

## 우주의 물질-반물질 비대칭성

강 신 규

특수 상대성 이론과 양자 역학을 접목시킨 폴 디랙의 이론에 따르면, 우주를 이루고 있는 기본 물질인 양성자, 전자와 같은 소립자들은 질량 등 물리적 성질은 동일하지만 자신과는 반대 전하를 갖는 반(反)입자를 갖는다. 즉 양성자의 전하가 양(+ )인 반면 반입자인 반양성자의 전하는 음(-)이고, 전자의 전하가 음(-)인 반면에 그에 해당하는 반입자인 양전자의 전하는 양(+ )이다. 만약 입자와 반입자 또는 물질과 반물질이 만나게 되면 빛의 형태로 많은 에너지를 내며 둘 다 소멸한다. 역으로 고에너지 입자들이 반응하면서 입자-반입자 쌍이 생성되기도 한다. 이러한 반입자의 존재를 예견한 디랙의 이론은, 1932년에 미국 캘리포니아공대의 칼 앤더슨이 우주로부터 오는 소립자의 흐름인 우주선이 지구 대기와 충돌할 때 순간적으로 생겼다 사라지는 양전자의 존재를 포착함으로써 그 타당성이 입증되었다. 그로부터 약 24년 지난 1956년에 양성자의 반입자인 반양성자가 버클리 대학의 가속기에서 발견되었다. 반입자의 발견으로 물리학자들은 모든 물질은 그것에 대해 반물질이 존재해야 하는 자연 법칙의 심오한 대칭성을 인정하게 되었고, 물질만으로 이루어진 현재의 우주가 존재한다는 사실이 대칭성이 깨져있음을 의미한다는 것으로 받아들여지게 되었다.

### 우주의 강입자 비대칭

빅뱅 이론에 근거한 우주의 역사를 거슬러 올라가면, 우주가 탄생한 후, 우주에 존재하는 막대한 에너지로부터 소립자들이 생겨나기 시작하였는데, 이때 디랙 이론에 따라 입자들이 에너지로부터 생성될 때에는 반드시 반입자의 탄생을 동반하게 된다. 따라서 우주 탄생 초기에는 입자와 반입자가 같은 양으로 생성됐을 것이므로 대칭성이 완벽히 유지되는 우주에서는 이들이 충돌해 빛을 내고 소멸하거나 입자-반입자 쌍이 생겨나는 현상이 반복될 뿐 입자만으로 이뤄진 현재의 우주는 존재하기 힘들게 된다. 현재 우리 우주에는 양성자,

전자 등과 같은 입자로 구성되어 있는 물질로 가득 차 있고 반물질은 찾아보기 힘들다. 만약 우주에 물질만큼의 반물질이 존재한다면, 그 반물질은 물질로부터 적어도 대략 태양 질량의  $10^{12}$ 배 이상의 크기 정도로 분리되어 존재해야 하는데,<sup>[1]</sup> 그렇게 되어 있을 가능성은 거의 없다. 현재 반물질은 우주선(宇宙線)이나 입자 가속기에서만 찾을 수 있으며 우주는 물질만으로 구성된 것으로 알려져 있다. 우주선 관측으로부터 포착되는 반양성자의 수는 양성자에 비해 약  $10^{-4}$  정도 적으며, 이 적은 양의 반양성자도 대부분 우주선의 충돌로 인해 2차적으로 발생하는 것들이다. 결국 우주 초기에 이유는 알 수 없지만 입자가 반입자보다 더 많았어야 한다는 결론에 도달한다. 이 사실은 물질로 구성된 우주가 존재한다는 것이 입자와 반입자 사이에 본질적인 비대칭이 존재함을 뜻한다. 즉 어떤 이유에서인지 입자와 반입자들의 수에 차이가 생겼다는 것을 의미한다. 물리 법칙의 대칭성을 추구하는 물리학자들에게 이 부분은 설명할 수 없는 미스터리로 남아있었다.

우주의 강입자 수 비대칭의 크기는 총 강입자의 수 밀도(강입자 수 밀도  $n_B$  - 반강입자 수 밀도  $n_{\bar{B}}$ )를 우주에 존재하는 광자의 수 밀도( $n_\gamma$ )로 나눈 양으로 나타낼 수 있고, WMAP 인공 위성 등을 이용한 우주 관측을 통해 측정된 이 양의 값은 대략 다음과 같이 주어진다.<sup>[2]</sup>

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} = 6_{-0.2}^{+0.3} \cdot 10^{-10}$$

이 결과는 물질과 반물질이 서로 만났을 때 약 100억 개의 입자 당 한 개의 입자가 살아남아 오늘날의 우주가 만들어졌을 것으로 추정하게 한다. 따라서 아주 작은 차이가 현재의 우리를 낳았다고 볼 수 있다. 현재 우리 우주를 구성하는 물질의 대부분은 강입자로 구성되었다. 이와 같은 물질과 반물질의 비대칭을 물질이 대부분 강입자로 이루어졌다는 점에서 강입자 비대칭(baryon asymmetry)이라고도 부른다. 강입자

#### 저자약력

강신규 교수는 1994년 한국과학기술원에서 박사 학위를 받고, 서울대, 브라운대, 고등과학원 등에서 연구원을 지냈다. 이후 서울대 연구교수와 서강대 조교수를 거쳐 현재는 서울 산업대학교에서 조교수로 재직하고 있다. 중성미자와 이와 관련된 우주론이 주 연구 분야이다. (skkang@snu.ac.kr)

#### 참고문헌

- [1] E. W. Kolb and M. S. Turner, "The Early Universe", Frontiers in Phys. **69** (1990).
- [2] WMAP, D. N. Spergel *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **170**, 377 (2007).

비대칭을 설명하는 시나리오는 우주 초기에 강입자 수가 대칭적이었던 우주에서 이 같은 양의 값을 어떻게 구현할 수 있는지를 설명해야 한다. 이 강입자 비대칭 현상을 설명하기 위해서는 초기의 대칭적 우주에서 현재의 비대칭적 우주에 이르는 우주 진화의 중간 단계에 적절한 기제(mechanism)가 작용하여 강입자 대칭이 깨어져야 할 것이다.

1967년에 옛 소련의 핵물리학자인 안드레이 사하로프는 우주 초기에 강입자 수가 대칭적인 상태로부터 이 강입자 비대칭이 이루어지기 위해서 이론이 갖추어야 할 3가지 조건을 제시하였다.<sup>[3]</sup> 이를 사하로프의 조건이라고 부르며, 그 세 가지 내용은 다음과 같다.

첫째, B 양자수(강입자 양자수)가 보존되지 않는 상호 작용을 포함할 것.

둘째, C 및 CP 대칭성 파괴를 포함할 것,

셋째, 열적 평형에서 벗어날 것.

쿼크 모형에서 강입자 양자수는 입자를 구성하는 쿼크들의 강입자 양자수로 나타낼 수 있다. 이 경우 쿼크는 강입자 양자수가 1/3, 반쿼크는 강입자 양자수가 -1/3로 주어진다. 만약 어떤 입자가 쿼크 3개로 구성된 입자라면 그 입자의 강입자 양자수는  $3(1/3)=1$ 이 된다. 3개의 쿼크들로 구성된 입자들이 바로 강입자들이므로 강입자의 경우에는 강입자 양자수가 1이 되고, 반강입자의 경우에는 3개의 반쿼크로 구성되므로 강입자 양자수는 -1이 되도록 양자수를 지정하는 것은 매우 자연스럽다. 한편, 쿼크와 반쿼크의 쌍으로 구성된 소위 메존들의 경우에는 강입자 양자수가  $1/3+(-1/3)=0$ 이 된다. 소립자들의 상호작용에서 강입자 양자수가 보존된다는 것은 상호 작용이 시작되기 전의 소립자들이 갖는 총 강입자 양자수와 상호 작용이 끝난 후의 소립자들이 갖는 총 강입자 양자수가 같다는 것을 의미한다. 현재까지 강입자 양자수가 보존되지 않는 상호 작용은 발견되지 않았다. 소립자들의 상호 작용을 설명하는 표준 모형 내에서도 강입자 양자수는 보존되는 것으로 기술되어 있다. 현재까지 양성자가 붕괴되는 현상을 발견하지 않았는데, 그 이유는 강입자 양자수가 보존된다는 사실과 관련이 있다고 믿고 있으며, 만약 양성자가 붕괴되는 현상을 발견하게 되면, 그것은 자연계에서 강입자 양자수는 더 이상 보존되지 않는 양자수임을 의미하게 된다. 자연계에서 강입자 수가 반드시 보존되어야 한다는 강력한 이유는 아직 존재하지 않으며, 우주가 물질로 구성되어 있다는 사실은 바로 강입자 수가 보존되지 않아야 함을 시사한다고 볼 수 있다.

우주 초기에는 상호 작용이 열적으로 평형 상태에 있었을 것으로 추정되며, 만약 강입자 양자수가 모든 상호 작용에서 보존된다면, 오늘날의 강입자 비대칭은 우주가 시작하는 단계에서부터 강입자 수와 반강입자 수가 비대칭적이어야 한다는 이해하기 매우 어려운 결론에 도달하게 된다. 그러나 네덜란드의 물리학자

트후프트는 표준 모형 내에서 여러 개의 진공 상태(vacuum state)들이 존재하며, 한 진공 상태에서부터 다른 진공 상태로 양자 터널 효과를 통해 전이가 가능하다는 사실을 밝혀내었다.<sup>[4]</sup> 또한 이들 다른 진공들 사이의 전이 과정에서 강입자 양자수는 변하게 되며, 따라서 강입자 양자수가 보존되지 않는 전이 과정의 확률 크기를 구할 수 있었다. 그러나 이 강입자 양자수가 보존되지 않는 진공 상태들의 전이 과정의 확률 크기 값은 매우 작아서 우주의 강입자 수 비대칭을 설명하기에는 턱없이 부족한 것으로 알려졌다. 따라서 우주의 강입자 수 비대칭을 설명하기 위해서는 다른 종류의 강입자 수 비보존 상호 작용이 존재하여야만 한다.

강입자 양자수가 보존되지 않는 상호 작용의 경우에도 C 및 CP 대칭성이 보존되는 한 입자의 붕괴 및 충돌 작용을 통해 강입자와 반강입자는 똑같은 비율로 생성될 것이므로 강입자 수와 반강입자 수는 같아져서 전체적으로 강입자 수의 비대칭이 이루어지지 않게 된다. 따라서 C와 CP 대칭성 파괴는 강입자 수 비대칭에 있어서 필수 불가결한 요소이다. CP 대칭성 파괴 현상은 K-중간자와 B-중간자에 관련된 약한 상호 작용에서 발견되었다. 또한 이 CP 대칭성 파괴의 원인이 고바야시와 마스카와가 제시한 약한 상호 작용과 관련된 쿼크들의 플레이버 혼합 매트릭스(flavor-mixing matrix)에서 제거되지 않는 위상(phase) 때문이라는 것으로 판명되었다.<sup>[5]</sup> 그러나 K- 및 B-중간자에 관한 CP-대칭성 파괴의 실험 결과들은 강입자 수 비대칭을 만족스럽게 설명하기엔 그 크기가 너무 작다는 것이 알려졌다. 따라서 강입자 수 비대칭을 만족스럽게 설명하기 위해서는 고바야시와 마스카와가 제시한 CP 대칭성 파괴의 근원 이외에 새로운 종류의 CP 대칭성 파괴의 원인이 있어야 한다.

일반적으로 한 입자와 그에 대한 반입자는 질량이 같다. 이 사실로부터 열적 평형 상태에서는 강입자와 반강입자의 위상 공간 밀도(phase space density)가 같아야 하며 이것은 열적 평형 상태에서 강입자 수와 반강입자 수는 항상 같게 유지됨을 의미한다. 따라서 강입자 수의 변화를 주는 상호 작용이 열적 평형 상태에서 벗어나야만 오늘날 우주의 강입자 수 비대칭을 설명할 수 있게 된다.

### 대통일 이론에서의 물질-반물질 비대칭

위에서 언급한 바와 같이 강입자 수 비대칭을 설명하기 위해

#### 참고문헌

- [3] A. D. Sakharov, JETP Lett. **5**, 24 (1967).
- [4] G. t'Hooft, Phys. Rev. Lett. **37**, 8 (1976); Phys. Rev. D **14**, 3432 (1976).
- [5] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

필요한 3가지 요소 및 그 요소들의 크기는 중력을 제외한 소립자들의 상호 작용을 기술하는 모형으로 알려진 소위 표준 모형 내에서는 만족되지 않음이 판명되었다. 따라서 우주의 물질에 대한 기원 문제를 해결하기 위해서는 표준 모형을 넘어서는 새로운 물리 이론이 필요하다. 표준 모형을 넘어서는 물리 이론 가운데, 대통일 이론(Grand Unified Theory)에서 우주의 강입자 수 비대칭을 구현할 수 있는 가능성에 대해 많은 연구들이 진행되어 왔는데,<sup>[6]</sup> 그 이유 중 하나는 대통일 이론에서는 강입자 수가 보존되지 않는 상호 작용이 자연스럽게 존재하기 때문이다. 대통일 이론에서는 쿼크가 렙톤 혹은 반쿼크로 바뀔 수 있는 게이지 상호 작용이 존재하며, 따라서 이 상호 작용을 통해 사하로프의 첫 번째 조건인 강입자 수의 비보존을 만족시킬 수 있다. 한편 강입자 수가 보존되지 않은 게이지 상호 작용은 양성자를 붕괴시킬 수 있으며, 현재까지 알려진 양성자의 수명에 대한 실험 한계치 (약  $10^{33}$ 년 이상)를 만족하기 위해서는 강입자 수가 보존되지 않는 상호 작용을 매개하는 게이지 입자의 질량이  $10^{15}$  GeV보다 커야 한다는 사실이 도출된다.<sup>[7]</sup> 또한 대통일 이론에서는 무거운 힉스 입자를 통해서 강입자 수가 보존되지 않는 상호 작용이 발생할 수도 있다.

약한 상호 작용에서는 C 대칭성이 최대도 파괴되어 있으므로 대통일 이론에서 무거운 게이지 입자와 힉스 입자를 통한 강입자 수 비대칭에 필요한 C 대칭성 파괴는 어렵지 않게 구현된다. 한편 대통일 이론에서는 고바야시와 마스카와가 제시한 CP 대칭성 비보존 이외에도 CP 대칭성 파괴를 주는 여러 가지 가능성이 존재한다. 특히 무거운 게이지 입자 혹은 무거운 힉스 입자들과 관련된 상호 작용에서 결합 상수들이 복소수로 기술된다면 CP 대칭성이 파괴될 수 있고, 따라서 강입자 수 비대칭을 구현할 수 있게 된다.

이제, CP 대칭성 파괴가 강입자 수의 비대칭에 어떻게 영향을 주는지를 자세히 살펴보자. 이를 위해 대통일 이론에서 무거운 게이지 입자 혹은 힉스 입자의 붕괴로부터 생성되는 강입자 수 비대칭을 고려하자. 편의상 이들 무거운 입자를  $X$ 라고 하고,  $X$ 의 반입자를  $\bar{X}$ 라 하자. 대통일 이론에서 이  $X$  혹은  $\bar{X}$ 는 쿼크 혹은 렙톤들로 붕괴될 수 있다.  $X$  입자의 붕괴 과정에 대한 CP로 변환된 과정이  $\bar{X}$  입자의 붕괴 과정이다. 이 붕괴 과정에서 최종 상태의 강입자 수가 0이 아니라면 (즉, 최종 상태의 쿼크와 렙톤들의 강입자 양자수의 총합이 0이 아닌 경우)  $X$  입자의 붕괴로 생성된 강입자 수 밀도와  $\bar{X}$  입자의 붕괴로 생성된 반강입자 수 밀도는 CP 대칭성이 보존되는 한 같다. 그 이유는  $X$  입자의 붕괴율과  $\bar{X}$  입자의 붕괴율은 CP 대칭성이 보존되는 경우 정확히 같기 때문이다. 그렇다면 이들 입자의 붕괴 과정에서 CP 대칭성이 보존되지 않을 경우,  $X$  입자의 붕괴율과  $\bar{X}$  입자의 붕괴율은 어떻게 달

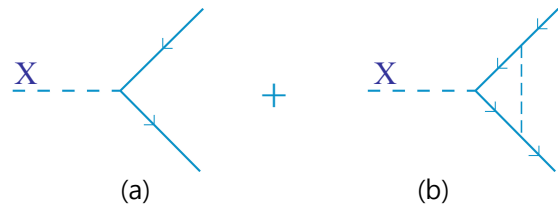


그림 1.  $X$  입자의 붕괴에 대한 파인만 다이어그램.

라지는지 살펴보자. 입자들의 붕괴율은 양자역학에서 확률값으로 주어지며, 이 확률값은 붕괴율에 기여하는 항들의 총합을 제공한 것과 동일하다. 여기서 붕괴율에 기여하는 항의 총합이란 상호 작용의 결합 상수 크기가 작아서 섭동 이론으로 붕괴율을 계산할 경우, 결합 상수의 차수에 따라 전개되는 항들의 총합을 의미한다. 결합 상수가 충분히 작은 경우, 근사적으로 결합 상수의 최저 차수(일반적으로 차수 0)와 다음 최저 차수(일반적으로 차수 1)에 해당하는 항들의 합만으로 붕괴율을 표현할 수 있다. 그림 1에서 붕괴율에 기여하는 항들 가운데 최저 차수(그림 1의 (a))에 해당하는 것과 다음 최저 차수(그림 1의 (b))에 해당하는 것을 파인만 다이어그램으로 표시하였다. 이 그림에서 점선은  $X$  입자에 해당하고 점선에서 갈라져 나온 화살표를 가진 실선들은  $X$  입자가 붕괴된 후 강입자 수가 0이 아닌 값을 갖는 쿼크 혹은 렙톤들에 해당한다.  $X$  입자의 붕괴율은 이 다이어그램들에 대한 수학적 표현의 크기(절대값)를 제공하여 구할 수 있다. 이 경우, 결합 상수가 일반적으로 복소수이면 CP 대칭성이 파괴된다. 그 이유는 붕괴 과정에 대한 CP 변환 과정은 붕괴 과정을 기술하는 상호 작용 항을 복소 공액(complex conjugate)하여 기술하게 되며, 따라서 상호 작용의 크기를 나타내는 결합 상수가 복소수라면 CP 변환한 경우에 결합 상수의 허수부는 반대 부호를 갖게 된다. 이와 같이 상호 작용의 결합 상수를 복소수로 택하여 CP 대칭성의 파괴 현상을 설명하는 아이디어가 바로 고바야시와 마스카와가 제시한 아이디어이다. 결합 상수가 복소수이면  $X$  입자의 붕괴율에 기여하는 항들의 총합에 대한 크기를 제공한 값은  $\bar{X}$  입자의 붕괴율에 기여하는 항들의 총합에 대한 크기를 제공한 값은 더 이상 같지 않게 되며, 두 붕괴율 사이의 차는 붕괴율에 기여하는 항들 가운데 결합 상수들의 곱에 대한 허수부 크기에 비례하게 된다. 따라서 우주의 강입자 수 비대칭의 크기는  $X$  입자의 붕괴율과  $\bar{X}$  입자의

참고문헌

[6] M. Yoshimura, Phys. Rev. Lett. **41**, 281 (1978); S. Dimopoulos and L. Susskind, Phys. Rev. D **18**, 4500 (1978); D. Toussaint, S.B. Treiman, F. Wilczek, and A. Zee, Phys. Rev. D **19**, 1036 (1979); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **42**, 850 (1979).  
 [7] P. Nath and P. Fileviez Perez, Phys. Rept. **441**, 191 (2007).



붕괴율의 차이에 비례하는 양으로 표현할 수 있다.

이제 우주의 강입자 수 비대칭을 설명하는 상호 작용이 열적 평형으로부터 벗어나기 위한 조건을 고려해보자. 열적 평형으로부터 벗어나는 조건은 우주의 팽창과 관련되어 있다. 우주가 팽창하면서 우주의 온도는 점점 낮아진다. 우주의 온도 크기가 특정 입자들의 질량 크기보다 매우 컸을 우주 초기에는 우주의 팽창 속도보다 특정 입자들이 사라지거나 생성되는 상호 작용들의 속도가 더 커서 열적인 평형 상태에 있게 된다. 이때에는 특정 입자들이 생성되는 양과 소멸되는 양이 균형을 이루게 되어 물질로 구성된 우주를 이룰 만큼의 강입자를 만들어 낼 수 없게 된다. 그러나 우주가 충분히 팽창하여, 우주의 온도가 특정 입자의 질량 크기보다 작아지게 되면, 특정 입자는 비상대론적인 특성을 갖게 되고, 따라서 우주의 팽창 속도가 특정 입자의 생성 및 소멸되는 속도보다 빠르게 되어, 특정 입자의 생성과 소멸에 관계되는 상호 작용은 더 이상 열적 평형을 이루지 못하게 된다. 이때 특정 입자가 더 가벼운 입자들로 붕괴된 다음에는 다시 이 가벼운 입자들의 상호 작용으로 특정 입자가 생성되기 힘들어지게 된다. 이렇게 되면 특정 입자의 수는 우주 공간에 제법 많이 존재하게 된다. 따라서 열적 평형으로부터 벗어날 조건은, 우주의 팽창률 (혹은 팽창 속도)이 강입자 수 비대칭에 관여하는  $X$  혹은  $\bar{X}$  입자들의 붕괴 및 생성률보다 아주 빨라야 한다는 것이다. 사실  $X$  입자와  $\bar{X}$  입자의 붕괴로부터 생성된 총 강입자 수 밀도 ( $n_B - n_{\bar{B}}$ )의 우주 온도에 따른 분포는 소위 볼츠만 방정식을 풀어서 구할 수가 있으며, 이 방정식으로부터 열적 평형 상태를 벗어난 경우에 온도에 따른 총 강입자 수 밀도가 열적 평형 상태의 수 밀도에 비해 얼마나 크게 벗어나는지를 알 수 있다. 현재 우리 우주는  $X$  입자와  $\bar{X}$  입자가 관계된 상호 작용의 크기에 비해 매우 빠른 속도로 팽창하고 있다. 따라서 현재보다 높고 특정 입자의 질량 크기보다는 작은 온도 크기를 가진 과거에 강입자 양자수 및 CP 대칭성 파괴를 동반한  $X$  입자와  $\bar{X}$  입자의 붕괴로부터 강입자 수 비대칭이 이루어짐으로써 오늘날 물질로 구성된 우주가 형성되었다고 설명할 수 있게 된다.

살펴본 바와 같이 대통일 이론에서는 무거운  $X$  입자와  $\bar{X}$  입자들의 붕괴 과정을 통해 우주의 강입자 수 비대칭을 자연스럽게 설명할 수 있었다. 그러나 유한 온도에서 비가환 게이지 이론에서의 진공(vacuum) 구조를 연구하던 쿠즈민, 루바코프 그리고 샤프스니코브는 일반적인 대통일 이론에서 구현된 강입자 수 비대칭 양은 소위 스파렐론(Sphaleron)에 의해 사라질 수 있음을 주장하였다.<sup>[8]</sup> 유한 온도에서 한 진공 상태에서 다른 진공 상태로의 전이 과정은 스파렐론으로 기술되며, 이 전이 과정은 인접한 진공 상태로의 전이가 터널 효과

가 아닌 포텐셜 장벽을 직접 넘어가는 과정으로 설명된다. 이 전이 과정에서도 강입자 수가 보존되지 않으며, 전이 과정의 확률 크기는 온도가 0인 경우에 비해 그 값이 매우 큰 것으로 알려져 있다. 또한 이 과정에서 강입자 수 변화율은 게이지 대칭성이 유지되는 높은 온도에서 매우 크다는 것이 알려졌다. 이 스파렐론 전이로 인하여  $X$  입자와  $\bar{X}$  입자의 붕괴로부터 생성된 강입자 수는 열적 평형에서 벗어난 경우에도 빠르게 감소하게 된다. 실제로는 스파렐론 과정을 통해 초기에 얻어졌던  $B$ (강입자 양자수) +  $L$ (렙톤 양자수) 값이 제거될 수 있다. 하지만 이 스파렐론 전이 과정에서  $B-L$  값은 보존된다. 이 문제는 대통일 이론의 경우에  $B-L$  값이 일반적으로 보존된다는 사실과 밀접하게 관련되어 있다. 즉, 대통일 이론에서 모든 상호작용에 대해  $B-L$  값이 항상 보존되면, 위의 시나리오에 의해 생성된 강입자 수는 스파렐론 전이로 인해 제거된다. 따라서, 초기에 생성된 강입자 수 비대칭이 스파렐론 전이로 제거되지 않게 하기 위해서는  $B-L$  값이 보존되지 않으면 되고, 강입자 수 비대칭 문제를 해결하기 위해  $B-L$  값이 보존되지 않는 대통일 이론들을 연구하게 되었다.  $B-L$  값이 보존되지 않으면 스파렐론 과정으로 인해  $B+L$  값이 제거되더라도 강입자 수는 살아남을 수 있다. 일반적으로  $B-L$  값이 보존되지 않는 대통일 이론의 대표적인 예는 소위  $SO(10)$  그룹 대칭성을 갖는 대통일 이론이다.

### 렙톤을 이용한 물질-반물질 비대칭

강입자 수가 보존되지 않는 상호 작용 대신, 렙톤 수가 보존되지 않는 상호 작용을 이용하여 우주의 강입자 수 비대칭을 설명하는 매우 흥미로운 아이디어가 푸쿠기다와 야나기다에 의해 제시되었다.<sup>[9]</sup> 대통일 이론에서 렙톤 수가 보존되지 않게 하는 방법 중의 하나는 소위  $SO(10)$  그룹 대칭성을 갖는 대통일 이론에서와 같이 마요라나 타입의 질량을 갖는 중성미자를 고려하는 것이다. 마요라나 타입의 질량을 갖는 중성미자는 표준 모형에서는 존재하지 않는 입자이지만  $SO(10)$ 과 같은 대통일 이론에서는 존재할 수 있는 입자이다. 특히 중성미자의 경우에는 일반적으로 디랙 타입의 질량 이외에도 마요라나 타입의 질량을 가질 수가 있으며, 이 마요라나 타입의 질량의 존재는 렙톤 수가 보존되지 않음이 잘 알려져 있다. 만약 표준 모형에서의 게이지 상호 작용에는 관여하지 않으면서 매우 무거운 마요라나 질량을 갖는 중성미자가 존재한다면, 이 중성미자에 대한 마요라나 질량 항이 소위

#### 참고문헌

- [8] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **155**, 36 (1985).
- [9] M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Lett. B **174**, 45 (1986).

시소(seesaw) 메카니즘을 통해 아주 가벼운 중성미자의 질량을 자연스럽게 설명할 수 있게 된다.<sup>[10]</sup> 이 시소 메카니즘에서 무거운 마요라나 타입의 질량이 필요한 이유는 중성미자의 질량 매트릭스(mass matrix)를 대각화하여 얻게 되는 가벼운 중성미자의 질량 값은 무거운 마요라나 질량의 역수에 비례하는 형태로 주어지게 되어, 마요라나 질량 값이 매우 커짐에 따라 가벼운 중성미자의 질량은 아주 작아지게 된다. 이것은 마치 시소에서 무거운 물체 쪽이 가벼운 물체를 들어 올리는 것에 비유될 수 있어서 시소 메카니즘이라 불리우게 되었다. 최근 태양 및 대기 중성미자의 진동 실험 결과들은 중성미자가 질량을 가져야 한다는 사실과 그 질량의 크기가 다른 소립자들의 질량에 비해 매우 작아야 한다는 점을 강하게 시사한다.<sup>[11]</sup> 따라서, 가벼운 중성미자의 질량 값이 쿼크나 렙톤들에 비해 매우 작아야 하는 이유가 매우 무거운 마요라나 타입의 중성미자와 깊이 연관되어 있을 수 있다. 한편 이 마요라나 타입의 질량을 갖는 중성미자의 경우에는 렙톤 수가 보존되지 않으므로 이 중성미자를 포함한 상호 작용도 렙톤 수가 보존될 필요가 없게 된다. 이러한 종류의 중성미자는 표준 모형 내의 게이지 상호 작용에는 관여하지 않으나 표준 모형의 구성 요소인 가벼운 렙톤 및 아직 발견되지 않은 가벼운 힉스 입자와 상호 작용할 수 있다. 푸쿠기다와 야나기다는 이 상호 작용을 이용하여 우주의 강입자 수 비대칭을 설명할 수 있는 시나리오를 만들었다. 이와 같이 강입자 수의 비보존 현상을 이용하는 대신에 중성미자를 통해 렙톤 수의 비보존을 이용하여 우주의 물질 기원을 설명하는 시도는 가벼운 중성미자의 매우 작은 질량값에 대한 이유를 동시에 설명할 수 있게 한다는 점에서 매우 흥미로운 아이디어로 각광을 받게 되었으며, 최근까지 활발히 연구되어 왔다. 이 시나리오로부터 강입자 수 비대칭을 구현하기 위해서는 생성된 렙톤 수 비대칭이 강입자 수 비대칭으로 전환되어야 한다. 푸쿠기다와 야나기다는 스파렐론 전이를 이용하여 렙톤 수 비대칭을 강입자 수 비대칭으로 전환됨을 보였다. 즉, 스파렐론 전이 과정에서 B-L 값은 보존되지만, B+L 수가 빠르게 줄어들어 결국 0의 값을 갖게 된다. 따라서 이 결과로부터 렙톤 수 L은 최종적으로 -B로 전환될 수 있게 된다. 렙톤 수 비대칭은 기본적으로 무거운 마요라나 질량을 갖는 중성미자가 가벼운 렙톤과 힉스 입자로 붕괴되는 과정에서 생성될 수 있다. 이 경우에도 CP 대칭성이 파괴되어야 하고, 중성미자의 붕괴 현상은 열적인 평형 상태를 벗어난 상태에서 이루어져야 한다. 이때 필요한 CP 대칭성 파괴는 쿼크의 경우와 유사하게 3세대 중성미자의 플레이버 혼합 매트릭스에서 제거되지 않는 위상값으로 비롯된다.<sup>[12]</sup> 이 경우에 쿼크와 다른 점은 제거되지 않는 위상이 3세대 중성미자의 경우에는 3개가 존재할 수 있으며, 이들 위상들의 조합이 렙톤 수의 비대칭과 연결되어 있다. 한편, 렙톤 수가 보존되지 않는 무거운 마요라나 중성미자의 붕괴 현상이 열적 평형 상태에서부터

벗어나기 위해서는 우주의 팽창 속도가 마요라나 중성미자의 붕괴 속도보다 빨라야 한다. 이 조건은 우주의 온도 크기가 무거운 마요라나 중성미자의 질량 크기보다 작은 경우에 만족되어야 하며, 수치적으로 마요라나의 질량 값이 대략  $10^{12}$  GeV 정도에서 그 조건을 만족시킬 수 있음이 알려져 있다. 또한 이 정도 크기의 마요라나 질량은 시소 메카니즘을 통해 아주 가벼운 중성미자의 질량 값을 자연스럽게 구현할 수 있다는 점에서 매우 흥미롭다.

### 맺는 말

결론적으로 우주의 물질에 대한 기원 문제는 소립자 물리학과 우주론에서 아직 풀리지 않은 수수께끼로 남아있으며, 이 문제의 해답을 얻기 위해서는 소립자들의 상호 작용을 기술하는 표준 모형을 넘어서는 새로운 물리 이론이 필요하다. 일반적인 대통일 이론에서는 매우 무거운 게이지 입자 혹은 무거운 힉스 입자들이 강입자 수가 보존되지 않는 상호 작용을 통해 붕괴되는 과정이 CP 대칭성이 파괴되고 열적 평형 상태를 벗어난 경우에 필요한 만큼의 강입자 수 비대칭을 구현할 수 있다. 그러나 이 강입자 수 비대칭 양은 스파렐론 전이 과정으로 제거될 수 있으므로 이를 피하기 위해서는 B-L 값이 보존되지 않도록 해야 하는 등의 조치를 취해야 한다. B-L이 보존되지 않은 SO(10)과 같은 대통일 이론에서는 렙톤 수가 보존되지 않는 무거운 마요라나 입자를 통해 우주의 강입자 수 비대칭을 구현할 수 있다. 무거운 마요라나 입자가 가벼운 렙톤과 힉스 입자로 붕괴되는 과정이 CP 대칭성이 파괴되고 열적 평형 상태에서 벗어나면 렙톤 수의 비대칭을 만들어 내게 되며, 이 렙톤 수 비대칭은 스파렐론 전이 과정을 통해 강입자 수 비대칭 양으로 전이된다. 이러한 시나리오 이외에도 초대칭 이론을 적용하거나 새로운 종류의 소립자들을 도입하여 우주의 강입자 수 비대칭을 구현하는 다양한 시나리오들이 제시되었다. 그러나 아직 우주의 물질 기원에 대한 해답이 무엇인지 알지 못한다. 그 해답이 지금까지 제시된 시나리오 중 하나일 수도 있고, 그 이외 알려지지 않은 새로운 이론이 해답이 될 수도 있다. 장차 우주의 물질 기원에 대한 해답을 찾게 될 새로운 단서들이 발견될 것을 기대해 본다.

### 참고문헌

- [10] T. Yanagida, in *Proc. of the Workshop on the Unified Theory and the Baryon Number in the Universe*, edited by O. Sawada and A. Sugamoto (1979); M. Gell-mann, P. Ramond and R. Slanski, in *Supergravity*, edited by P. Van Nieuwenhuizen and D. Z. Freedman (North Holland, 1979).
- [11] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5656 (2001); S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Phys. Lett. B* **539**, 179 (2002).
- [12] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* **28**, 870 (1962).