

인플레이션과 검은구멍의 생성

조 정 연 · 현 정 준

서울대학교 천문학과

(1991. 11. 15 접수)

요 약

두 스칼라장 ϕ_1 , ϕ_2 를 사용한 원시 검은 구멍 생성모형을 살펴보았다. ϕ_1 은 Linde의 혼돈 인플레이션장을, 그리고 ϕ_2 는 SU(5) 대통일 이론의 Higgs장을 사용하였다. 인플레이션은 ϕ_1 에 의해서 일어난다고 가정하였는데, 재가열(reheating) 온도가 ϕ_2 장의 임계온도($\sim 1.31 \times 10^{14}$ GeV)보다 높을 경우 재가열 직후에 검은 구멍이 생성됨을 알 수 있었다. 재가열 온도가 1.48×10^{14} GeV정도 되면, 질량이 1 kg쯤인 검은 구멍이 생성되는데, 현재의 지평선에 해당되는 당시의 영역 내에서 생성되었던 검은 구멍들의 총 질량이 $\sim 10^{55}$ g(\approx 현재 우주의 지평선 질량)이 되어, 그 증발과정이 우주론적으로 중요해질 수 있다.

I. 서 론

Guth(1981) 이래의 인플레이션 우주론들은 초기 우주에 대한 우리들의 생각을 훨씬 새롭게 바꾸어 놓았으며, 소위 표준 우주론이 갖고 있던 평탄성 문제, 지평선 문제, 은하형성의 기원 등의 난점들을 해결해 주었다. 평탄성 문제란, Planck시간 무렵에 Ω 를 10^{-60} 이상 정밀하게 주지 않고서는 현재와 같이 Ω_0 가 $0.01 \sim 10$ 사이의 값을 가질 수 없기 때문에 제기된 문제이고, 지평선 문제는 인과론적으로 연결되어 있지 않은 영역들이 어떻게 $t = 0$ 에서 동시에 팽창을 시작할 수 있었는가, 혹은 3K 배경복사의 균질성과 관련하여 어떻게 인과관계가 없는 영역들끼리 수소의 재결합 시기에 거의 균질한 온도를 가질 수 있었는가 하는데 대한 문제이다. 또, 균질성을 가정한 표준 우주론은 은하 형성에 필요한 밀도요동을 만들어내기가 어렵다는 난점도 갖고 있었다.

인플레이션 이론들은, 우주초기에 우주의 곡률 반경이 지수함수적으로 팽창한 시기가 있었음을 가정하고 있다. 그래서 현재의 우주($\sim 10^{28}$ cm)는, 그 이전 시간에는 인과(因果)적으로 연결이 되어 있던 조그만 영역이 짧은 시간동안 지수함수적으로 팽창을 하여 생긴 결과라고 생각함으로써 위의 문제들을 해결하였다. 지수함수적인 팽창을 위해서는 $P = -\rho$ 라는 특수한 물리 상태가 필요한데, 이런 상태는 스칼라장을 도입함으로써 만들 수가 있다. Guth(1981)의 'old inflation' 이론은 SU(5) 대통일 이론(Grand Unified Theory; GUT)에 사용되는 일반적인 Higgs장을 도입하였고, Linde(1982a)와 Albrecht 등(1982)에 의해 각각 따로 제안된 'new inflation' 이론은 Coleman-Weinberg의 Higgs장을 도입하였다.

Guth의 이론은 과냉각된 우주에서 스칼라장 ϕ 가 가짜진공($\phi = 0$; 높은 에너지 상태)에

있을 때 인플레이션이 일어나다가, 스칼라장이 1차 상전이를 해서 생겨나는 진짜진공($\phi = \phi_0$; 낮은 에너지 상태)의 거품들이 우주를 꽉 채움으로써 인플레이션이 끝난다는 이론인데, 거품의 충돌에 의한 인플레이션의 종결이 불가능하고, 또한 충분히 우주를 재가열 시킬 수 없었다. 즉 인플레이션이 충분히 일어나기 위해서는 상전이 화물이 작아야 하는데, 이럴 경우 거품들이 잘 생기지 않아서 인플레이션의 종결이 불가능하며, 우주의 재가열도 충분히 되지 못한다(상전이 시의 잠열이 거품벽의 운동에너지로 바뀌어 거품벽이 팽창을 하는데, 이 거품의 벽들이 서로 부딪치면서 에너지가 방출되어 재가열이 일어난다고 생각하였다. 한편 현재와 같이 ‘물질’들이 존재하기 위해서는 스칼라장의 에너지가 물질에너지로 바뀌는 과정, 즉 재가열이 반드시 필요하다.). 또 재가열이 되더라도 우주의 에너지 밀도가 너무 불균일해 진다는 문제점도 갖고 있었다.

new inflation 이론은 Guth의 이론을 보완한 것으로 $\phi = 0$ (가짜진공 상태) 근처에서 매우 평평한 그렌셜을 사용하여, 1차 상전이가 일어나더라도 바로 바닥상태($\phi = \phi_0$; 진짜진공 상태)로 떨어지지 않고 $\phi = 0$ 근처(즉 높은 에너지 상태)에 오랫동안 머무른다고 생각하였다. 이렇게 되면 개개의 거품은 충분히 크게 팽창을 할 수 있는데, 우리 우주가 이러한 거품중의 하나 속에 놓여 있다고 생각함으로써, Guth 이론의 결점을 피할 수 있었으며, 또 포텐셜의 극소점($\phi = \phi_0$) 근처에서 스칼라장이 진동함으로써 우주가 재가열된다고 생각하였다. 하지만, 특수한 초기 조건을 사용하여야 한다는 것과 변수를 미세하게 조정해야 한다는 결점(fine tuning problem)을 갖고 있다(Linde 1983b).

Linde(1983a)는 $V(\phi) \sim \phi^n$ 꼴의 스칼라장을 도입하였는데, 그의 이론은 임의의 초기조건을 사용하였다는 의미에서 혼돈 인플레이션(chaotic inflation)이라 불리워진다. 현재까지는 혼돈 인플레이션이 가장 성공적인 인플레이션 이론으로 받아들여 지는데, 이에 대해서는 많은 연구들이 이루어져 있다(e.g. Belinsky et al. 1985a, b; Linde 1985, 1986).

혼돈 인플레이션이 여러가지 면에서 성공적이긴 하지만 문제점을 여전히 갖고 있다. 예를 들어 인플레이션 기간동안의 스칼라장의 양자요동이 자연스럽게 은하형성에 필요한 텔도 요동으로 바뀌는데(Guth et al. 1982; Hawking 1982; Linde 1982b; Starobinsky 1982; Vilenkin et al. 1982; Bardeen et al. 1983), 혼돈 인플레이션 이론에서 예측되는 밀도 요동의 모양과 실제 컴퓨터 모의실험에 들어가는 모양에는 차이가 있다. 이에 대한 해결법으로 제안된 것이 이중 인플레이션(double inflation)인데, 이는 스칼라장을 두 개 사용하여 인플레이션을 두 번 일으켜서 밀도 요동의 모양을 원하는 형태로 만들 수 있다는 이론이다(Silk et al. 1987; Salopek et al. 1989). 또 최근에는 old inflation의 결점을 보완한 ‘extended inflation’이 제안되었는데(La et al. 1989), 이는 일반상대론 대신 Brans-Dicke이론을 사용하고 있다.

한편, 원시 검은 구멍(primordial black hole; PBH)의 존재 가능성은 Zel'dovich나 Hawking (1971) 등 여러 사람들에 의해 오래 전부터 제기되어 왔다. 이중 Sato(1982, 1987)들의 논문은, 인플레이션과는 무관하게 제안된 다른 이론들과는 달리, 우주가 인플레이션을 하는 동안에 기하학적인 이유에 의해 PBH가 생성될 수 있음을 보였다는 점에서 특기할만 하지만, 논의 자체가 특수한 경우에만 적용될 수 있기 때문에 효율적인 방법이라고 하기는 어렵다.

본 논문에서는 인플레이션과 관련된 PBH 생성 모형을 다루었는데, 스칼라장을 하나만

사용한 Sato들과는 달리, 혼돈 인플레이션장과 Coleman-Weinberg 형태의 Higgs장 등 스칼라장을 두 개 사용하였을 때, $\sim 1\text{ kg}$ 정도의 PBH가 충분히 많이 생성될 수 있음을 보였다.

II. 두 스칼라장 모형과 PBH의 생성

스칼라장을 두 개 사용하는 이론은 매우 드물지만, 그 대부분에서 이중 인플레이션(double inflation)이 일어난다(Silk et al. 1987; Kofman et al. 1987; Salopek et al. 1989). 스칼라장들의 포텐셜에 관해서는 특별한 제한이 없는 테, Silk 등(1987)은 혼돈장과 Higgs장을 사용하였으며, Kofman 등(1987)과 Salopek 등(1989)은 두 스칼라장 모두 혼돈장을 사용하였다. 이 논문에서는 Silk 등(1987)과 같이 혼돈장과 Higgs장을 사용하였는데, 초기조건을 Silk 등과 다르게 줄 경우, 이중 인플레이션 대신 검은 구멍이 생성됨을 알 수 있다.

1. 포텐셜과 초기조건

포텐셜이 다음과 같은, 상호작용을 않는 게이지 출작(gauge-singlet) ϕ_1 , ϕ_2 를 생각하자.

$$V_1(\phi_1) = 1/4\lambda_1\phi_1^4 \quad (1)$$

$$V_2(\phi_2) = (2A - B)\sigma^2\phi_2^2 - A\phi_2^4 + B\phi_2^4\ln(\phi_2^2/\sigma^2) + C + V_T(\phi_2) \quad (2)$$

여기서

$$\lambda_1 \simeq 10^{-10}$$

$$\sigma = 4.5 \times 10^{14} \text{ GeV}$$

$$B = \frac{5625}{1024\pi^2}g^4 \simeq 0.043 \quad (\text{여기서 } g^2/4\pi \simeq 1/45 \text{이다.})$$

$$C = (B - A)\sigma^4$$

$$V_T(\phi_2) = \frac{18T^4}{\pi^2} \int_0^\infty dx \ x^2 \ \ln \left[1 - \exp \left[- \left(x^2 + \frac{25g^2\phi_2^2}{8T^2} \right)^{1/2} \right] \right]$$

이고, A 는 자유매개변수(free parameter)이다. σ 는 SU(5) GUT이론에서 도입하는 X보존의 질량 M_x 와 $M_x = (25g^2\sigma^2/8)^{1/2}$ 라는 관계가 있는데, σ 를 $4.5 \times 10^{14} \text{ GeV}$ 로 두면 $M_x = 4.2 \times 10^{14} \text{ GeV}$ 가 된다. 스칼라장 ϕ_1 은 Linde의 혼돈 인플레이션 모형 중의 한 형태인데, 꼭 위와 같은 모양이 아니더라도, 혼돈 인플레이션 중의 하나이면 된다. 한편 ϕ_2 는 GUT의 Higgs장인데, Coleman-Weinberg 모형에서는 $A = B/2$ 이다. 이 논문에서도 이 값을 택했다. 초기값(인플레이션이 일어나기 직전의 값)으로 ϕ_1 은 임의의 값을, ϕ_2 는 $\phi_2 \simeq \sigma$ 인 바닥 상태의 값을 가진다고 가정을 한다. 참고로 Silk 등(1987)은 초기값으로 ϕ_1 은 임의의 값을, $\phi_2 = 0$ 을 가진다는 가정을 써서 처음에는 ϕ_1 이, 그리고 나중에는 ϕ_2 가 인플레이션을 일으킨다고 생각하였다.

2. 1차 인플레이션과 재가열

ϕ_2 는 바닥 상태에 있으므로 인플레이션에는 영향을 미치지 않는다. 따라서 ϕ_1 에 대해서만 고려하면 Linde의 혼돈 인플레이션과 완전히 같다. 이하의 ϕ_1 에 대한 논의는 Kofman 등(1987)을 참고하였다. Linde(1983a, 1985)의 논의에서 볼 수 있는 것처럼, Planck시간 무

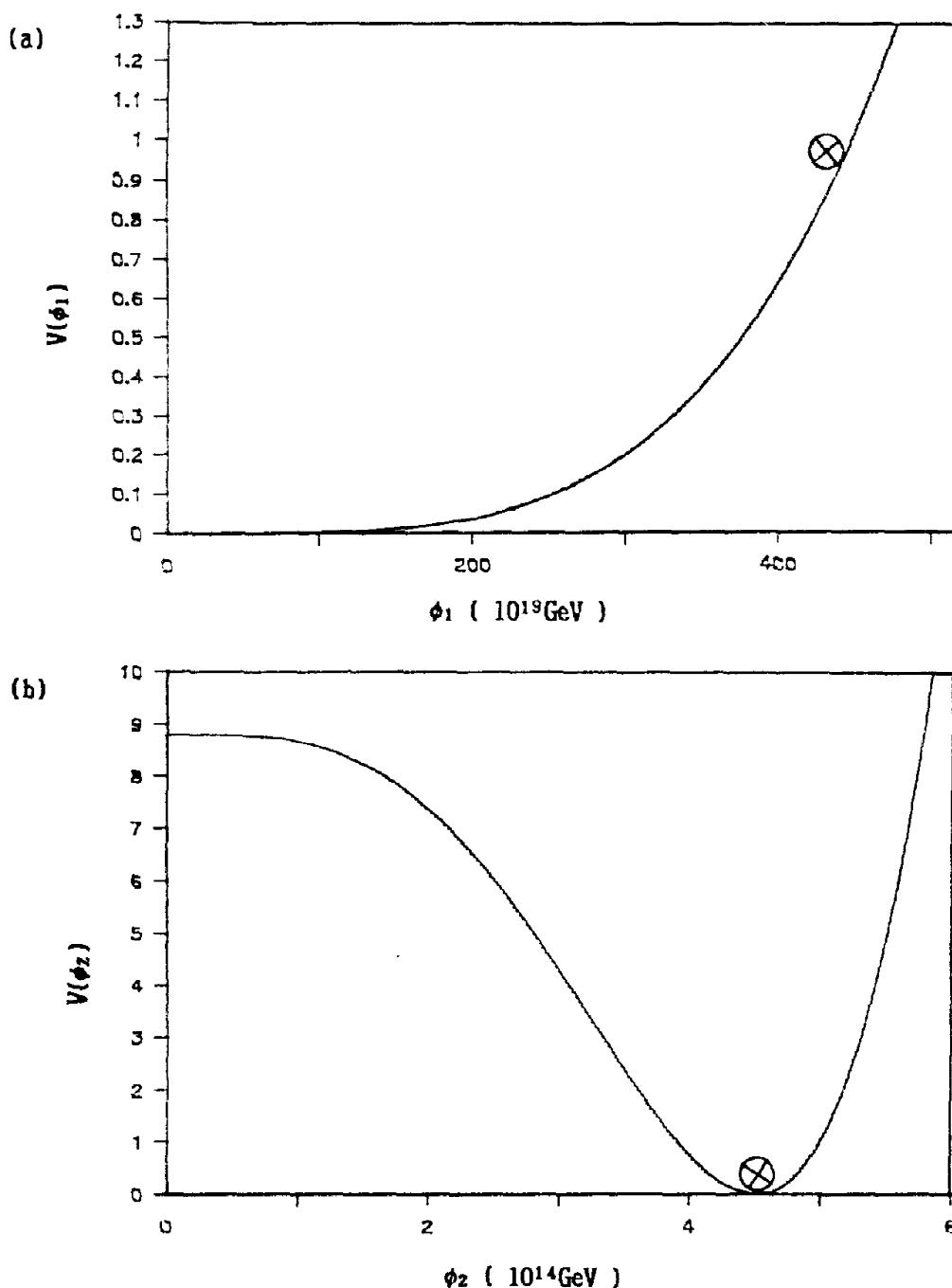


그림 1. 인플레이션이 일어나기 직전에 $V(\phi_1) \sim M_P^4$, $V(\phi_2) = 0$ (즉 $\phi_2 = \sigma = 4.5 \times 10^{14} \text{ GeV}$)의 값을 가진다고 가정하였다(그림의 \otimes). 이렇게 두번 인플레이션은 ϕ_1 에 의해 서단 일어나며 Linde의 혼돈 인플레이션과 완전히 똑 같다. ϕ_1 이 \otimes 의 위치에서 아래로 굴러 떨어지는 동안 인플레이션이 일어나다가, $\phi_1 \leq (1/3)M_P$ 가 되면 인플레이션이 끝나면서 동시에 우주의 재가열이 일어난다. 이때 ϕ_2 는 계속 \otimes 의 위치에 머물러 있는다. (a)와 (b)의 눈금이 서로 다를에 유의하라. ϕ_1 은 M_P ($\sim 10^{19} \text{ GeV}$)단위이고 $V(\phi_1)$ 은 M_P^4 단위인 반면, ϕ_2 와 $V(\phi_2)$ 는 각각 10^{14} GeV , 10^{56} GeV^4 단위이다.

쉽 우주가 시공의 거품(space-time foam)에서 막 탄생했을 때의 스칼라장의 전형적인 분포는

$$\begin{aligned} (\partial_0 \phi_1)^2 &\sim M_P^4 \\ (\nabla \phi_1)^2 &\sim M_P^4 \\ V(\phi_1) &\sim M_P^4 \end{aligned} \tag{3}$$

으로 예상된다. 이때 우주는 크기가 $O(M_P^{-1})$ 인 닫힌 우주로 생각한다. 각 값들의 크기가 $O(M_P^4)$ 으로 모두 비슷하므로, 그때의 우주안에는

$$(\partial_0 \phi_1)^2, (\nabla \phi_1)^2 < V(\phi_1) \tag{4}$$

를 만족하는 영역이 존재할 확률을 무시할 수 없다. 이럴 경우 이런 영역은 지수 함수적으로 팽창을 하게 된다. 위와 같은 초기상태에서의 ϕ_1 장의 진화는 Klein-Gordon 방정식과 Friedmann 방정식

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} + 3H \frac{\partial \phi_1}{\partial t} = -\frac{\partial V}{\partial \phi_1} = -\lambda \phi_1^3 \tag{5}$$

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi}{3M_P^2} \left(\frac{1}{2} \dot{\phi}_1^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi_1^4 \right) \tag{6}$$

으로 기술되는데, 초기에는 $V(\phi_1) \sim M^4$ 이므로, (6)에 의하면 H 또한 큰 값이다. 따라서 (5)에서 마찰항에 해당되는 $3H\dot{\phi}_1$ 가 큰 값이므로 ϕ_1 은 매우 느리게 변함을 알 수 있다(결과적으로 $\ddot{\phi}_1$ 는 무시할 수 있다). 그러므로 (5), (6)식은

$$\begin{aligned} H^2 &\simeq \frac{8\pi}{3M_P^2} \cdot \frac{1}{4} \lambda \phi_1^4 \simeq \text{const} \\ a &\simeq a_0 \exp(Ht) \\ \phi_1 &\simeq \phi_0 \exp\left\{-\left(\lambda/6\pi\right)^{1/2} M_P t\right\} \end{aligned} \tag{7}$$

로서 인플레이션이 일어난다. (7)에서 $\phi_1 \geq 1/3M_P$ 이면 $1/2\dot{\phi}_1^2 \leq 1/4\lambda\phi_1^4$ 이 되는데, 이는 $\phi_1 \sim 1/3M_P$ 때 까지만 인플레이션이 일어남을 의미한다.

한편, 인플레이션 도중의 스칼라장의 양자요동이 다시 지평선 안으로 들어올 때 만드는 요동 $\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_H$ 는 우주 배경복사의 등방성 ($\delta T/T \leq 10^{-4}$) 관측으로부터

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right) \sim \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_H \sim 0.3\lambda^{1/2} \ln^{3/2} k^{-1} (\text{cm}) \leq 10^{-4} \tag{8}$$

이 요구되므로, 이것에서 $\lambda \leq 10^{-10}$ 이라는 조건이 나온다(Kofman et al. 1988). λ 가 이렇게 작아야 한다는 것은 혼돈 인플레이션에서도 여전히 결론이 되고 있다.

$\phi_1 \leq 1/3M_P$ 이면 H 가 작은 값이고, 따라서 마찰항을 무시할 수 있게 되어 운동 방정식 (5)은

$$\ddot{\phi}_1 = -\lambda \phi_1^3 \tag{9}$$

으로 되어 ϕ_1 은 원점 주위로 진동을 하며, 이로 인해 우주가 재가열 된다. 인플레이션이 끝날 무렵의 진공의 에너지 밀도는

$$\rho_{vac} \sim 2V(1/3M_P) \sim 1/2\lambda(1/3M_P)^4 \sim 10^{-12} M_P^4 \sim (10^{16} \text{GeV})^4 \tag{10}$$

인데, 만일 이 에너지가 모두 열로 바뀐다면 우주의 재가열 온도 T_R 은, $(\pi^2/30) \cdot N \cdot T_R^4 = \rho_{vac}$ (여기서 $\pi^2/30$ 은 cgs 단위계에서의 복사 상수 a 에 해당하며, N 은 $T \sim 10^{14} \text{ GeV}$ 에서의 입자들의 자유도로서 100정도의 값이다.)에서,

$$\max(T_R) \sim 10^{15} \text{ GeV} \quad (11)$$

가 된다. 실제로는 우주의 팽창으로 인해 이보다는 약간 낮은 온도로 재가열 될 것으로 기대된다 (Turner 1986). 이 논문에서는 재가열이 $1.5 \times 10^{14} \text{ GeV}$ 정도로 일어난다고 생각하였다. 재가열이 끝난 후의 배경우주는 $k=0$ 이고 복사 지배 시대에 있는 Friedmann 우주와 똑같을 것이다. 또한 이후로는, ϕ_1 은 아무런 역할도 하지 않으므로 고려할 필요가 없다.

3. 거품의 형성

ϕ_1 에 의해 재가열이 되면 ϕ_2 의 포텐셜의 모양은 그림 2와 같이 크게 변한다. 그림 2의 C처럼 재가열 온도가 $T_c (\sim 1.31 \times 10^{14} \text{ GeV})$ 보다 크면 이전까지의 진짜 진공상태 ($\phi_2 \simeq 0$) 가 가짜 진공상태 ($\phi_2 = 0$)보다 더 높은 포텐셜을 갖는다. 따라서 이렇게 되면 ϕ_2 장은 불안정하게 되며 양자 투과 (quantum tunneling)가 일어나서 에너지가 낮은 상태 ($\phi_2 = 0$)를 찾을 것이다.

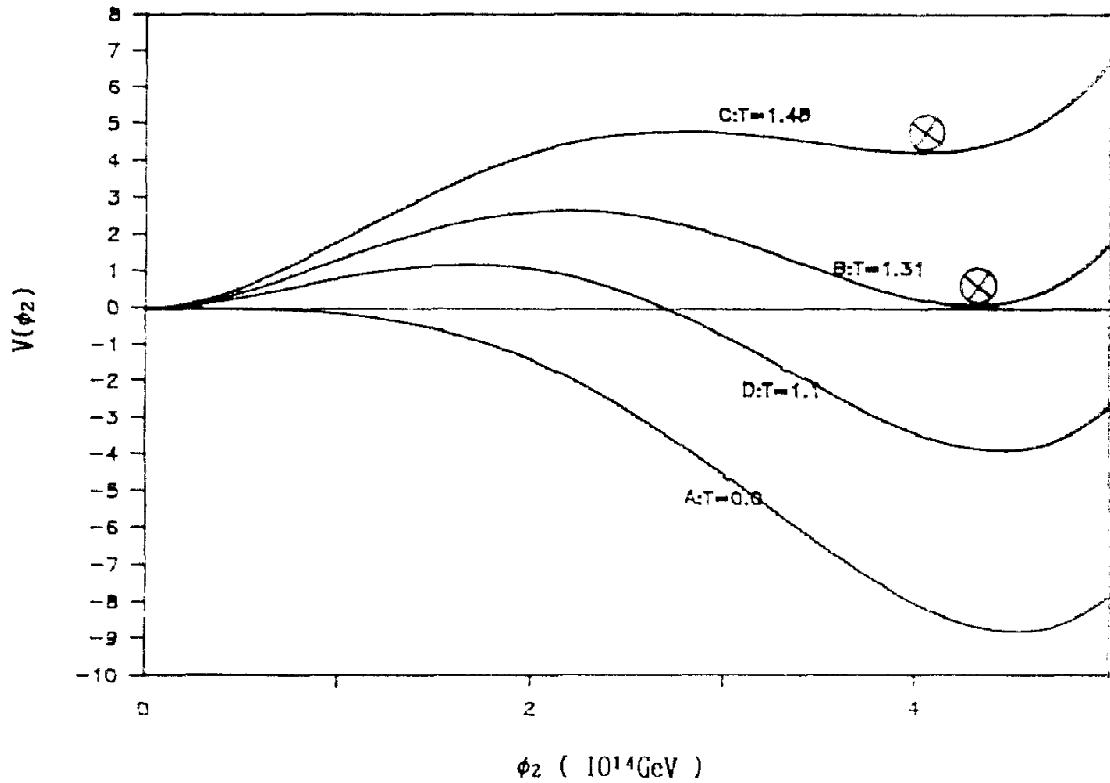


그림 2. ϕ_1 에 의해 우주가 재가열 되면 $V(\phi_2)$ 의 모양이 크게 변한다. 즉 인플레이션 기간은 같은 그림의 A와 같이 $T=0$ 인 모양으로 있다가, 재가열이 되면 그림의 B나 C와 같은 모양으로 바뀐다. 그림의 \otimes 는 재가열될 당시의 ϕ_2 의 위치를 나타내는데, 그림의 C와 같이 재가열 온도가 임계온도 T_c 보다 클 경우 ϕ_2 장은 불안정해지며, 따라서 매우 적은 확률이긴 하지만 $\phi_2=0$ 으로의 투과가 일어나서, $\phi_2=0$ 인 거품들이 공간의 군데 군데에 떠 있게 된다. 이 거품들이 나중에 겹은 구멍이 된다. C에서 생긴 거품들은, 시간이 지남에 따라 우주의 온도가 D처럼 임계온도 밑으로 떨어지면, 불안정해지며 수축을 하게 된다. 편의상, $V(0) = 0$ 으로 두었음에 유의하라. (온도는 10^{14} GeV 단위이고 포텐셜은 10^{56} GeV^4 단위이다.)

다. 단위 시간당 단위 체적당 양자 투과가 일어날 확률은

$$\Gamma/V = Ce^{-S/T} \quad (12)$$

으로 표시할 수가 있는데, 여기서

$$\begin{aligned} C &\simeq \sigma^4 \\ \frac{S}{T} &= \frac{4\pi}{T} \int_0^\infty d\rho \rho^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi_2}{d\rho} \right)^2 + V(\phi_2) \right] \\ \rho^2 &= x^2 + y^2 + z^2 \end{aligned}$$

이며, 이때 ϕ_2 는

$$\frac{d^2\phi_2}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{d\phi_2}{d\rho} = -\frac{dV}{d\phi_2}$$

와 경계조건

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} \phi_2(\rho) = 0$$

$$\left. \frac{d\phi_2}{d\rho} \right|_{\rho=0} = 0$$

을 만족한다(Coleman 1977; Callan et al. 1977; Cook et al. 1981). 이 공식들은 무한대의 자유도를 가지는 체에 대한 WKB 근사에서부터 나왔다.

재가열 온도가 1.5×10^{14} GeV 근처일 때 S/T 값을 계산하면 그림 3과 같다. 일단, $\phi_2 \simeq \sigma$

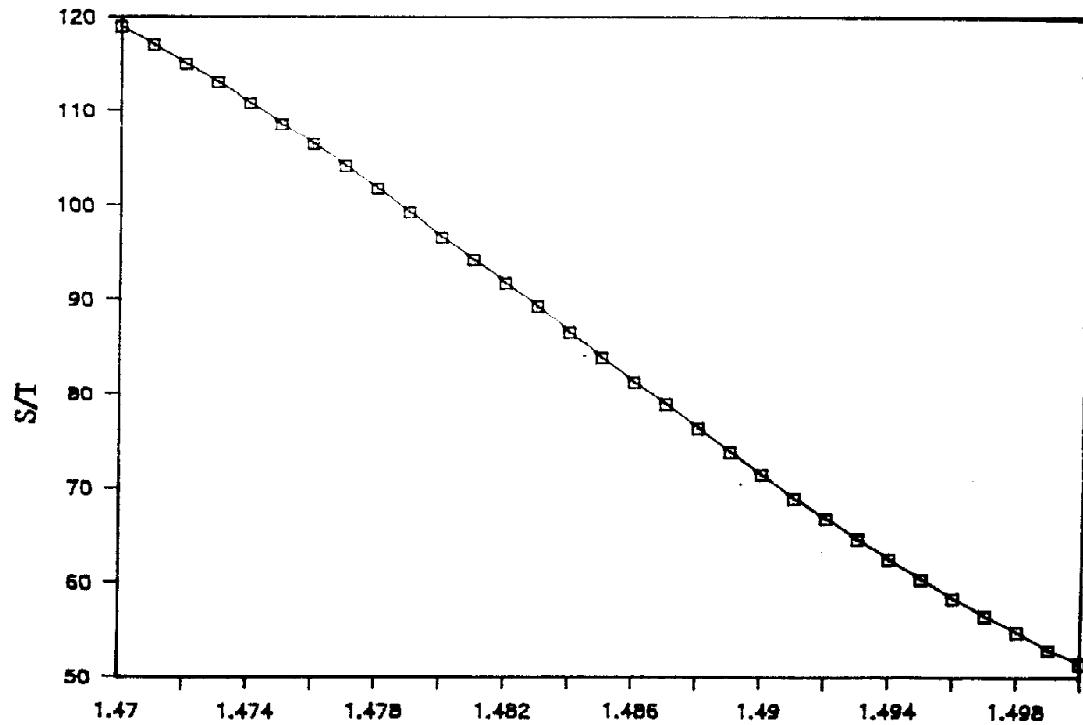


그림 3. 재가열 온도에 따른 S/T 의 변화.

원시 검은 구멍의 갯수밀도는 S/T 값에 의해 전적으로 결정된다.

에서 $\phi_2 = 0$ 으로의 천이가 일어나서 $\phi = 0$ 인 거품들이 생기면, 이 거품들은 광속에 가까운 속도로 팽창을 하다가(Coleman 1977; Narlikar et al. 1986) 우주의 온도가 T_c 까지 떨어지면 팽창을 멈춘다고 하자. 근사적으로 거품들이 $T \sim 1.5 \times 10^{15} \text{ GeV}$ 일 때 0인 크기로 생겨나서 $T \sim 1.3 \times 10^{14} \text{ GeV}$ 일 때까지 팽창하였다면, 시간상으로는

$$T(\text{MeV}) \sim t^{-1/2}$$

이라는 공식을 이용하면, $\Delta t \sim 4 \times 10^{-35} \text{ sec}$ 동안 팽창을 한 것이 된다. 따라서 거품의 반지름은 $c \Delta t \sim 10^{-24} \text{ cm}$ 쯤이 되며, 이것은 그 당시의 지평선보다 조금 작은 값이다(거품이 지평선보다 작은 크기로 생겼다고 가정하였고, 지평선과 거품은 둘 다 광속으로 팽창하므로 거품의 크기는 항상 지평선보다 작다.). 따라서 $T \sim T_c$ 무렵, 우주의 대부분은 $\phi_2 \approx \sigma$ 인 상태로 있지만, $\phi_2 = 0$ 인 거품들이 그 사이사이에 드문드문 떠 있을 것이고, 이 거품들의 반지름은 대략 10^{-24} cm 정도일 것이다. 시간이 지남에 따라 우주의 온도가 T_c 보다 낮아 지면 (그림 2의 D), 이제는 $\phi_2 = 0$ 인 상태가 도리어 불안정해지고, 우주의 대부분을 차지하는 $\phi_2 \approx \sigma$ 인 상태는 안정해진다.

4. 검은 구멍의 생성

Sato(1982, 1987) 등은 1차 상전이가 일어날 때 검은 구멍이나 벌레 구멍(worm hole)이 생길 수 있음을 보였는데, 그들의 논증을 이 경우에 비슷하게 적용을 시킬 수 있다. 우주의 온도가 T_c 보다 낮아지면, $\phi_2 = 0$ 이 $\phi_2 \approx \sigma$ 보다 높은 에너지를 갖게 되므로(그림 2의 D), $\phi_2 = 0$ 인 거품들은 수축을 한다. 거품이 수축한다는 말은 거품의 바깥쪽에서부터, $\phi_2 = 0$ 에서 $\phi_2 \approx \sigma$ 로의 천이가 일어나서 점진적으로 안쪽으로 진행해 나간다는 뜻이다. 높은 에너지 상태($\phi = 0$)가 낮은 에너지 상태($\phi \approx \sigma$)로 바뀌면서 나오는 잠열은 거품의 벽에 밀집하게 되는데(Coleman 1977), 거품이 수축함에 따라 이 에너지들은 점점 좁은 영역내로 밀집한다. 에너지의 밀집정도가 배경우주의 에너지 밀도($\rho = \pi^2 NT^4/30$)보다 우세하게 되면, 거품의 바깥쪽은 Schwarzschild계량

$$ds^2 = (1 - r_g/r) dt^2 - (1 - r_g/r)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2 \quad (14)$$

으로 기술이 되는데, 여기서

$$r_g = 2GM = 2G(4\pi\rho_{vac}L^3/3)$$

L =거품의 반지름

이다. 이때 거품의 내부가 어떤 계량으로 기술되는지는 중요하지 않다. 거품이 계속 수축을 하다가 반경이 중력반경 r_g 이내로 줄어들면 검은 구멍이 된다. 이렇게 해서 생긴 검은 구멍의 질량은

$$M \sim 4\pi\rho_{vac}L^3/3 \sim (4\pi/3) (10^{-24} \text{ cm})^3 (10^{14} \text{ GeV})^4 \sim 10^{26} \text{ GeV} \sim 1 \text{ kg} \quad (15)$$

이다.

현재의 지평선($\sim 10^{28} \text{ cm}$)에 해당되는 당시의 크기 l 은

$$\frac{a_{\text{now}}}{a} = \frac{10^{28} \text{ cm}}{l} \sim \frac{10^{14} \text{ GeV}}{3 \text{ K}} \sim 10^{27} \quad (16)$$

에서, $l_h \sim 10 \text{ cm}$ 이다(당시의 지평선 거리는 $ct \sim 10^{-24} \text{ cm}$ 이다.). 이런 크기를 가지는 영역에서 생성되는 거품의 갯수는

$$(\Gamma/V) \Delta V \Delta t \sim (10\text{cm})^3 (10^{-35}\text{sec}) C e^{-S/T} \quad (17)$$

인데, 각 거품들이 질량이 1 kg정도의 검은 구멍이 되므로, 이들의 총질량은

$$(10\text{cm})^3 (10^{-35}\text{sec}) C e^{-S/T} 10^3 \sim 10^{95} e^{-S/T} (\text{gram}) \quad (18)$$

이 된다. 이 값을 그림 4에서 보면 재가열 온도가 $1.48 \times 10^{14} \text{ GeV}$ 정도 되면, 현재의 지평선 내에 존재했던 PBH들의 총질량이 현재의 지평선 내에 존재하는 물질들의 총질량 ($\sim 10^{55} \text{ g}$)과 비슷해짐을 알 수 있다. 물론, 이 정도의 검은 구멍이 생기더라도, 당시 우주의 에너지 중에서 검은 구멍들이 차지하는 비율은 10^{-25} 정도로 매우 작다. 따라서 우주는, 검은 구멍의 생성에 관계없이, 여전히 복사 지배 시기에 있게 된다.

이렇게 해서 생성된 PBH는 Hawking 증발에 의해

$$t \simeq 9 \times 10^{-27} (M/1\text{g})^3 \sim 9 \times 10^{-18} \text{ sec} \quad (19)$$

만에 수명을 마치게 되므로 현재까지 남아있지는 않을 것이다.

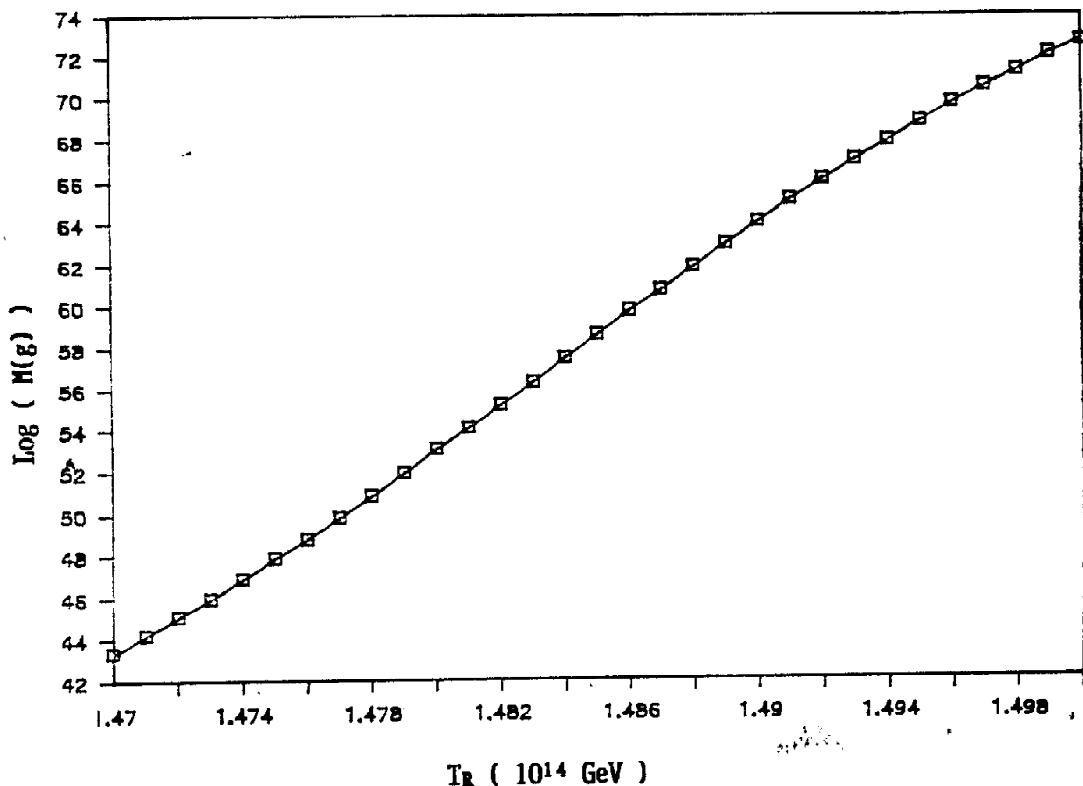


그림 4. 현재의 지평선($\sim 10^{28} \text{ cm}$) 내에 재가열 당시 존재했던 검은 구멍들의 총질량을 나타내었다. 그림에서 볼 수 있듯이 재가열 온도가 $1.48 \times 10^{14} \text{ GeV}$ 정도 되면 원시 검은 구멍들의 총질량이 우리 우주의 질량($\sim 10^{55} \text{ g}$)과 같아진다.

III. 결 론

이상에서, 두 개의 스칼라장을 사용하여 지금까지와는 전혀 다른 방법으로 PBH의 생성을 살펴보았다. 초기조건으로 $\phi_1 \sim 450M_P$ (즉 $V(\phi_1) \sim M_P^4$), $\phi_2 \simeq \sigma(V(\phi_2) = 0)$ 를 가정하고, 또 ϕ_1 에 의한 인플레이션이 끝난 직후의 재가열 온도가 1.48×10^{14} GeV 정도가 된다고 가정하면 1 kg 정도의 질량을 가지는 검은 구멍을 얻을 수 있는데, 현재 우리 우주의 지평선 내에서 그 당시에 생성되었던 검은 구멍의 총질량은 $\sim 10^{55}$ g으로서, 우주내의 바리온의 총 질량과 같아짐을 알았다.

이렇게 해서 생긴 검은 구멍들은 질량이 작기 때문에 금방 증발하여 버린다. 그렇기 때문에 가장 직접적으로 영향을 미치는 것은 바리온 생성 문제일 것이다. 검은 구멍이 서서히 증발을 하다가 질량이 충분히 작아지면 X보존을 만들어낼 수 있을 만큼 증발 온도가 높아지는데, 이 X보존이 붕괴하면서 반입자보다도 입자를 더 많이 만들어 내어, 결과적으로 현재의 우주와 같이 물질이 우세하게 될 수 있다. 만일 PBH만의 총 질량이 충분히 크다면, 현재의 일반적인 견해와 같이 우주가 재가열된 이후부터 바리온 비대칭(즉 물질이 반물질보다 많은 상태)이 이루어진다고 할지라도 PBH의 증발에 의한 기여를 무시할 수 없을 것이다. 또한 재가열되는 온도에 약간의 요동이 있다고 가정한다면, 이 요동은 PBH들의 공간분포에 민감하게 영향을 미칠 것이다. 따라서 은하형성에 필요한 풀의 밀도요동을 이들로부터 이끌어낼 수 있을지도 모른다. 정량적인 계산을 위해서는 재가열 기작에 대한 구체적인 이해가 필요할 것이다.

참 고 문 헌

- Albrecht, A., and Steinhardt, P. J. 1982, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1220.
- Bardeen, J. M., Steinhardt, P. J., and Turner, M.S. 1983, *Phys. Rev.*, **D28**, 679.
- Belinsky, V. A., Grishchuk, L. P., Khalatnikov, I. M., Zeldovich, and Ya. B. 1985, *Phys. Lett.*, **B155**, 232; also 1986, *Sov. Phys. JETP*, **62**(2), 195.
- Callan, C. G., and Coleman, S. 1977, *Phys. Rev.*, **D16**, 1762.
- Coleman, S. 1977, *Phys. Rev.*, **D15**, 2929.
- Cook, C. P., and Mahanthappa, K. T. 1981, *Phys. Rev.*, **D23**, 1321.
- Guth, A. H. 1981, *Phys. Rev.*, **D23**, 347.
- Guth, A. H., and P., S. Y. 1982, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1110.
- Hawking, S. W. 1971, *M.N.R.A.S.*, **152**, 75.
- Hawking, S. W. 1982, *Phys. Lett.*, **B115**, 295.
- Kofman, L. A., and Linde, A. D. 1987, *Nucl. Phys.*, **B282**, 555.
- Kofman, L. A., Linde, A.D., and Mukhanov, V. F. 1987, in *Large Scale Structure of the Universe*; IAU Symp. 130, ed. J. Audouze, M. Pelletan, and A. Szalej (Netherlands; Kluwer Academic Publishers), p. 51.
- La, D., and Steinhardt, P. J. 1989, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 376.
- Linde, A. D. 1982a, *Phys. Lett.*, **B108**, 389.

- Linde, A. D. 1982b, *Phys. Lett.*, **B116**, 335.
- Linde, A. D. 1983a, *Phys. Lett.*, **B129**, 177.
- Linde, A. D. 1983b, *Phys. Lett.*, **B132**, 317.
- Linde, A. D. 1985, *Phys. Lett.*, **B162**, 281.
- Linde, A. D. 1986, *Phys. Lett.*, **B175**, 395.
- Narlikar., J. V., and Padmanabhan, T. 1986, *Gravity, Gauge Theories and Quantum Cosmology* (Netherlands; D. Reidelands; D. Reidel Publishing Company).
- Salopek, D. S., Bond, J. R., and Bardeen, J. M. 1989, *Phys. Rev.*, **D40**, 1753.
- Sato, K., Kodama, H., Sasai, M., and Maeda, K. 1982, *Phys. Lett.*, **B108**, 103.
- Sato, K. 1987, in *Large Scale Structure of the Universe*; IAU Symp. 130, ed. J. Audouze, M. Pelletan, and A. Szalay (Netherlands; Kluwer Academic Publishers), p. 67.
- Silk, J., and Turner, M. S. 1987, *Phys. Rev.*, **D35**, 419.
- Starobinsky, A. A. 1982, *Phys. Lett.*, **B117**, 175.
- Turner, M. S. 1986, in *Gauge Theory and the Early Universe*, ed. P. Galeotti, and D.N. Sachramm (Netherlands; Kluwer Academic Publishers), p. 5.
- Vilenkin, A., and Ford, L. 1982, *Phys. Rev.*, **D26**, 1231.