

PBH Baryogenesis

藤田 智弘 (東京大学 Kavli IPMU)

Abstract

何故、この宇宙は物質で満たされており、反物質はほとんど見つからないのか？この問題はバリオジェネシスと呼ばれ、宇宙論における最重要未解決問題の1つである。我々は新しいアプローチとして、初期宇宙で作られる軽いブラックホール (PBH) を通じたバリオジェネシスを議論する。このシナリオでは、インフレーションによって作られた PBH がホーキング輻射で素粒子を放出し、その粒子が崩壊することでバリオン数が作られる。従って、初期宇宙論・相対論・素粒子論にまたがる研究対象として面白い。さらに、PBH バリオジェネシスは既存のモデルでは難しい GUT(大統一理論) エネルギースケールでのレプトジェネシスを達成でき、非常に魅力的なモデルと言える。我々は宇宙論からの制限を包括的に考慮し、シナリオの実現可能性を検証する。

1 Background and Motivation

現代宇宙論の未解決問題の1つに、バリオン非対称性もしくはバリオジェネシスと呼ばれるものがある。素粒子標準模型では、バリオンと反バリオンの間に高い対称性がある。従って、宇宙には物質と反物質がほぼ同数存在することが期待される。しかし、実際の宇宙では、物質はあっても反物質はほとんど見られない。バリオンと反バリオンの非対称性を表すパラメータとして、バリオン比-光子数比 η がよく使われている。観測により

$$\eta \equiv \frac{n_b - \bar{n}_b}{n_\gamma} \approx 6 \times 10^{-10} \quad (1)$$

が分かっている。ここで n_b, \bar{n}_b, n_γ はそれぞれ、バリオン数密度、反バリオン数密度、光子数密度である。(光子数密度で割るのは、宇宙膨張による変化をキャンセルするためである。) バリオン非対称性の起源、すなわち「いつ・どのようにしてバリオン数-反バリオン数が生成されたか？」という問題は長年の未解決問題であり、多くの研究がなされてきた。そのような研究で考えられるバリオン数を生成する現象をバリオジェネシス (Baryogenesis) と呼ぶ。従って、観測値 η を正しく予言し、宇宙論・素粒子論的に整合性のあるバリオジェネシスの機構を考案し、その正当性を調べることは非常に重要である。

一方で、初期宇宙論において初期ブラックホール (PBH; Primordial Black Hole) は長年議論の対象で

あり続けている。PBH はインフレーションで作られた大きなゆらぎが、ホライゾンに入ってくる時に作られる可能性がある。その特徴は、星の死後に作られるブラックホールと比較して質量が非常に小さくなりうることである。星起源のブラックホール (SBH; Stellar Black Hole) は太陽質量よりも軽くなれないことが知られているが、PBH は $1g$ より軽いものも形成可能である。

バリオジェネシスと PBH はどちらも初期宇宙において重要な研究対象であるが、基本的には独立した存在である。しかし我々は PBH を通じたバリオジェネシスを考える。2つを繋ぐのは、ブラックホールに付随するホーキング輻射である。質量 M のブラックホールは、輻射温度が

$$T = \frac{M_{\text{Pl}}^2}{M} \quad (M_{\text{Pl}} = 2.4 \times 10^{18} \text{GeV}), \quad (2)$$

(ホーキング温度と呼ばれる) の Planck 分布で T よりも質量の軽い粒子を放出する。従って、質量が軽いブラックホールほど、重い粒子でも放出できる。通常ブラックホールは、その強い重力によって周囲の物質を吸い込むという特徴が注目されるが、ホーキング輻射を考慮すれば粒子の放出源としての役割も果たせるのである。

一般に、多くのバリオジェネシスモデルでは、未知の粒子 X が存在し、その X 粒子が崩壊する際にバリオン数を作ると考える。では、その X 粒子はどのように作られたのだろうか？最もよくなされる仮

定は、宇宙が非常に高温の時期に熱浴から生成されたというものである。これを熱的バリオジェネシス (Thermal Baryogenesis) と呼ぶ。もしくは、インフレーションが直接 X 粒子に崩壊したりインフレーション中に作られると考えることもある。それらは非熱的バリオジェネシス (Non-thermal Baryogenesis) の一例である。

他方、PBH バリオジェネシスでは、PBH からのホーキング輻射で粒子 X が生成され、その後の崩壊でバリオン数が作られると考える。PBH はホーキング温度より低い粒子ならなんでも放出するので、仮に宇宙の温度が粒子 X の質量より低かったとしても生成可能である。また、粒子 X の詳細な性質に依らずに計算が可能で、モデル依存性が低い。あとで明らかになるように、生成されたバリオン数が観測値 η に合致するかどうかは、3 つのパラメータに依存している。PBH の形成時の質量 M_0 、粒子 X の質量 m_X 、そして粒子 X が 1 つ崩壊した時に作られるバリオン数 p である。

PBH バリオジェネシスは 1979 年に初めて提案された (Turner, 1979)。しかし、当時は素粒子論・宇宙論の標準模型が未完成であったため、他の要素との整合性を十分に検討することができなかった。それから何本かの論文が出ているが (Baumann et al. 2007 など)、包括的な検証には未だ至っていない。我々は現代的な素粒子的宇宙論の立場から、このアイデアを多面的に検証する。

2 Mechanism

この章では、PBH バリオジェネシスの基本的な計算を追い、最終的に生成されるバリオン数を求める。集録では簡単のため、以下の仮定をおく。

(1) PBH の生成機構には立ち入らず、生成時に PBH の質量は全て M_0 であるとする (単色スペクトル)。(2) PBH は輻射優勢時に形成され、その後一度宇宙で支配的要素となるとする。PBH が蒸発すると輻射優勢に戻る。(3) 質量がホーキング温度より低い粒子は、全て Planck 分布でホーキング輻射されるとする。反対にホーキング温度より重い粒子は全く放出されない。

まず、1 つの PBH から放出される X 粒子の数を計算しよう。ホーキング温度と PBH 質量の関係式、 $T = M_{\text{Pl}}^2/M$ を微分すると、

$$dM = -\frac{M_{\text{Pl}}^2}{T^2} dT \quad (3)$$

となる。放射粒子の平均エネルギーは $3T$ なので、粒子数は損失したエネルギーを $3T$ で割って

$$dN = \frac{M_{\text{Pl}}^2}{3T^3} dT \quad (4)$$

と近似的に見積もれる。粒子 X が放出されるのは、ホーキング温度が粒子 X の質量 m_X よりも高いとき $T \geq m_X$ だけなので、 $T = [m_X, \infty]$ の範囲で積分して

$$N_{\text{all}} = \frac{M_0^2}{6m_X^2} \quad (5)$$

を得る。全粒子のうち、粒子 X が占める有効自由度の割合を $f_X \equiv g_X/g_*$ とすると、粒子 X の数は

$$N_X = \frac{f_X M_0^2}{6m_X^2} \quad (6)$$

で与えられる。以降具体性のため、 $f_X = 10^{-2}$ として計算する。ただし、 m_X よりも PBH 形成時の温度 T_0 の方が高い場合は積分の下端が T_0 に置き換わることに注意しよう。

次に、1 個の粒子 X が崩壊するときには作られるバリオン数を p とする、 p は本来ならば、素粒子理論のモデルから与えられるものだが、1 つのパラメータに押し込められるため、モデル依存性が出てこない。結局、1 つの PBH から作られるバリオン数は pN_X である。

あとは PBH の数密度をかければ最終的に作られるバリオン数密度 (-反バリオン数密度) が求まる。PBH 数密度を求めよう。単位時間あたりの PBH のエネルギー損失は、先ほどとは異なりステファンボルツマンの法則を用いることにより

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{\pi^2}{120} g_* T^4 \times 4\pi r_s^2 = -\frac{\pi}{480} g_* \frac{M_{\text{Pl}}^4}{M^2} \quad (7)$$

と評価できる。ここでシュバルツシルト半径 $r_s = M/4\pi M_{\text{Pl}}^2$ を用いた。この微分方程式を解くと、PBH 質量の時間変化は

$$M(t) = M_0 \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{1/3} \quad \left(\tau \equiv \frac{160}{\pi g_*} \frac{M_0^3}{M_{\text{Pl}}^4}\right) \quad (8)$$

と求まる。ここで τ は PBH の寿命であり、関数型から PBH は $t \simeq \tau$ において瞬間的に蒸発するとしても良い近似であることが分かる。一方で、PBH が蒸発直後に輻射優勢宇宙になるから、その時の全エネルギーは

$$\rho_\gamma(\tau) = \frac{3M_{\text{Pl}}^2}{4\tau^2} \quad (9)$$

で与えられる。ここでフリードマン方程式 $\rho = 3M_{\text{Pl}}^2 H^2$ と、輻射優勢時のハッブルパラメータの式 $H = 1/2t$ を用いた。仮定 (2) より蒸発時は PBH が宇宙を支配しているので、この $\rho_\gamma(\tau)$ を PBH 質量 M_0 で割れば PBH の数密度が出る、 $n_{\text{BH}}(\tau) = \rho_\gamma(\tau)/M_0$ 。

以上より、PBH 蒸発時のバリオン数密度-反バリオン数密度は

$$n_b - \bar{n}_b = pN_X n_{\text{BH}}(\tau) \quad (10)$$

で与えられる。同時刻の光子数は

$$n_\gamma(\tau) \simeq \frac{2.4}{\pi^2} T^3(\tau) \quad (11)$$

に当時の宇宙温度 $T(\tau) = (90M_{\text{Pl}}^2/4\pi^2 g_* \tau^2)^{1/4}$ を代入することで求まる。こうして求まった、バリオン数-光子数比が観測と一致するという要請から 3 つのパラメータには

$$p\bar{m}_X^2 \bar{M}_0^{-5/2} \approx 6 \times 10^{-9} \quad (12)$$

という条件が課される。ただし、これは $m_X > T_0$ の場合の式である。ここで、 $\bar{m}_X \equiv m_X/M_{\text{Pl}}$ 、 $\bar{M}_0 \equiv M_0/M_{\text{Pl}}$ と Planck 質量で規格化した。

ここまで、粒子 X に対する仮定をおかずに計算してきたが、一つの例として、粒子 X が右巻きニュートリノである場合には p と m_X の間に

$$p \simeq 10^2 \frac{m_X}{M_{\text{Pl}}} \quad (13)$$

という関係が成り立つことが知られている。その場合には関係式が、 $\bar{m}_X \simeq 10^{-10} \bar{M}_0^{-5/2}$ に書きなおされる。

3 Cosmological Constraints

ここまで、形成時の PBH 質量 M_0 、粒子 X の質量 m_X 、そして粒子 X が崩壊時に作るバリオン数 p は

フリーパラメーターとして扱ってきた。しかし、宇宙論との整合性を考慮すると、これらのパラメータは制限される。

・PBH 質量の下限 (図の赤い領域) :

インフレーション終了時のホライズンスケールより小さい質量の PBH は原理的に作れない。インフレーションエネルギーはテンソルゆらぎの観測から $H_{\text{inf}} \leq 10^{14} \text{GeV}$ と上限がついている。ここから PBH 質量の下限が

$$\bar{M}_0 \geq 4 \times 10^4 \quad (14)$$

とつく。グラムに換算すると、下限値は約 0.2g である。

・スファレロンの有効性 (図の茶色領域) :

バリオジェネシスを行う方法の 1 つに、まず最初にレプトン数非対称性を生成し、その後、それをバリオン数非対称性に変換するというアプローチがある。レプトジェネシスと呼ばれ、近年盛んに研究されている。前節で述べた粒子 X が右巻きニュートリノである場合もレプトジェネシスに該当する。レプトン数をバリオン数に変換するには、スファレロンという電弱理論のゲージ場に関わる熱的效果を利用するのだが、スファレロンは宇宙の温度が 100GeV 以上でないと働かない。従って、PBH レプトジェネシスを行うには PBH 崩壊時の温度が 100GeV 以上であることが必要である。この条件は

$$M_0 \leq 2.4 \times 10^5 g \quad (15)$$

と書ける。

・粒子 X が熱化しない (図の左下の青い領域) :

粒子 X を PBH から作る点が PBH バリオジェネシスの特徴であるが、PBH が蒸発したときの温度 $T(\tau)$ が粒子 X の質量 m_X よりも高いとすると、それは単なる熱的バリオジェネシスに他ならない。粒子 X が熱浴に入っていたとすると、Wash out 効果も無視できないので、2章の評価は正しくない。そうならないための条件 $m_X > T(\tau)$ は書きなおすと

$$\bar{m}_X > 0.5 \bar{M}_0^{-3/2} \quad (16)$$

を得る。

・熱的バリオジェネシスが起きない条件 (図上の緑領域) :

2 章で述べたように、PBH がなかったとしても、再加熱温度が十分高く、熱浴から粒子 X を作れるならば熱的バリオジェネシスができる可能性がある。逆に、再加熱温度が m_X より低い場合は熱的バリオジェネシスは不可能なので、その場合でも PBH バリオジェネシスが可能であれば面白い。再加熱温度を PBH が生成されたときの温度 T_0 で近似すると、この条件が求められて

$$\bar{m}_X \geq 0.85 \bar{M}_0^{-1/2} \quad (17)$$

である。ただし、仮に再加熱温度が m_X より高かったとしても、熱的バリオジェネシスには 2 章で述べた問題点があるので十分な η を作れるとは限らない。その不足分を PBH 起源のバリオン数が埋め合わせするというシナリオも考えられることに注意しよう。

他にも仮定 (2) を正当化するためには、PBH は蒸発する前に宇宙を支配しなければならないが、そのための条件や、ある種の修正重力理論では PBH は完全に蒸発せずに M_{Pl} 程度の核を残すことが示唆されているので、その核がダークマター量を超えないという制限などが考えられる。以上の制限をプロットしたものが、fig. 1 である。

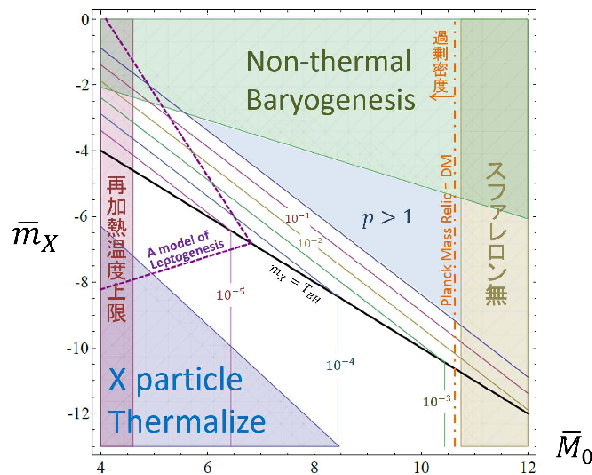


図 1: PBH バリオジェネシスに対する宇宙論的の制限。縦軸と横軸はそれぞれプランク質量で規格化した粒子 X の質量と PBH の初期質量を常用対数表示で表す。

4 Conclusion

我々の結果は fig. 1 に集約されている。

まず、塗られている領域を説明する。右下の青色領域は PBH 蒸発後に粒子 X が熱浴に入るので、熱的バリオジェネシスになってしまう。一方、右上の青色領域は粒子 X の崩壊によって作られるバリオン数 p が非常に大きくないと観測値 η を説明できない。赤・茶・緑の領域は前節で説明した。

次に線を説明する。図中央の黒太線は、PBH 生成時のホーキング温度が粒子 X の質量と等しいような線である。これより上か下かで計算が異なるため、制限も変わる。5 本のカラフルな線は異なる p を表す。それぞれ、上から $p = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ である。オレンジの一本鎖線は PBH 蒸発後にプランク質量の核が残るとすると、それがダークマターになれるラインを表す。これより左側は全て許されないので、PBH バリオジェネシスは狭いパラメータ領域を除いてプランク質量核が残らないことを必要とする。最後に、紫の破線はレプトジェネシスにおける p と m_X の関係を表している。

ここで注目したいのは、 $\bar{m}_X = 10^{-2}, \bar{M}_0 = 10^5$ あたりに $p < 1$ かつ、緑の領域内で、ちょうどレプトジェネシスのライン上に乗っている部分があることである。この領域は種々の理由で魅力的である。まず、通常のレプトジェネシスでは GUT スケールのシーソー機構とバリオジェネシスが自然には両立しない。しかし、PBH レプトジェネシスを考えれば、GUT スケールの質量 $m_X = 10^{16} \text{ GeV}$ でも右巻きニュートリノでバリオジェネシスが起こせる。さらに、この領域は再加熱温度の上限 (赤領域) に近い。このことはインフレーションのエネルギーが現在の観測的上限值に近ければ、インフレーションの終わりに起こるパラメトリックレゾナンスで PBH の種を生成できることを意味するからである。

Reference

- M. S. Turner, Phys. Lett. B **89**, 155 (1979).
- D. Baumann, P. J. Steinhardt and N. Turok, hep-th/0703250 [HEP-TH].