형이 포함된다. 따라서, 렌즈사건의 측성 관측을 통하여 거의 모든 유형의 blending 효과가 보정될 수 있게되어, 중력렌즈 실험의 정밀도를 향상시킬 수 있음을 의미한다. 그리고 밝은 렌즈 사건의 경우도 blending 효과를 보정할 수 있음은 다음 장에서 보인다.

### 5. 렌즈 물질의 광량 결정

윗 장에서도 언급하였듯이, 측광 관측을 통한 중력렌즈 사건의 관측으로는 렌즈가 암흑물질 또는 별에 의해 발생하였는 지를 분별할 수 없다. 따라서, 정밀한 관측을 통하여 렌즈의 물리량이 작은 오차로 결정되었다 하더라도, 렌즈

물질의 특성을 확실히 결론 지을 수 없게 된다. 본 장에서는 중력렌즈 사건의 특성 관측을 통하여 렌즈 물질의 광량을 결정할 수 있음을 보인다.

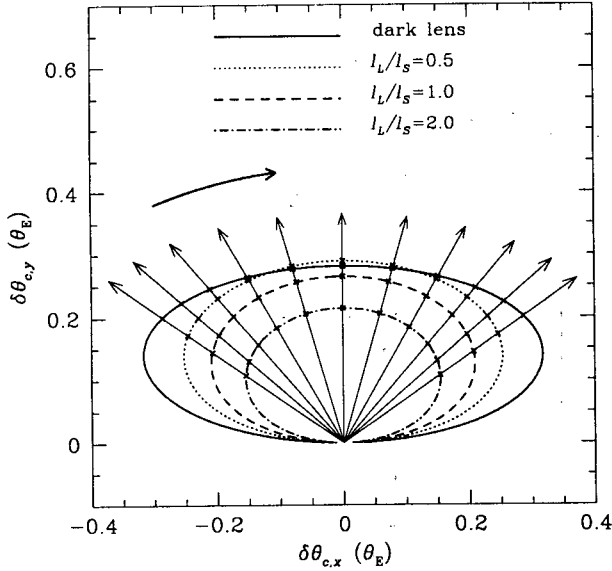


그림 6.— 밝은 렌즈 사건에서의 광중심 이동. 각 궤적은 렌즈의 여러 밝기에 해당하는 광중심의 이동 궤적이며, 각 궤적 상의 'x' 표시는 동일 시점에서의 광중심의 위치를 나타낸다. 광원의 겉보기 중심으로 부터 뻗은 화살은 각 궤적 상에서 동일 시점의 광중심으로의 위치 벡터를 나타낸다. 렌즈의 밝기에 관계없이 동일한 시점에 동일한 방향으로 광중심이 위치함을 알 수 있다. Han & Jeong(1999)으로부터 발췌. 저작권을 소유한 Royal Astronomical Society의 허가를 받아 재생함.

밝은 렌즈 사건의 경우, 렌즈 자체의 광량에 의해 암흑 렌즈 사건의 특성학적 타원의 형태가 변형된다. 렌즈로부터의 광량은 광중심의 결정에 있어 2가지 측면에서 영향을 준다. 첫째, 렌즈 사건 중 광중심은 분리된 두 상간의 광중심이 아니라 렌즈까지도 포함한 광중심이 된다. 둘째, 암흑 렌즈 사건의 경우 특성 관측의 기준점은 렌즈 사건 이전의 광원의 위치이지만, 밝은 렌즈 사건의 경우 광원과 렌즈의 광중심이 기준이 된다. 이 두 가지 효과를 고려할 경우 밝은 렌즈 사건의 광중심 이동은 아래의 식으로 나타내어진다.

$$\vec{\delta\theta}_c = D \frac{\theta_E}{u^2 + 2} \left[ \left( \frac{t - t_0}{t_E} \right) \hat{x} + \beta \hat{y} \right]. \quad (15)$$

여기서 왜곡 요소  $D$ 는 렌즈/광원의 광량비  $l_L/l_S$ 에

$$D \left( u, \frac{l_L}{l_S} \right) = \quad (16)$$

$$\frac{1 + (l_L/l_S) + (l_L/l_S) [(u^2 + 2) - u(u^2 + 4)^{1/2}]}{[1 + (l_L/l_S)] [1 + (l_L/l_S)u(u^2 + 4)^{1/2}/(u^2 + 2)]}.$$

으로 관계된다.

그림 5는 밝은 렌즈에 의해 변형된 광중심 이동 궤적의 예를 보여준다. 위 패널에서 실선으로 그려진 궤적은 암흑렌즈 사건의 경우에 해당하는 특성학적 타원을, 그리고 다른 유형의 선으로 그려진 궤적들은 동일 렌즈 사건이 밝은 렌즈에 의해 발생할 경우의 광중심 이동 궤적을 나타낸다. 각 궤적에 표시된 값들은 렌즈와 광원의 등급차  $\delta m = m_l - m_s$ 를 나타낸다. 이 그림에서 발견할 수 있는 재미 있는 사실은 밝은 렌즈 사건의 광중심 이동 궤적 또한 암흑 렌즈 사건의 경우와 같이 타원의 형태를 가진다는 것이다. 타원 궤적의 변형으로 부터 blend된 별의 존재를 확인하려는 의도에서 보면 이것은 좋은 소식이 되지 못한다. 왜냐하면 관측된 궤적이 타원이므로 밝은 렌즈의 존재를 도무지 알 수가 없기 때문이다. 따라서 관측된 타원 궤적을 암흑 렌즈 사건으로 오인할 것이고, 식 (4)와 (5)를 적용하여 구해진 Einstein ring 반경은 원래의 값과 다른 잘못된 값이 될 것이기 때문이다. 그림 5의 아래 패널들은 렌즈의 밝기에 따라 타원 궤적의 축비와 장반경이 암흑 렌즈 사건의 경우에 비해 어떻게 달라지는 가를 보여준다. 렌즈가 밝아질수록 타원 궤적은 등글어지며 (축비가 증가하며), 궤적 장반경은 줄어들음을 알 수 있다.

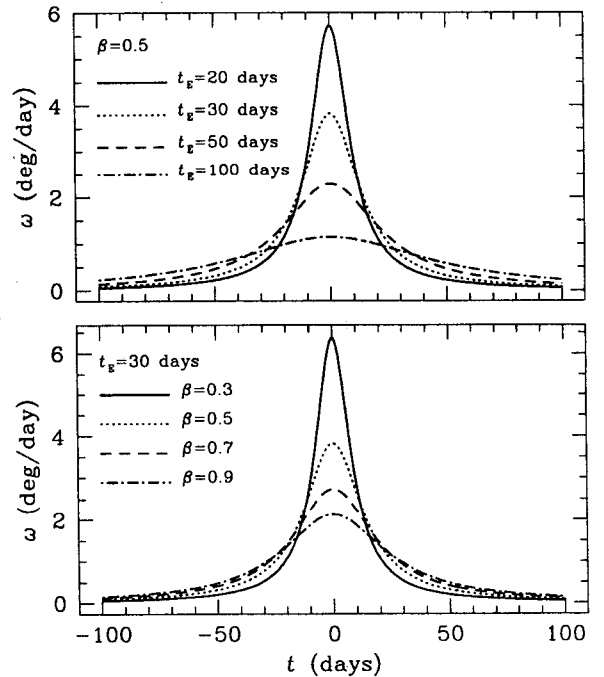


그림 7.— 광중심의 이동 각속도 곡선. 위와 아래 패널은 각각 여러 Einstein 시간차와 최소 접근 거리의 변화에 따른 이동 각속도 곡선의 변형을 나타낸다. Han & Jeong(1999)으로부터 발췌. 저작권을 소유한 Royal Astronomical Society의 허가를 받아 재생함.

특성 관측을 통해 밝은 렌즈 사건임을 확인할 수 있는 방

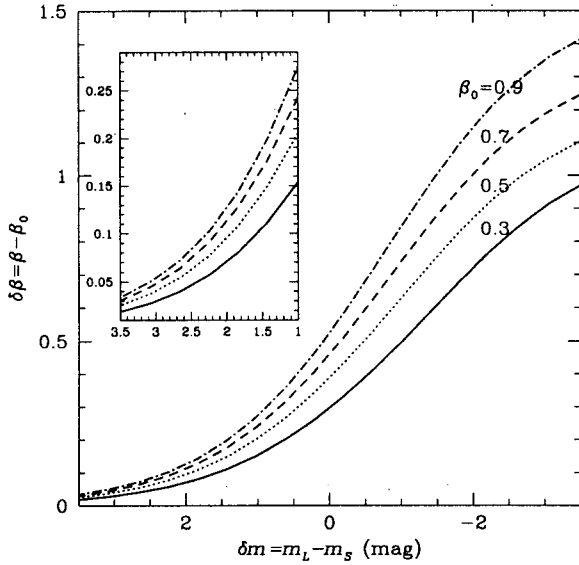


그림 8.— 광중심의 궤적과 각속도 곡선으로부터 구해진 동일 렌즈 사건의 최소 근접 거리의 차이와 렌즈의 밝기와의 관계. Han & Jeong(1999)으로부터 발췌. 저작권을 소유한 Royal Astronomical Society의 허가를 받아 재생함.

법은 광중심의 궤적이 아니라 광중심의 이동 각속도로 부터 제공된다. 축성학적 관측의 기준이 되는 광원의 겉보기 중심을 기준으로 하여 임의의 방향과 광중심 사이의 각을  $\phi$ 라고 정의하자. 그러면, 광중심의 각속도는

$$\omega(t) = \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\beta t_E}{(t - t_0)^2 + \beta^2 t_E^2} \quad (17)$$

으로 구해진다. 그림 6는 밝은 렌즈 사건에서 발생하는 광중심 이동을 나타낸다. 각 궤적은 렌즈의 여러 밝기에 해당하는 광중심의 궤적이며, 각 궤적 상의 'x' 표시는 동일 시점에서의 광중심의 위치를 나타낸다. 광원의 겉보기 중심으로부터 뺀 화살은 각 궤적 상에서 동일한 시점의 광중심까지의 위치 벡터를 나타낸다. 렌즈의 밝기에 관계없이 동일한 시점에 동일한 방향으로 광중심이 위치함을 알 수 있다. 그림 7은 식 (17)에 의해 구해진 광중심의 이동 각속도 곡선을 보여준다. 그림 6에서 보였듯이 각속도 곡선은 렌즈의 광량과 관계없이 동일한 곡선의 형태를 가진다. 광도곡선 또는 광중심 이동 궤적으로부터 렌즈 지수를 결정할 수 있듯이, 렌즈 사건의 지수는 광중심 이동 각속도 곡선으로부터도 구해질 수 있다. 그림 7의 각 패널은 여러 Einstein 시간치( $t_E$ )와 최소 접근 거리( $\beta$ )의 변화에 따른 이동 각속도 곡선의 변형을 각각 나타낸다.

렌즈 사건 지수 중  $\beta$ 는 광중심의 궤적과 각속도 곡선으로부터 동시에 구해질 수 있다. 하지만 밝은 렌즈 사건에 의해 변형된 광계적으로부터 구해진 최소 근접 거리와 렌즈의 광량에 영향을 받지 않는 각속도 곡선으로부터 구해진 근접거리는 서로 다른 값을 가지게 된다. 따라서 두 가

지 방법으로 구해진  $\beta$  값을 서로 비교함으로써 렌즈의 광량은 구해질 수 있다. 그림 8은 두 방식에 의해 결정된 최소 근접 거리의 차이( $\delta\beta$ )가 렌즈의 밝기에 따라 어떻게 변화하는 가를 보여준다.

## 6. 쌍성 렌즈 사건의 축퇴문제 해결

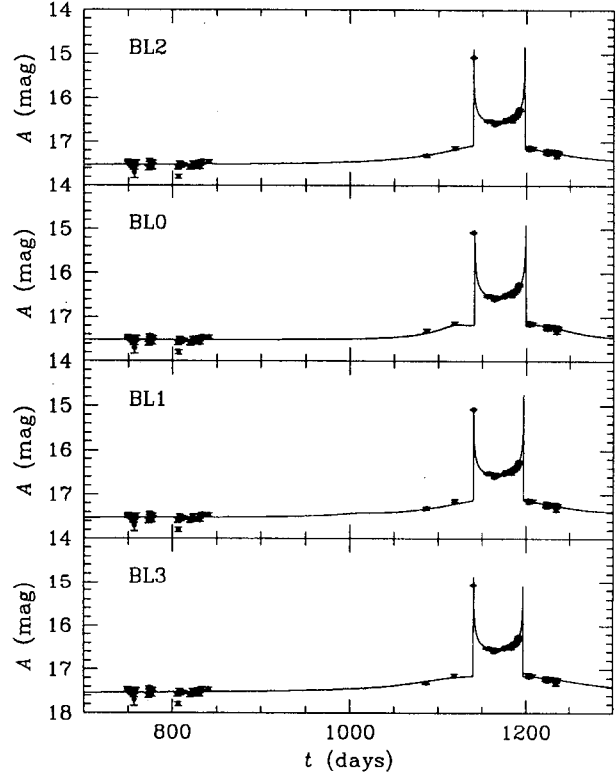


그림 9.— OGLE 그룹에 의해 발견된 쌍성 렌즈 사건의 관측된 (오차 막대를 가진 점으로 표시된) 광도곡선과 이 곡선의 4가지 이론적인 해에서 기대되는 (실선으로 표시된) 광도곡선. Han, Chun, & Chang(1999)으로부터 발췌. 저작권을 소유한 American Astronomy Society의 허가를 받아 재생함.

모든 길이의 단위를 Einstein ring 반경으로 표준화 하였을 경우, 렌즈, 광원, 렌즈 현상에 의한 광원의 상간의 위치 관계를 나타내어 주는 렌즈 방정식은 아래와 같다.

$$\zeta = z + \frac{m_1}{z_1 - \bar{z}} + \frac{m_2}{z_2 - \bar{z}} \quad (18)$$

여기서  $m_1$ 과  $m_2$ 는 쌍성 구성원의 질량을,  $z_1$ 과  $z_2$ 는 렌즈의 위치를,  $\zeta = \xi + i\eta$ 와  $z = x + iy$ 는 각각 광원과 상의 위치를, 그리고  $\bar{z}$ 는  $z$ 의 허수 짝(complex conjugate)을 나타낸다 (Witt 1990). 개개 상의 증폭비  $A_i$ 는 식 (18)의 Jacobian 변환에 의해 다음과 같이 구해진다.

$$A_i = \left( \frac{1}{|\det J|} \right)_{z=z_i}; \quad \det J = 1 - \frac{\partial \zeta \bar{\zeta}}{\partial z \bar{z}} \quad (19)$$

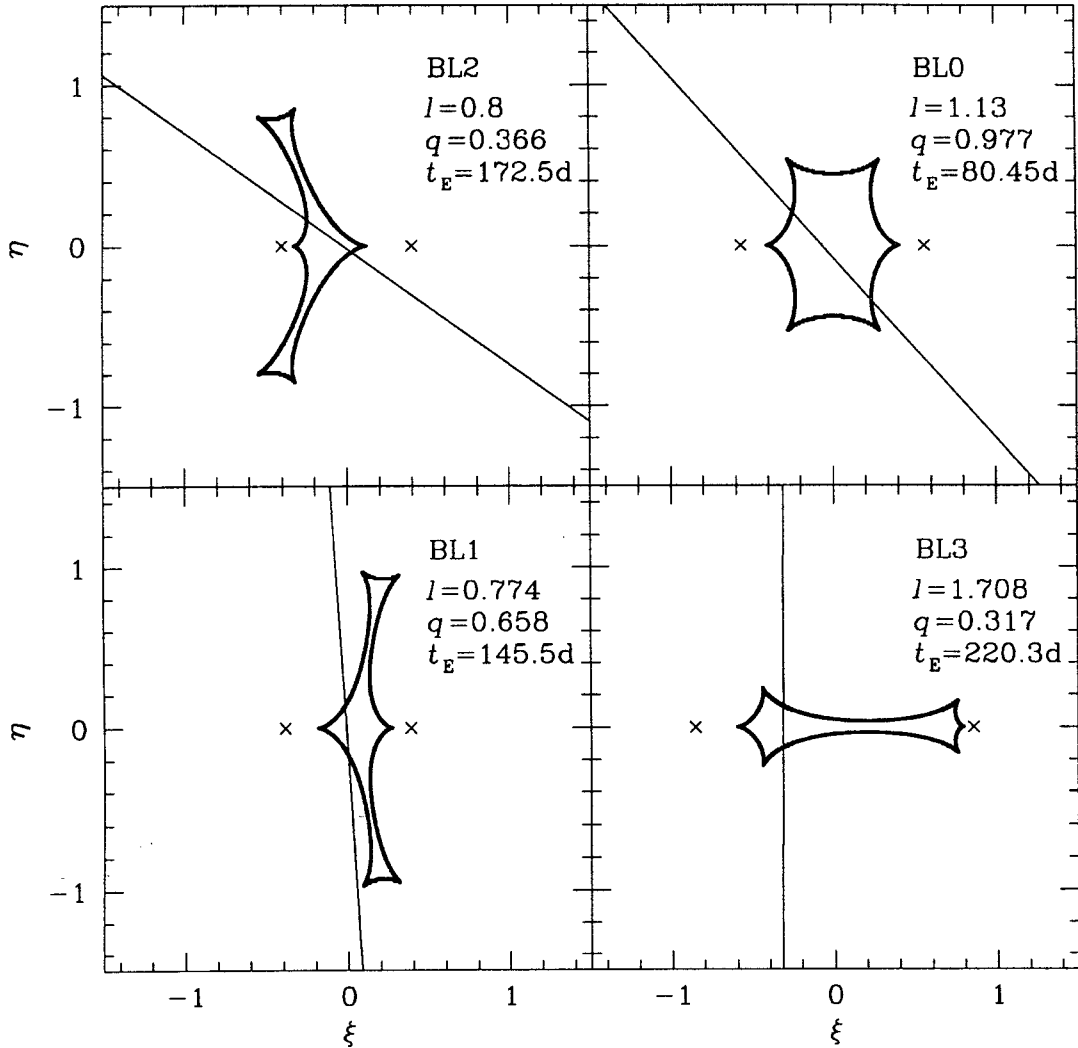


그림 10.— 그림 9의 쌍성 렌즈 사건의 4가지 이론적인 해에서 기대되는 렌즈계의 기하. 'x'로 표시된 곳은 렌즈의 위치를 나타내며, 굵은 실선은 각 해의 경우에서 기대되는 쌍성 렌즈계의 caustic 곡선을 나타낸다. 가는 실선은 광원의 이동 경로를 나타낸다. Han, Chun, & Chang(1999)으로 부터 발췌. 저작권을 소유한 *American Astronomy Society*의 허가를 받아 재생함.

Jacobian matrix의 절대값이 0가 될 경우의 (즉,  $\det J = 0$ ) 광원의 위치를 caustic이라고 한다. 일련의 caustic은 닫혀진 곡선의 형태를 만들고, 이를 caustic 곡선이라 한다. 따라서 광원이 렌즈계의 caustic을 지날 경우 광도곡선은 갑작스러운 증폭을 나타낸다. 각 상의 위치는 식 (18)의 렌즈 방정식을 수치적으로 풀어 구해진다. 개개 상이 분리되지 않으므로 쌍성 중력 렌즈 사건의 총 증폭량은 개개 상의 증폭량의 합으로 부터 구해진다, 즉  $A = \sum_i A_i$ . 그리고, 쌍성 중력 렌즈 사건의 광 중심은 개개 상의 증폭량을 고려하여 구한 광중심으로서  $(x_c, y_c) = (\sum_i A_i x_i / A, \sum_i A_i y_i / A)$  으로 구해진다.

쌍성 렌즈에 의해 발생된 렌즈 사건의 광도곡선을 이론적인 곡선과 맞추기 위해서는 최소한 7개의 지수가 필요하

다. 이 지수들은 쌍성 간의 거리  $l$ , 질량 비  $q$ , 쌍성계의 질량 중심과 광원간의 최소 접근 거리  $\beta$ , 최소 접근 시간  $t_0$ , 접근 각  $\alpha$ , Einstein 시간치  $t_E$ , 광원의 기초 광량  $F_0$ 이다. 렌즈 사건이 blending의 영향을 받았을 경우에는 추가의 지수인 배경광량  $B$ 가 필요하다. 쌍성 렌즈 사건의 많은 지수들의 숫자로 인하여, 관측된 사건의 광도곡선 맞추기는 결코 만만찮은 일이다. 그 결과, 동일한 광도곡선에 대하여 여러 개의 해(solution)가 존재하는 일이 빈번히 발생한다. 그리고, 현재의 측광 정밀도로는 이 해들 중 어느 것이 옳은 것인지를 밝혀내기란 거의 불가능하다 (Dominik 1999).

그림 9는 OGLE 그룹에 의해 발견된 쌍성 렌즈 사건의 관측된 (오차 막대를 가진 점으로 표시된) 광도곡선과

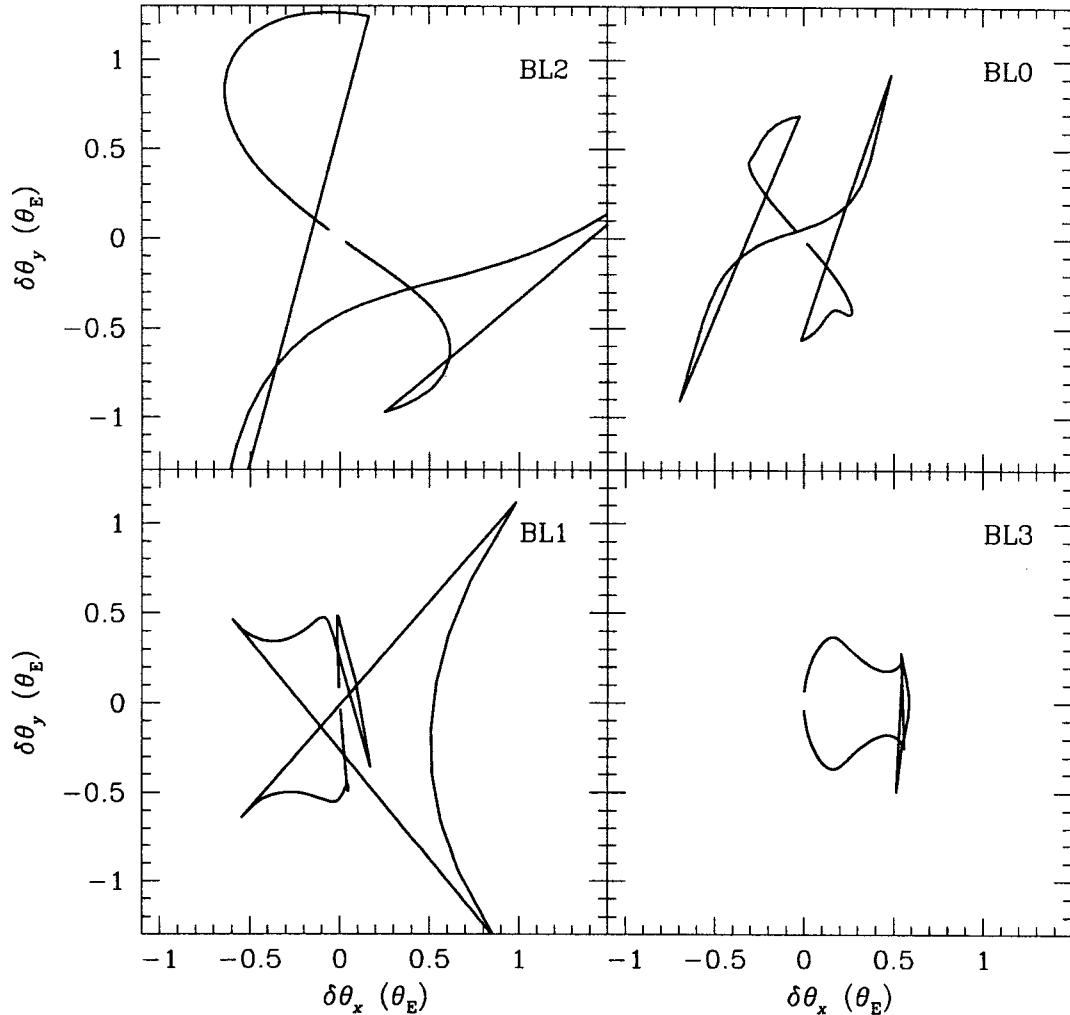


그림 11.— 그림 10의 쌍성 렌즈계의 여러 기하 조건에서 기대되는 광원 광중심 이동의 궤적. 그림 9에서 나타낸 광도 곡선과는 달리, 광중심 이동 궤적의 형태는 서로 판이하게 다를 수 있다. Han, Chun, & Chang(1999)으로 부터 발췌. 저작권을 소유한 *American Astronomy Society*의 허가를 받아 재생함.

이 곡선의 4가지 이론적인 해에서 기대되는 (실선으로 표시된) 광도곡선을 나타낸다. 그림 10은 위 사건의 4가지 해에서 기대되는 렌즈계의 기하(geometry)를 보여준다. 'x'로 표시된 곳은 렌즈의 위치를 나타내며, 굵은 실선은 각 해의 경우에서 기대되는 쌍성 렌즈계의 caustic 곡선을 나타내고, 가는 실선은 광원의 이동 경로를 나타낸다. 그리고 각 경우에 대한 쌍성 간의 거리, 질량 비, Einstein 시간치는 각 패널에 나타내었다. 모든 해가 관측된 광도곡선과 매우 잘 맞아들어 감에도 불구하고, 구해진 지수들 간의 차이가 매우 큼을 알 수 있다.

하지만 동일한 중력렌즈 사건을 측광 관측과 동시에 측성 관측할 경우 거의 모든 경우의 쌍성 렌즈 사건 해의 측성 문제는 완전히 해결될 수 있다. 이를 증명하기 위하여 그림 10의 각 해에서 예상되는 광원 광중심의 이동 경로를 구하여 그림 11에 나타내었다. 각 해에 해당하는 광원 이

동 경로는 서로 판이하게 다르며, 따라서 쌍성 렌즈 사건의 측성 문제는 측성 관측을 통해 완전히 해결될 수 있음을 보여준다.

### 7. 결론

중력렌즈 사건의 측성학적 관측에서 기대되는 천문 정보에 대한 본 연구를 통해 밝혀진 사실을 요약 정리하면 다음과 같다.

1. 중력렌즈 사건을 측성학적으로 관측할 경우 렌즈 물리량의 측성문제를 해결할 수 있게되어, 보다 정확한 렌즈 물질의 질량 결정이 가능해진다.
2. 중력렌즈 사건의 측성학적 관측은 모든 유형의 blending을 효과적으로 보정할 수 있게하여, 향상된 정밀도로 렌즈 물리량을 결정할 수 있게 된다.

3. 중력렌즈 사건을 측광 관측 할 경우에는 불가능한 렌즈 광량의 결정이 측성 관측의 경우에는 가능하므로, 보다 명확한 렌즈 물질의 종족 파악이 가능해진다.
4. 중력렌즈 사건을 측성학적으로 후속 관측함으로써, 쌍성 렌즈 사건의 특성을 명확히 파악할 수 있게되어, 렌즈와 광원에 대해 추가적인 정보의 획득이 가능해진다.

따라서 중력렌즈 사건의 측성학적 관측은 기존의 측광학적 관측을 통해서 불가능 하였던 여러 문제들을 해결해 줄 수 있으므로, 은하 내 암흑물질의 절대량 및 분포에 대한 우리의 지식을 한 단계 높여줄 수 있을 것이다.

#### 참고문헌

- Alard, C. 1997, *A&A*, 321, 424  
 Alard, C., & Guibert, J. 1995, *Msngr*, 80, 31  
 Alard, C., Mao, S., & Guibert, J. 1995, *A&A*, 300, L17  
 Albrow, M. D., et al. 1999a, *ApJ*, 512, 672  
 Albrow, M. D., et al. 1999b, *ApJ*, 522, 1011  
 Alcock, C., et al. 1993, *Nature*, 365, 621  
 Alcock, C., et al. 1999, *ApJ*, 518, 44  
 Aubourg, E., et al. 1993, *Nature*, 365, 623  
 Bennett, D. P., et al. 1996, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 51B, 152  
 Boden, A. F., Shao, M., & Van Buren, D. 1998, *ApJ*, 502, 538  
 Bouquet, A. 1993, *A&A*, 280, 1  
 Buchalter, A., & Kamionkowski, M. 1997, *ApJ*, 482, 782  
 Di Stefano, R., & Esin, A. A. 1995, *ApJ*, 448, L1  
 Dominik, M. 1999, *A&A*, 341, 943  
 Dominik, M., & Hirshfeld, A. C. 1994, *A&A*, 289, L31  
 Dominik, M., & Hirshfeld, A. C. 1996, *A&A*, 313, 841  
 Dyson, F. W., Eddington, A. S., & Davidson, C. R. 1920, *Mem. Royal Astronomical Society*, 62, 291  
 Einstein, A. 1911, *Allen der Physik*, 35, 898  
 Gould, A. 1994a, *ApJ*, 421, L71  
 Gould, A. 1994b, *ApJ*, 421, L75  
 Gould, A., & Loeb, A. 1992, *ApJ*, 396, 104  
 Griest, K. 1991, *ApJ*, 366, 412  
 Griest, K., & Safizadeh, N. 1998, *ApJ*, 500, 37  
 Han, C. 1997, *ApJ*, 484, 555  
 Han, C. 1998, *ApJ*, 500, 569  
 Han, C., & Chang, K. 1999, *MNRAS*, 304, 845  
 Han, C., Chun, M.-S., & Chang, K. 1999, *ApJ*, 526, 405  
 Han, C., & Gould, A. 1995, *ApJ*, 447, 53  
 Han, C., & Gould, A. 1997, *ApJ*, 480, 196  
 Han, C., & Jeong, Y. 1997, *MNRAS*, 301, 231  
 Han, C., & Jeong, Y. 1999, *MNRAS*, 309, 404  
 Han, C., & Kim, T.-W. 1999, *MNRAS*, 305, 795  
 Han, C., Narayanan, V. K., & Gould, A. 1996, *ApJ*, 461, 587  
 Hecht, E. 1998, *Optics* (Reading: Addison-Wesley Longman), 461  
 Høg, E., Novikov, I. D., & Polarev, A. G. 1995, *A&A*, 294, 287  
 Jeong, Y., Han, C., & Park, S.-H. 1999, *ApJ*, 511, 569  
 Kamionkowski, M. 1995, *ApJ*, 442, L9  
 Loeb, A., & Sasselov, D. 1995, *ApJ*, 449, L33  
 Mao, S., & Di Stefano, R. 1995, *ApJ*, 440, 22  
 Mao, S., & Paczyński, B. 1991, *ApJ*, 374, L37  
 Maoz, D., & Gould, A. 1994, *ApJ*, 425, L67  
 Nemiroff, R. J. 1997, *ApJ*, 486, 693  
 Nemiroff, R. J., & Wickramasinghe, W. A. D. T. 1994, *ApJ*, 424, L21  
 Paczyński, B. 1986, *ApJ*, 304, 1  
 Paczyński, B. 1998, *ApJ*, 404, L23h  
 Peng, E. W. 1997, *ApJ*, 475, 43  
 Rhie, S. H., & Bennett, D. P. 1996, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 51B, 86  
 Udalski, A., et al. 1993, *Acta Astro.*, 43, 289  
 Udalski, A., et al. 1994, *ApJ*, 436, L103  
 Walker, M. A. 1995, *ApJ*, 453, 37  
 Witt, H. J. 1990, *A&A*, 263, 311  
 Witt, H. J. 1995, *ApJ*, 449, 42  
 Witt, H. J., & Mao, S. 1994, *ApJ*, 430, 505  
 Woźniak, P., & Paczyński, B. 1997, *ApJ*, 487, 55  
 Zwicky, A. F. 1937, *Phy. Rev.*, 51, 290