성간먼지 산란 연구를 위한 효율적인 몬테카를로 알고리즘 AN EFFICIENT MONTE-CARLO ALGORITHM FOR DUST-SCATTERING STUDY

선광일

한국천문연구원

KWANG-IL SEON

Korea Astronomy and Space Science Institute

E-mail: kiseon@kasi.re.kr

(Received November 16, 2010; Accepted December 9, 2010)

ABSTRACT

We developed an efficient Monte-Carlo algorithm to solve dust-scattering radiative transfer problems for continuum radiation. The method calculates the scattered intensities for various anisotropic factors (g_i) all at once, while actual photon packets are tracked following a scattering phase function given by a single anisotropic factor (g_0). The algorithm was tested by applying the method to a dust cloud embedding a star at the cloud center and found to provide accurate results within the statistical fluctuation that is intrinsic in Monte-Carlo simulations. It was found that adopting $g_0 = 0.4 - 0.5$ in the algorithm is most efficient. The method would be efficient in estimating the anisotropic factor of the interstellar dust by comparing the observed data with radiative transfer models.

key words: dust, extinction; methods: numerical; radiative transfer

1. 서론

성간먼지의 특성은 주로 별빛이 성간먼지에 의해 소광되는 효과를 관측함으로써 연구되어 왔다. 그러나, 성간먼지의 구성 성분 및 먼지 알갱이 크기 분포등을 좀더 잘 이해하기 위해서는 소광뿐만 아니라 산란 특성에 대한 연구가 병행되어야 한다.

성간먼지에 의한 산란 특성은 입사광이 얼마만큼 반사되는가를 나타내는 성간먼지의 반사율(albedo)과 산란광의 공간적인 분포를 결정하는 산란 위상함수(scattering phase function) 두 가지에 의해 결정된다. 산란 위상함수의 모양은 매우 복잡하지만 일반적으로 Henyey-Greenstein(H-G) 함수를 이용하여 근사적으로 나타낼 수 있으며, H-G 함수의 모양은 위상인자(phase factor) g 라고 불리는 한 개의 변수에 의해 결정된다(Henyey-Greenstein, 1941). 성간먼지의 산란 특성을 연구하기 위해서는 광원과 성간먼지의 공간적인 분포를 가정하고 복사전달 모델을 계산하고 그 결과와 관측 결과를 비교하게 된다(Gordon, 2004). 이때, 위상인자 및 반사율을 변화시켜가면서 복사전달 모델을 계

산함으로서 관측결과를 가장 잘 설명하는 위상인자와 반사율을 결정하게 된다. 이렇게 결정된 위상인자 및 반사율은 성간먼지의 특성을 연구하기위한 재료로 사용하게 된다(Sujatha et al., 2005).

이를 위해서는 복사전달 계산을 위한 시뮬레이션이 필수적이다. 한편, 선광일(2009)는 먼지 산란에 관한 복사전달 문제를 풀기위해 Witt(1977a, b), Bianchi et al.(1996) 및 Gordon et al.(2001)과 유사한 방법을 이용하여 몬테카를로 시뮬레이션 코드를 개발하였다. 이를 통해 3차원에서 임의의 불규칙한 밀도 분포를 갖는 성간먼지 구름에 의한 빛의 산란을 연구할 수 있게 되었다.

그러나 개발된 시뮬레이션 코드를 이용하여 성간먼지의 산란 특성을 연구하기 위해서는 위상인자 및 반사율을 변화시켜가면서 여러번의 시뮬레이션을 수행하여야 한다(Witt et al., 1984). 간단한 경우는 여러번의 시뮬레이션 수행 시간이 큰 문제가 안 될 수 있지만, 복잡한 시스템의 경우는 여러번의 시뮬레이션을 수행하기 위해서는 많은 계산 시간이 필요하게 된다.

따라서 여러값을 갖는 반사율과 위상인자에 대한 시뮬레이션을 수행할 수 있는 방법이 필요하다. 여러 개의 반사율에 대한 계산을 한 번에 수행하는 방법은 선광일(2009)에서 설명한 방식을 따르면 어렵지 않게 구현할 수 있다. 위상인자의 경우도 반사율의 경우처럼 여러값을 갖는 위상인자에 대한 시뮬레이션을 한번에 계산하는 방법이 존재한다면 관측결과로부터 성간먼지의 산란 특성을 좀 더 손쉽게 구할 수 있을 것이다. 복잡한 복사전달 계산을 효율적으로 수행하기 위한 방법들이 개발되고 있으며, 특히 Juvela(2005)는 광학적 두께가 $10 - 10^4$ 인 경우에 대해 복사전달 문제를 몬테카를로 시뮬레이션을 이용하여 효율적으로 계산할 수 있는 다양한 방법에 대해 논의하였다. 이 논문에서는 한 번의 시뮬레이션으로 여러 값을 갖는 위상인자에 대한 결과를 한꺼번에 얻을 수 있는 효율적인 방법을 개발하고 그 결과를 소개한다.

2. 알고리즘

위상인자 g 가 주어진다면 입사광의 초기 진행 방향과 성간먼지에 의해 산란된 후의 산란광의 진행 방향사이의 산란각 θ 의 확률 분포는 다음과 같은 H-G 함수로 표현된다.

$$\Phi(\theta|g) = \frac{1 - g^2}{4\pi(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}} \quad (1)$$

이때, H-G 함수를 따르는 무작위 수(random number) $\mu \equiv \cos \theta$ 는 Witt(1977a)와 같이 역변환(inversion) 방법을 통해 얻게 된다. 몬테카를로 시뮬레이션은 주어진 위상인자로부터 얻어지는 확률분포에 따라 수 많은 광자를 진행시키면서 복사전달 문제를 풀게 된다.

이 논문에서 여러 개의 위상인자에 대해 복사전달 문제를 한 번에 풀기 위해서 개발한 방법은 다음과 같다. 몬테카를로 시뮬레이션은 기본적으로 광자 패킷(photon packet) 한개가 산란되는 경로를 따라가는 과정을 반복하는 것이므로 광자가 성간먼지를 진행하면서 산란되는 동안 광자는 어떤 정해진 위상인자에 의해 결정되는 확률분포를 따라야 한다. 예를 들어 광자의 진행방향이 정해진 위상인자 g_0 에 의해 결정된다고 가정하자. 이때, $g_i = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대한 복사전달 문제를 g_0 로부터 얻어지는 시뮬레이션 결과를 이용하여 계산하기 위해 g_i 와 동일한 갯수를 갖는 광자의 무게 배열(weight array; W_i)을 선언하고 아래의 방법을 따른다. 즉 매번 산란이 일어날 때 마다 $\Phi(\theta|g_0)$ 를 따르는 산란각 θ 를 선택하여 광자의 진행방향을 결정하면서 동시에 g_i 에 대응하는 광자의 무게를 산란이 일어날 때마다 다음과 같이 계산해 준다.

$$W_i^k = \frac{\Phi(\theta|g_i)}{\Phi(\theta|g_0)} W_i^{k-1} \quad (2)$$

이때, W_i^{k-1} 과 W_i^k 는 각각 $k-1$ 번, k 번 산란을 겪은 후의 광자 패킷의 무게이다.

이 알고리즘은 다음과 같이 이해할 수 있다. 한 개의 광자 패킷을 n 개의 작은 패킷으로 나누고 광자 패킷의 진행 방향 θ ($-\pi \leq \theta \leq \pi$)도 균등하게 $m(< n)$ 개 만큼 나눈다면 θ_j 방향으로 산란되는 작은 패킷의 갯수는 $\Phi(\theta_j|g_0) \times n$ 이 될 것이다. 그런데 광자 패킷의 무게에 식(2)와 같이 $\Phi(\theta_j|g_i)/\Phi(\theta_j|g_0)$ 를 곱해주게 되면 θ_j 방향으로 진행하는 작은 패킷의 갯수는 $\Phi(\theta_j|g_i)/\Phi(\theta_j|g_0) \times \Phi(\theta_j|g_0) \times n = \Phi(\theta_j|g_i) \times n$ 와 동등하게 될 것이다. 따라서, g_i 를 갖도록 광자 패킷을 진행시키는 것과 동일한 효과를 가져오게 된다.

실제로는 한 개의 광자 패킷을 n 개로 나눌 수는 없지만, 이 방법을 이용하여 수 많은 광자에 대해 계산을 수행한다면 통계적으로 $\Phi(\theta|g_i)$ 의 분포를 가정하고 계산한 결과에 접근하게 될 것이다. 여기서 주의 할 점은 W_i 는 1 보다 클 수 있으며, 경우에 따라서는 산란할 때마다 값이 증가할 수 있다는 점이다. 또한, 여기서 제시한 방법은 peeling-off 기술(Yusef-Zadeh et al., 1984)과는 다르다는 점을 주의해야 한다. Peeling-off 기술은 관측되는 영상을 등록하기 위해 관측자 방향으로 산란이 발생할 때마다 관측자에게로 향하는 광자의 일부를 검출기에 등록하는 방식이므로 계속해서 진행하는 산란광의 무게는 변하지 않고 일정하게 유지된다. 그러나, 여기서 설명된 알고리즘에서는 광자가 진행할 때마다 무게가 계속 변해야 한다는 점이 다르다. 물론 관측영상을 만들기 위해 산란이 일어날 때마다 peeling-off 기술을 이용하여 g_i 에 해당하는 광자의 무게 W_i 를 영상에 등록해 주어야 한다. 따라서 기존의 방법을 따라 얻어지는 영상은 2차원 영상이지만 이 논문에서 개발한 방법을 이용하여 얻게되는 관측 영상은 $2 \times n$ 차원이 된다.

3. 결과

위에서 제시한 방법을 이용하여 $g_i = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 인 값에 대한 복사전달 모델을 한꺼번에 계산한 경우와 각각을 따로 계산한 결과를 비교하기 위해 전체에 걸쳐 균일한 밀도를 갖는 성간먼지 매질의 중심에 광원이 있는 경우에 대해 산란광의 세기(intensity)가 광원에서의 거리에 따라 어떻게 변하는 지 계산하였다. 성간먼지 구름의 크기는 $32 \times 32 \times 32 \text{ pc}^3$ 로 가정하였고, 관측자로부터 중심의 광원까지 거리는 80 pc로 임의로 정하였다. 격자의 갯수는 100^3 인 경우에 대해 계산을 수행하였다. 즉, 단위 격자의 크기는 0.32 pc 이었다. 광자의 갯수는 10^8 개를 이용하여 계산하였다. 광학적 두께(optical depth)에 의한 효과를 보기위해 성간먼지 구름의 밀도가 $\rho = 5 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$ 와 $25 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$ 인 두 경우를 가정하였다. 이때, 우리 은하의 성

그림 1. 광학적 두께가 1인 균일한 성간먼지 매질에 의한 산란. 위상인자 $g_0 = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적으로 몬테 카를로 시뮬레이션을 수행하여 얻은 2차원 관측 영상과 점광원으로부터의 각거리에 따른 산란광의 세기 분포(I_{basic})를 각각의 위상인자에 대해 왼쪽과 오른쪽 패널에 나타내었다. 이때, 점광원은 성간먼지 매질의 중심에 있는 것으로 가정하였다.

그림 2. 광학적 두께가 1인 균일한 성간먼지 매질에서 위상인자 $g = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적인 복사전달 계산으로부터 얻은 세기(I_{basic})와 효율적인 알고리즘을 이용하여 한꺼번에 얻은 세기($I_{\text{efficient}}$)의 비($I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$). 이때, x 축은 광원으로부터의 각거리이다. 효율적인 알고리즘에서 실제 광자의 경로 계산은 $g_0 = 0.0$ 를 이용하였다.

그림 3. 광학적 두께가 1인 균일한 성간먼지 매질에서 위상인자 $g = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적인 복사전달 계산으로부터 얻은 세기(I_{basic})와 효율적인 알고리즘을 이용하여 한꺼번에 얻은 세기($I_{\text{efficient}}$)의 비($I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$). 이때, x 축은 광원으로부터의 각거리이다. 효율적인 알고리즘에서 실제 광자의 경로 계산은 $g_0 = 0.4$ 를 이용하였다.

간먼지 특성(Draine, 2003)을 이용하면 성간먼지 구름의 총 광학적 두께는 각각 1과 5가 된다. 즉, 첫번째 경우는 한번 정도 산란이 발생하고 두번째의 경우는 5번 이상 산란이 발생하도록 가정하였다.

그림 1에서 그림 5까지는 광학적 두께가 1인 경우에 대해 복사전달 계산을 수행한 결과이다. 그림 1은 $g_0 = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 인 경우에 대해 각각 따로 복사전달을 계산한 결과이며, 관측자의 위치에서 예상되는 2차원 관측 영상 및 중심의 광원으로부터 각거리에 따른 산란광의 세기 분포(I_{basic})를 나타냈다. 이때, 각거

리에 대한 산란광의 세기는 모두 동일한 값을 기준으로 규격화(normalize)하여 산란광의 세기 분포를 비교하기 쉽도록 하였다. 위상인자 g_0 가 증가함에 따라 초기 진행방향으로 산란되는 확률이 높아지므로 $g_0 = 0.9$ 인 경우에 산란광의 분포가 광원 근방에 주로 몰려있을 것으로 예상할 수 있다. 또한, $g_0 = 0.0$ 인 경우는 모든 방향으로 등방적으로(isotropically) 산란되므로 광원 근방에서 산란광의 세기가 다른 경우에 비해 약하지만 대신 멀리까지 산란광이 퍼져나감을 예측할 수 있다. 예측한 결과는 그림 1로 부터 확인할 수 있다.

그림 4. 광학적 두께가 1인 균일한 성간먼지 매질에서 위상인자 $g = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적인 복사전달 계산으로부터 얻은 세기(I_{basic})와 효율적인 알고리즘을 이용하여 한꺼번에 얻은 세기($I_{\text{efficient}}$)의 비($I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$). 이때, x 축은 광원으로부터의 각거리이다. 효율적인 알고리즘에서 실제 광자의 경로 계산은 $g_0 = 0.9$ 를 이용하였다.

그림 5. 광학적 두께가 1인 균일한 성간먼지 매질에서 위상인자 $g = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적인 복사전달 계산으로부터 얻은 세기(I_{basic})와 효율적인 알고리즘을 이용하여 한꺼번에 얻은 세기($I_{\text{efficient}}$)의 비($I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$). 이때, x 축은 광원으로부터의 각거리이다. 효율적인 알고리즘에서 실제 광자의 경로 계산을 위한 위상인자는 $g_0 = 0.0 - 0.9$ 사이에서 무작위로 선택하였다.

앞절에서 설명한 효율적인 방법을 이용하여 $g_i = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 한 번에 복사광의 산란을 시뮬레이션할 때 실제 광자의 진행 경로를 결정하는 g_0 값을 어떤 값으로 정하느냐에 따라 복사전달 계산 결과의 통계적인 특성이 달라질 것을 예상할 수 있다. 즉, g_0 값 근방의 g_i 에 대해 얻어진 결과는 비교적 통계적으로 좋은 결과를 얻을 것이고 g_0 값과 많은 차이를 보이는 g_i 에 대해 얻어지는 결과는 통계적인 오차가 많이 발생할 것을 예상할 수 있다. 이러한 점을 확인하기 위

해 $g_0 = 0.0, 0.4, 0.9$ 인 경우를 가정하여 위의 알고리즘을 적용하였으며 각각의 결과는 그림 2, 3, 4에 나타내었다. 그림 2, 3, 4는 가장 기본적인 방법을 통해 얻어진 그림 1의 결과와 효율적인 알고리즘을 이용하여 한꺼번에 여러개의 위상인자에 대해 계산한 결과를 비교하기 위해 각 거리에 따른 산란광의 세기의 비(intensity ratio, $I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$)를 보여준다.

쉽게 예상할 수 있듯이 $g_0 = 0.0$ 을 적용한 경우는 주로 $g \leq 0.5$ 에 대해서 약간의 통계적인 요동을 제외하

그림 6. 광학적 두께가 5인 균일한 성간먼지 매질에 의한 산란. 위상인자 $g_0 = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적으로 몬테 카를로 시뮬레이션을 수행하여 얻은 2차원 관측 영상과 점광원으로부터의 각거리에 따른 산란광의 세기 분포(I_{basic})를 각각의 위상인자에 대해 왼쪽과 오른쪽 패널에 나타내었다. 이때, 점광원은 성간먼지 매질의 중심에 있는 것으로 가정하였다.

그림 7. 광학적 두께가 5인 균일한 성간먼지 매질에서 위상인자 $g = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적인 복사전달 계산으로부터 얻은 세기(I_{basic})와 효율적인 알고리즘을 이용하여 한꺼번에 얻은 세기($I_{\text{efficient}}$)의 비($I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$). 이때, x 축은 광원으로부터의 각거리이다. 효율적인 알고리즘에서 실제 광자의 경로 계산은 $g_0 = 0.0$ 를 이용하였다.

그림 8. 광학적 두께가 5인 균일한 성간먼지 매질에서 위상인자 $g = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적인 복사전달 계산으로부터 얻은 세기(I_{basic})와 효율적인 알고리즘을 이용하여 한꺼번에 얻은 세기($I_{\text{efficient}}$)의 비($I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$). 이때, x 축은 광원으로부터의 각거리이다. 효율적인 알고리즘에서 실제 광자의 경로 계산은 $g_0 = 0.4$ 를 이용하였다.

고는 매우 잘 일치하는 결과를 보여주고 있으며, 위상인자 g 값이 커지면서 통계적인 요동이 심해짐을 알 수 있다. 위상인자가 $g_0 = 0.4$ 인 경우에 얻어진 결과들의 경우는 그림 3에서 보듯이 대체로 모든 g 값에 대해 잘 일치하는 결과를 보여주지만 g 값이 0.9에 가까이 가면 요동이 조금씩 심해짐을 볼 수 있다. 반면에 위상인자가 $g_0 = 0.9$ 인 경우는 $g = 0.0$ 인 경우에 통계적인 요동이 가장 큼을 확인할 수 있다. 또한, 한가지 주목할 만한 점은 $g_0 = 0.9$ 인 경우에 얻어진 결과는 $g_0 = 0.0$ 및 $g_0 = 0.4$ 인 경우와 비교하여 모든 g 값에 대해 전반적으

로 통계적인 요동이 큼을 볼 수 있다. 또한, 그림 4에서 제일 마지막의 $g = 0.9(g_0 = 0.9)$ 의 결과는 $g_0 = 0.9$ 인 경우에 대한 2번의 몬테카를로 시뮬레이션을 수행한 후 비교한 결과임에도 불구하고 통계적인 요동이 꽤 크다는 것을 볼 수 있다. 그 이유는 $g_0 = 0.9$ 인 경우는 산란된 광자가 처음 진행 방향에서 크게 벗어나지 않고 진행하기 때문에 검출기에 전달되는 광자의 세기가 모든 위치에 골고루 전달되지 않고 광원 중심에만 몰려있기 때문이다. 또한, $g_0 = 0.4$ 를 가정하고 $g = 0.9$ 에 대해 얻어진 결과의 통계적인 요동과 $g_0 = 0.9$ 를 가정

그림 9. 광학적 두께가 5인 균일한 성간먼지 매질에서 위상인자 $g = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적인 복사전달 계산으로부터 얻은 세기(I_{basic})와 효율적인 알고리즘을 이용하여 한꺼번에 얻은 세기($I_{\text{efficient}}$)의 비($I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$). 이때, x 축은 광원으로부터의 각거리이다. 효율적인 알고리즘에서 실제 광자의 경로 계산은 $g_0 = 0.9$ 를 이용하였다.

그림 10. 광학적 두께가 5인 균일한 성간먼지 매질에서 위상인자 $g = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 에 대해 개별적인 복사전달 계산으로부터 얻은 세기(I_{basic})와 효율적인 알고리즘을 이용하여 한꺼번에 얻은 세기($I_{\text{efficient}}$)의 비($I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$). 이때, x 축은 광원으로부터의 각거리이다. 효율적인 알고리즘에서 실제 광자의 경로 계산을 위한 위상인자는 $g_0 = 0.0 - 0.9$ 사이에서 무작위로 선택하였다.

하고 $g = 0.9$ 에 대해 얻어지는 통계적인 요동이 큰 차이가 없음을 알 수 있다. 따라서 $g_0 = 0.4$ 를 가정하고 $g = 0.9$ 에 대해 계산한 결과는 다른 g 에 대한 결과와 비교하여 통계적인 요동이 큰 편이지만 몬테카를로 시뮬레이션이 갖고 있는 무작위성에 기인하는 어쩔수 없는 요동임을 알 수 있다. 즉, $g_0 = 0.4$ 인 경우를 가정하면 $g = 0.0 - 0.9$ 인 범위에 대해 통계적인 요동 범위 내에서 비교적 만족할 만한 결과를 얻을 수 있음을 확인 할 수 있다. 위상인자를 $g_0 = 0.5$ 인 경우를 가정하

더라도 $g_0 = 0.4$ 인 경우와 유사한 결과를 얻었다. 따라서 $g_0 = 0.4 - 0.5$ 를 가정하고 이 논문에서 개발한 방법을 이용하면 비교적 쉽게 여러개의 g 값에 대한 결과를 한 번에 얻을 수 있었다.

한 가지 주목할 만한 점은 앞에서의 계산은 g_0 값을 고정하고 수행하였지만 원리적으로 g_0 값을 고정하지 않고 임의의 값을 무작위로 선택해서 광자의 진행을 결정해도 된다는 점이다. 따라서 시험삼아 광자의 산란이 일어날 때마다 매번 g_0 값을 0 - 1 사이의 균일한

값을 갖도록 무작위 수를 이용하여 선택하여 주었고 이렇게 얻어진 결과는 그림 5에 나타내었다. 그림 5에서도 마찬가지로 $g = 0.9$ 일때 가장 통계적인 요동이 심함을 확인할 수 있다. 이때, $g_0 = 0.4$ 에 대해 계산한 결과 보다는 좀 더 통계적인 요동이 심하지만 $g_0 = 0.0$ 으로부터 얻은 결과에 비해서는 통계적인 요동이 작다. 이 방법을 통해 $g = 0.9$ 에 대해 얻어지는 통계적인 요동이 $g_0 = 0.0$ 과 $g_0 = 0.4$ 를 이용하여 얻어지는 통계적인 요동의 중간정도에 해당하는 이유는 $g_0 = 0 - 1$ 사이의 값을 골고루 무작위적으로 선택하여 주었기 때문이다.

그림 6부터 그림 10까지는 광학적 두께가 5인 경우에 대한 복사전달 계산 결과이다. 그림 6은 그림 1과 마찬가지로 $g_0 = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 인 경우에 대해 각각 따로 복사전달을 계산한 결과이며, 관측자의 위치에서 예상되는 2차원 관측 영상 및 중심의 광원으로부터 각 거리에 따른 산란광의 세기 분포(I_{basic})를 나타냈다. 광학적 두께가 커지게 되면 산란이 많이 일어나므로 광학적 두께가 작은 경우에 비해 광원으로부터 먼 거리까지 산란광이 퍼져나갈 것을 예상할 수 있으며, 그림 1과 그림 6에서 위상인자가 $g = 0.9$ 인 경우의 각 거리에 대한 산란광의 세기변화를 비교해보면 광학적 두께가 5인 경우에 먼 거리까지 산란광이 분포함을 확인할 수 있다.

그림 7부터 그림 9까지는 광학적 두께가 5인 매질에서 실제 광자의 경로를 계산할 때 $g_0 = 0.0, 0.4, 0.9$ 를 가정하여 $g = 0.0, 0.1, \dots, 0.9$ 인 경우에 대해 계산한 결과와 각각의 위상인자에 대해 직접적으로 계산한 세기의 비($I_{\text{efficient}}/I_{\text{basic}}$)를 보여준다. 그림 10은 그림 5와 마찬가지로 g_0 를 $0.0 - 1.0$ 사이에서 임의로 선택하도록 했을 때, 각각의 위상인자에 대해 개별적으로 계산한 결과와 얼마나 차이 나는지를 보여준다. 그림 7부터 그림 10까지로부터 일반적인 경향은 광학적 두께가 1인 매질의 결과와 비슷한 것을 확인할 수 있다. 그러나, g 값이 g_0 값에서 멀어질 수록 통계적인 요동이 광학적 두께가 1인 경우보다 매우 커짐을 알 수 있으며, 통계적인 요동이 20%까지도 발생할 수 있음을 볼 수 있다. $g_0 = 0.5$ 를 가정하고 복사전달 계산을 수행한 결과는 $g_0 = 0.4$ 와 유사하지만 $g = 0.9$ 인 경우에 좀 더 통계적으로 좋은 결과를 얻을 수 있었다.

여기서, 한가지 주목할 점은 그림 9의 첫번째 경우($g = 0.0, g_0 = 0.9$)는 광원에서 각거리가 멀어짐에 따라 세기의 비가 서서히 감소하는 듯한 경향을 보인다는 점이다. 광자의 실제 경로는 $g_0 = 0.9$ 에 의해 결정되기 때문에 주로 초기 진행 방향을 따라 움직이지만, 위상인자가 $g = 0.0$ 인 경우는 등방적으로 산란이 일어나야 하므로 각거리가 멀어짐에 따라 오차가 발생하는 것으로 생각할 수 있다. 그러나, 각거리에 따른 감소량보다 통계적인 요동의 크기가 더 크다는 점을 주

목할 필요가 있다. 또한, 광학적 두께가 충분히 커지면 소광이 강하게 일어나므로 산란광의 세기도 줄어들게 되어 충분히 좋은 관측 결과를 얻을 수 없으며 따라서 복사전달 계산과의 비교가 무의미하게 되어 계산의 오차 또한 의미가 없을 수 있다.

위의 결과를 종합하면 광학적 두께가 1 또는 5인 경우 모두에 대해 대략적으로 $|g - g_0| \leq 0.5 - 0.6$ 의 범위에 대해서는 만족할 만한 결과를 얻었다고 볼 수 있다. 즉, 실제 광자의 진행방향을 결정하는 g_0 값에서 $0.5 - 0.6$ 보다 많이 벗어나지 않는 위상인자 g 에 대해서는 이 논문에서 제시한 방법을 통해 충분히 만족할 만한 결과를 얻을 수 있다.

4. 토의 및 결론

이 연구에서는 균일한 밀도를 갖는 성간먼지 구름을 가정하고 중앙의 광원에서 방출된 빛이 성간먼지 구름에 의해 산란될 때 산란광의 분포를 일반적인 방법을 통하여 위상인자 한 개의 값에 대해 복사전달 모델을 계산한 경우와 여러개의 위상인자에 대해 한꺼번에 계산 가능한 알고리즘을 통하여 계산한 결과를 비교하였다.

관측영상의 배열을 한꺼번에 얻고자하는 위상인자의 갯수에 해당하는 수를 곱한 만큼 증가시키고 이 논문에서 제안한 방법을 이용하면 적어도 광학적 두께가 크지 않는 범위에서는 한 개의 위상인자를 가정하고 몬테카를로 시뮬레이션을 수행하여 여러개의 위상인자에 대해 한꺼번에 복사전달 계산을 수행할 수 있음을 확인하였다. 광학적 두께가 5인 경우도 $|g - g_0| \leq 0.5 - 0.6$ 인 범위에서는 한 번에 만족할 만한 결과를 얻을 수 있음을 확인할 수 있었다. 따라서, 일반적으로 만족할 만한 결과를 한꺼번에 얻기 위해서는 광자의 실제 진행 방향을 $g_0 = 0.4 - 0.5$ 를 가정하고 결정해주면 적당하다.

한가지 주목할 점은 이 논문에서는 한 개의 광원만을 가정하였다는 점이다. 광원이 한 개이고 광학적 두께가 두꺼운 경우는 $|g - g_0| > 0.6$ 인 경우에 대해서는 통계적인 오차가 20%까지 발생할 수 있었다. 그러나, 여러개의 광원이 한 곳에 집중되어 있지 않고 공간적으로 퍼져있다면, 광학적 두께가 큰 위치에 놓여있는 광원으로부터 방출되는 빛은 거의 소광되어 관측되지 않고 광학적 두께가 1 또는 그 이하가 되는 위치에 있는 광원으로부터 방출되는 빛이 주로 관측이 될 것이다. 따라서, 광학적 두께가 매우 크기 때문에 발생하는 오차는 중요하지 않게 될 것이다. 즉, 주로 영향을 미치는 광원이 한개인 경우에 광학적 두께가 매우 크고 관측 장비의 검출 효율이 뛰어나다면 이 논문에서 제안한 방법에 의해 계산하였을 때, 오차를 줄 수 있다. 그러나, 일반적으로 광학적 두께가 5정도 되면 소광에 의해 관측이 안되기 때문에 이 논문에서 제안한 방법

이 충분히 의미가 있다.

마지막으로 주목할 점은 시뮬레이션의 계산을 수행하는 대부분의 시간은 무작위 수를 이용하여 광자의 진행방향을 결정하고 어느 지점에서 산란이 일어날지를 계산하기 위해 성간먼지의 밀도를 적분해주는 과정에서 가장 많이 소모되기 때문에 W_i 를 계산하는 시간은 거의 무시할 만하다는 점이다. 따라서 여기서 개발된 방법을 이용하면 매우 빠른 속도로 관측 자료와 모델을 비교하고 성간먼지의 산란 특성을 구할 수 있다.

참고 문헌

- 선광일, 2009, 복사전달 문제의 몬테카를로 해법, 천문학논총, 14, 23
- Bianchi, S., Ferrara, A., & Giovanardi, C., 1996, Monte Carlo Simulations of Dusty Spiral Galaxies: Extinction and Polarization Properties, *ApJ*, 465, 127
- Draine, B. T., 2003, Scattering by Interstellar Dust Grains. I. Optical and Ultraviolet, *ApJ*, 598, 1017
- Gordon, K., Missel, K. A., Witt, A. N., & Clayton, G. C., 2001, The DIRTY Model. I. Monte Carlo Radiative Transfer through Dust, *ApJ*, 551, 269
- Gordon, K., 2004, Interstellar Dust Scattering Properties, in *Astrophysics of Dust* (Eds. Adolf N. Witt, Geoffrey C. Clayton & Bruce T. Draine), ASP Conference Series, 309, 77
- Heney, L. G. & Greenstein, J. L., 1941, Diffuse Radiation in the Galaxy, *ApJ*, 93, 70
- Juvela, M., 2005, Efficient Monte Carlo Methods for Continuum Radiative Transfer, *A&A*, 440, 531
- Sujatha, N. V., Shalima, P., Murthy, J., & Henry, R. C., 2005, Dust Properties in the Far-Ultraviolet in Ophiuchus, *ApJ*, 633, 257
- Witt, A. N., 1977a, Multiple Scattering in Reflection Nebulae. I. A Monte Carlo Approach, *ApJS*, 35, 1
- Witt, A. N., 1977b, Multiple Scattering in Reflection Nebulae. III. Nebulae with Embedded Illuminating Stars, *ApJS*, 35, 21
- Witt, A. N., Schild, R. E., & Kraidman, J. B., 1984, Photometric Study of NGC 2023 in the 3500 Å to 10000 Å Region-Confirmation of a Near-IR Emission Process in Reflection Nebulae, *ApJ*, 281, 708
- Yusef-Zadeh, F., Morris, M., & White, R. L., 1984, Bipolar Reflection Nebulae: Monte Carlo Simulations, *ApJ*, 278, 186