Big Bang 元素合成と Li 問題

学籍番号 16RP035 宮崎一慶

2020年3月16日

宇宙は Big Bang によって始まったと考えられている。その後、宇宙は冷えながら膨張し続け、現在は 約 3K の光子が満ちている。この光子は宇宙背景放射と呼ばれ、Big Bang 理論の強力な証拠とされてい る。さらに Big Bang 開始から 3 分までには Be までの元素が合成されたと考えられ、Big Bang 元素合成 と呼ばれている。Big Bang 元素合成により、Li(Be)までの軽元素が合成され、この理論による軽元素量 の予言は、ほとんど観測と一致している。しかし、Li に関してのみ観測と理論で 3 倍ほど値が異なり、一 致していないということで、いまだに解決していない大問題となっている。これを Li 問題と呼び、ここで は Li 問題に関して議論していく。まず標準的な Big Bang 元素合成について述べ、各軽元素の存在量の理 論値を求めていく。次に観測値を紹介し、理論値と比較することによって Li 問題が浮上することを示す。 最後に、Li 問題の解決方法として可能性のあるものを以下の 3 つをピックアップして述べる。

(1) 観測値の変更

(2) 原子核反応による解決

(3) 標準模型を超える理論による解決

1 つ目は、そもそも観測値が原始的な値を反映していない場合である。Li の観測には困難が多く、Li の存 在量は星の金属量に依存しないということから推定することによって求めている。しかし、ある研究では、 かなり金属量が少ない星では、Li の存在量は星の金属量に依存するという結論が得られた。これにより、 今まで用いていた方法が Li 存在量の観測値といえるかどうかがわからなくなってしまった。2 つ目は、核 反応に、未だ研究の進んでいない新たな反応が加わる可能性である。これは、新たな反応を加える事によ り、Li とそのもととなる元素 (Be) の存在量を減らす、という考えである。3 つ目は、素粒子の標準模型 を超えた理論による解決である。具体的には、ダークマターの導入により、非熱的な相対論粒子が生成さ れ、これによって Li のもととなる Be が破砕されるということである。この理論はモデルに依存するので、 SUSY 粒子を導入することにより、解決の兆しを求めていく。

概要

目次

1	ビッグバン元素合成理論	4
1.1	核統計平衡 (NSE)	4
1.2	Big Bang 元素合成	6
2	各軽元素の観測値	12
2.1	$D,^{4}He$	12
2.2	⁷ Li	12
3	Li 問題の浮上	13
4	Li 問題への取り組み	14
4.1	観測値の変更	14
4.2	原子核物理による解決	15
4.3	標準模型を超えた物理による解決....................................	16
5	まとめ	18

1 ビッグバン元素合成理論

1.1 核統計平衡 (NSE)

元素合成の流れをつかむため、まず平衡状態における元素合成を考えていく。粒子が非相対論的だとする と、質量数 A の粒子の数密度は以下で与えられる。

$$n_A = g_A \left(\frac{m_A T}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{\mu_A - m_A}{T}\right) \tag{1.1}$$

ここで、*µA* は粒子の化学ポテンシャルである。陽子と中性子を転換する反応が膨張率に比べて十分早く起こっているとすると、粒子の化学ポテンシャルの間には以下の関係が成り立つ。

$$\mu_A = Z\mu_p + (A - Z)\mu_n \tag{1.2}$$

ここで、添え字 n, p はそれぞれ中性子と陽子を表す。(1.2) より、 μ_A に関する式を中性子と陽子に関する式 で書き直すと、

$$\exp\left(\frac{\mu_A}{T}\right) = \exp\left(\frac{Z\mu_p + (A-Z)\mu_n}{T}\right)$$
$$= n_p^Z n_n^{A-Z} \left(\frac{2\pi}{m_N T}\right)^{\frac{3A}{2}} 2^{-A} \exp\left(\frac{Zm_p + (A-Z)m_N}{T}\right)$$
(1.3)

さらに、粒子の束縛エネルギーの定義より、

$$B_A = Zm_p + (A - Z)m_n - m_A (1.4)$$

を用いて (1.1) 式を書き直せば、

$$n_A = g_A A^{\frac{3}{2}} 2^{-A} \left(\frac{2\pi}{m_n T}\right)^{\frac{3(A-1)}{2}} n_p^Z n_n^{A-Z} \exp\left(\frac{B_A}{T}\right)$$
(1.5)

となる。粒子数密度はスケール因子の3乗に比例して減少するので、以下のようにバリオン数 n_N と質量比 X_A を定義すると都合がよい。

$$n_N \equiv n_n + n_p + \sum A n_A$$
$$X_A \equiv \frac{A n_A}{n_N}$$

これより、平衡状態における元素の質量比は

$$X_A = g_A \zeta(3)^{A-1} \pi^{\frac{1-A}{2}} 2^{\frac{3A-5}{2}} \left(\frac{T}{m_N}\right)^{\frac{3(A-1)}{2}} \eta^{A-1} X_P^z X_n^{A-z} \exp\left(\frac{B_A}{T}\right)$$
(1.6)

となる。ここで $\zeta(3)$ はゼータ関数を表す。また、 η は光子バリオン比と呼ばれ、以下のように定義される。

$$\eta \equiv \frac{n_N}{n_\gamma}$$

この値は独立なパラメータとして今後も用いられ、WMAP という衛星によって宇宙背景放射の観測から測定 された。その値は以下のように得られている。

$$\eta = (6.23 \pm 0.17) \times 10^{-10}$$

中性子は、より安定な⁴He にほとんど取り込まれると考えると、陽子と中性子の比 (n-p 比) は結果に対して 重要である。これは、(1.1) より、

$$\frac{n}{p} \equiv \frac{n_n}{n_p}$$

$$= \exp\left(\frac{-Q + (\mu_e - \mu_\nu)}{T}\right)$$

$$Q \equiv m_n - m_p = 1.293 \text{MeV}$$
(1.7)

となる。次に、レプトンの化学ポテンシャルについて考えていく。 $T \gg m$ の時、電子と陽電子の数密度の 差は

$$n_{e^-} - n_{e^+} \sim s \frac{\mu_e}{T}$$
 (1.8)

ここで、sはエントロピー密度を表す。観測から宇宙が中性であることにより、

$$\frac{n_p - n_{e^-} + n_{e^+}}{s} = 0 \tag{1.9}$$

である。n-p 比は高々1程度なので、

$$\frac{n_N}{s} \sim \frac{n_p}{s}$$

とすると、

$$\frac{\mu_e}{T} \sim \frac{n_N - (n_p - n_{e^-} + n_{e^+})}{s}$$
$$\sim \frac{n_N}{n_\gamma} \sim 10^{-10}$$

ここで、*s* ~ η を用いた。これより、電子の化学ポテンシャルは無視できることがわかり、同様に、ニュート リノの化学ポテンシャルも無視することができる。よって (1.7) は

$$\frac{n}{p} = \exp\left(\frac{-Q}{T}\right) \tag{1.10}$$

となる。ここで、軽元素の系として、陽子、中性子に加えて重水素 (D)、³He、⁴He、¹²C の 6 つを考えてい く。(1.6)、(1.10) を用いて平衡状態での各元素の質量比を書き下すと以下のようになる。ただし、添え字の数 字は軽元素の質量数、 B_A は元素 A の束縛エネルギーを表す。

$$\frac{X_n}{X_p} = \exp\left(\frac{-Q}{T}\right)$$

$$X_2 = 16.3\eta \left(\frac{T}{m_N}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{B_2}{T}\right) X_n X_p$$

$$X_3 = 57.4\eta^2 \left(\frac{T}{m_N}\right)^3 \exp\left(\frac{B_3}{T}\right) X_n X_p^2$$

$$X_4 = 113\eta^3 \left(\frac{T}{m_N}\right)^{\frac{9}{2}} \exp\left(\frac{B_4}{T}\right) X_n^2 X_p$$

$$X_{12} = 3.22 \times 10^5 \eta \left(\frac{T}{m_N}\right)^{\frac{33}{2}} \exp\left(\frac{B_{12}}{T}\right) X_n^6 X_p^6$$
(1.11)

各元素の温度依存性を数値計算で求めると、以下の図 1.1 のようになる。



図1 NSE における軽元素の質量比の時間発展 [1]

図1より、元素合成は宇宙の温度が0.3MeV 程から始まっていることがわかる。軽元素の束縛エネルギー は数 MeV であるのに対し、ここまで温度が低くなってから合成が始まる原因としては、宇宙のエントロピー が非常に大きいことが考えられる。これは光子の数密度が大きいことに対応するが、軽元素ができても、光子 によってふたたび分解されてしまい、束縛エネルギーよりも温度が低くならなければ元素はまともに合成さ れない。さらに、重水素はより重い軽元素の燃料となっていくが、その束縛エネルギーが低いので、重水素 が合成されるまでほかの元素は合成されない。重水素を合成するまでなかなか元素合成が起きないこの現象 を"deuterium bottleneck"と呼んでいる。実際の元素合成は平衡状態ではなく、核子が脱結合した後に起こる が、この傾向は非平衡での元素合成にもみられる。

1.2 Big Bang 元素合成

1.2.1 中性子の脱結合

上では化学平衡の系を見たが、実際には核子はある時期で脱結合し、平衡からずれていく。まず、平衡から ずれる条件と、その時期を考えていく。

ある粒子の反応が平衡である条件は、その反応の起こる時間スケールが基準の時間スケールより早いという ことであり、これを式で表すと以下のようになる。

 $\Gamma^{-1} < H^{-1}$

ここで、Γ はある反応の反応率であり、H はハッブルパラメータである。反応率の逆数は1 反応あたりにかか る時間であり、ハッブルパラメータの逆数はおおよそ宇宙の年齢と考えることができるので、この式は反応が 宇宙年齢に比べて早く起きていることを示している。つまり、

$$\frac{\Gamma}{H} \sim 1$$

となる温度で反応は脱結合することが言える。n-p 比を支配する反応は、主に以下の弱い相互作用

$$p + e^- \longrightarrow \nu_e + n$$

であり、もし、この反応が止まれば n-p 比は固定されることになる。この反応の反応率は、反応の行列要素の 二乗に運動量保存を課したものを、分布関数によって重みをつけて積分することによって求めることができ る。これは以下の式で書くことができる。

$$\Gamma_{pe\to\nu e} = \int f_e(E_e) [1 - f_\nu(E_\nu)] |\mathcal{M}|^2_{pe\to\nu e} (2\pi)^{-5} \delta^4(p + e - \nu - n) \frac{d^3 p_e}{2E_e} \frac{d^3 p_\nu}{2E_\nu} \frac{d^3 p_n}{2E_\nu}$$
(1.12)

ここで、デルタ関数は四元運動量の保存、 f_i は粒子 i の分布関数、 \mathcal{M} は反応の行列要素を表す。なお、 1 – $f_{\nu}(E_{\nu})$ の項は、パウリの排他律により、ニュートリノは同じ粒子状態になれないことを表している。さらに、 $|\mathcal{M}|^2$ は以下のように中性子の寿命で表すことができる。

$$\mathcal{M}|^{2} \propto G_{F}^{2}(1+3g_{A}^{2}) = \frac{2\pi^{2}}{m_{e}^{5}\lambda_{0}}\tau_{n}^{-1}$$
(1.13)

ここで、 $\lambda_0 \simeq 1.636$ は定数である。(1.11) を積分するにあたり、以下のように、無次元量を定義する。

$$q = \frac{Q}{T}$$
 $\epsilon = \frac{E_e}{m_e}$ $z = \frac{m_e}{T}$ $z_\nu = \frac{m_e}{T_\nu}$

これを用いて (1.12) を書き換えると、

$$\Gamma_{pe\to\nu e} = (\tau_n \lambda_0)^{-1} \int_q^\infty d\epsilon \frac{\epsilon(\epsilon - q)^2 (\epsilon^2 - 1)^{1/2}}{(1 + e^{\epsilon z})(1 + e^{(q - \epsilon)z_\nu})}$$
(1.14)

となる。ここで、高温、すなわち $T \gg Q, m_e$ のとき、ゼータ関数の積分表示が出てくることに注意すると、

$$\Gamma_{pe\to\nu e} \longrightarrow \frac{7}{60} \pi (1+3g_A^2) G_F^2 T^5 \simeq G_F^2 T^5$$
(1.15)

となる。

この Γ とハッブルパラメータ H を比較することによって中性子が脱結合する温度を求めることができる。この時期は放射優勢期であるので、ハッブルパラメータは $H \simeq 5.5 T^2/m_{pl}$ であらわされる。よって、

$$\frac{\Gamma}{H} \sim \left(\frac{T}{0.8 \text{MeV}}\right)^3 \tag{1.16}$$

となり、中性子は宇宙の温度が0.8MeVの時に脱結合する。

1.2.2 元素合成開始まで ($t = 10^{-2}$ sec, T=10MeV)

前の節より、宇宙の温度が 0.8MeV より高い温度の時は、平衡状態を保つことができることがわかった。したがって 1.1 節の NSE での理論を使うことができる。(1.10) より、温度が高いときは n-p 比が 1 になること

がすぐにわかる。また、ほかの元素も (1.11) 式に $X_p, X_N = 0.5$ を代入することで

$$X_{2} = 4.1 \left(\frac{T}{m_{N}}\right)^{\frac{3}{2}} \eta \exp\left(\frac{2.22}{T_{MeV}}\right) \simeq 6 \times 10^{-12}$$

$$X_{3} = 7.2 \left(\frac{T}{m_{N}}\right)^{3} \eta^{2} \exp\left(\frac{7.72}{T_{MeV}}\right) \simeq 2 \times 10^{-23}$$

$$X_{4} = 7.1 \left(\frac{T}{m_{N}}\right)^{\frac{9}{2}} \eta^{3} \exp\left(\frac{28.3}{T_{MeV}}\right) \simeq 2 \times 10^{-34}$$

$$X_{12} = 79 \left(\frac{T}{m_{N}}\right)^{\frac{33}{2}} \eta^{11} \exp\left(\frac{92.2}{T_{MeV}}\right) \simeq 2 \times 10^{-126}$$
(1.17)

と求めることができる。ここで、 $T_{\rm MeV}=T/{
m MeV}$ である。

1.2.3 元素合成開始 (*t*=1sec, *T*=1MeV)

この時期になると、1.1.1 節の通りに弱い相互作用が止まり、陽子と中性子の転換がなくなるために、n-p比はある値に固定される。この n-p 比の値は、宇宙の温度が 0.8MeV で脱結合するということからおおよそ見積もることができる。(1.10)の*T*に 0.8MeV を代入すると、

$$\left(\frac{n}{p}\right)_{freeze-out} = \exp\left(\frac{-Q}{0.8 \text{MeV}}\right) \simeq \frac{1}{6}$$
 (1.18)

脱結合した後も、反応が完全になくなるわけではないので、まれな反応によってこの比は一定ではない。しか し、最終的には中性子のβ崩壊による寄与が支配的になり、その減少に比べて十分無視することができる。こ の平衡からのずれは、のちの元素合成に重要な値となる。脱結合時点まではまだ NSE を保つので、それぞれ の元素の質量比は以下のようになる。

$$X_n \sim \frac{1}{7}$$

$$X_p \sim \frac{6}{7}$$

$$X_2 \sim 10^{-12}$$

$$X_3 \sim 10^{-23}$$

$$X_4 \sim 10^{-28}$$

$$X_{12} \sim 10^{-108}$$
(1.19)

1.2.4 元素合成 (t = 1 to 3min, T=0.3MeV)

この時期には電子・陽電子が対消滅し、そのエントロピーを光子に移している。さらに、n-p 比は、中性子の β 崩壊により、1/6 から 1/7 まで減少している。この比は、平衡状態におけるこの温度での n-p 比 (~ 1/74) に比べて相当大きい。また、 $T \sim 0.5$ MeV の時、実際の ⁴He の存在量は NSE の値より低くなっている。なぜ ならば、⁴He を合成する反応過程の反応率 ($\Gamma = n\sigma v$)が、増加していく"NSE demand"に追いつくほど大き くないからである。⁴He 合成の反応率が大きくない原因としては、以下の 2 つが考えられる。

(1)⁴He の燃料となる D,³He,³H の存在量が、それほど大きくない (*n* が小さい)

(2) 以下で与えられる、クーロン障壁による抑制が効いてくる ((σ|v|) が小さい)

$$\langle \sigma | v | \rangle \propto \exp \left[-\frac{2A_1 A_2}{A_1 + A_2} \quad (Z_1 Z_2)^{2/3} T_{\text{MeV}}^{-1/3} \right]$$
(1.20)

これらによって反応率が低いため、燃料である D,³He,³H の存在量が大きくなってようやく、十分な ⁴He を 合成できる。⁴He は安定であるので、合成された D,³He,³H、つまり凍結した中性がすべて ⁴He に取り込まれ ると考えると、⁴He の質量比は以下のように簡単に見積もることができる。

$$X_4 = \frac{4n_4}{n_N} \simeq \frac{4(n_n/2)}{n_N + n_p} = \frac{2(n/p)}{1 + (n/p)}$$
(1.21)

ここで、 $(n/p) \sim 1/7$ は前に求めた値であるので、代入すると、

$$X_4 \simeq 0.25$$

となる。つまり、⁴Heは、この一定の値をとる。

¹²C や ¹⁶O の束縛エネルギーも大きいので安定な元素であるが、⁴He の時と同様にこれらの燃料ができるまでにはクーロン障壁が大きく寄与してしまう。また、質量数が5と8の安定な元素がないことにより、⁴He より重い元素の合成は妨げられることとなる。

ここで、少量ではあるが ⁷Li も生成される。(⁷Li/H~ 10^{-10} , ⁷Li/H は水素との存在量の比を表す)⁷Li/H が生成される反応過程は η の値によって以下のように異なる。

$$\eta \leq 3 \times 10^{-10} \colon {}^{4}\text{He} + {}^{3}\text{H} \longrightarrow \gamma + {}^{7}\text{Li}$$
$$\eta \geq 3 \times 10^{-10} \colon {}^{4}\text{He} + {}^{3}\text{He} \longrightarrow \gamma + {}^{7}\text{Be}$$
$$\Longrightarrow {}^{4}\text{Be} + e^{-} \longrightarrow {}^{7}\text{Li} + \nu_{e} \quad (\text{\easering} \neq \text{if} \text{if} \text{if})$$

これに対し、⁷Li を壊す反応もあるが、それについては後に述べることとする。現在は観測によって $\eta \geq 3 \times 10^{-10}$ とされているので、観測される ⁷Li は、元素合成の時代には ⁷Be だったものと考えられている。 ここまで述べてきた元素合成の反応図を以下に示す。



図 2 Big Bang 元素合成における反応図 [3]

1.2.5 Big Bang 元素合成による予言値

以上述べてきた軽元素の時間発展を、数値計算によって求めたものを図3に表す。この図において、パラ メータ η , τ_n はそれぞれ、 $\eta = 3 \times 10^{-10}$, $\tau_n = 15.29$ min である。ここで、軽元素の予言値は、完全に η のみ の関数であることをに注意する。これは図3からも読みとることができるが、これらの存在量が Boltzmann 方程式に従うことに起因する。1.2.1 節でも述べた通り、宇宙が膨張していることにより、粒子の反応はある 時間において脱結合することになる。これにより、軽元素の存在量が凍結することになり、十分時間が経て ば温度に関して一定の値となる。さらに、存在量 $n_A = n_A(\eta,T)$ であるので、これは時間がたてば η のみの 関数となることが言える。つまり、 η の値によって、軽元素の存在量を一意に決めることができ、これを Big Bang 元素合成の予言値とする。ここでは、簡単に軽元素の η 依存性を考えることにする。



図3 軽元素の温度依存性[3]

まず、元素合成初期においては NSE を保つ。NSE においては軽元素の質量比は $X_A \propto \eta^{A-1}$ であるので、 η が大きくなれば、燃料である D,³He,³H も増える。これにより、n-p 比が大きい時間において ⁴He の合成が始 まるので、 η が増えるにつれて ⁴He は多くなる。⁴He 合成が本格的に始まると ($T \sim 0.1$ MeV)、n-p 比は脱結 合により温度に対してあまり変化しなくなるので、 η 依存性は鈍くなる。しかし、D,³He,³H については、そ れらを燃焼し、⁴He を作る反応率 Γ が $\Gamma \propto \eta$ であるので、 η が増えるにつれて燃焼しないで残る D,³He,³H の 量は減少する。最後に、⁷Li に関しては、1.2.4 節で述べた通りに生成する過程があるが、それと同時に以下の ように破壊する過程も存在する。

$$\eta \leq 3 \times 10^{-10}$$
: ⁷Li + p $\longrightarrow 2^4$ He
 $\eta > 3 \times 10^{-10}$: ⁷Be + n \longrightarrow p +⁷Li

しかし、 $\eta \leq 3 \times 10^{-10}$ のとき、 η が増えるにつれ pが増えるので、破壊のほうが支配的となり、結果的に ⁷Li は減少する。逆に、 $\eta \geq 3 \times 10^{-10}$ の時、この時期すでに破壊に使う中性子の存在量が少なく、生成のほうが

支配的になるので結果的に ⁷Li は増加することとなる。これを数値計算で求めると、図 4 のようになる。黄色 い縦線は WMAP による η の観測値である (幅は誤差)。この図から、各軽元素の予言値を求めることができ る。なお、以後は $X_4 \to Y_p$ と表すこととする。

$$Y_{p} = 0.2486 \pm 0.0002$$

$$D/H = (2.49 \pm 0.17) \times 10^{-5}$$

³He/H = (1.00 \pm 0.07) \times 10^{-5}
⁷Li/H = (5.24^{+0.71}_{-0.67}) \times 10^{-10}
(1)



図 4 Big Bang 元素合成における軽元素の η 依存性 [3]

2 各軽元素の観測値

1.2 節で求めた軽元素の予言値と比較するため、以下では各軽元素の観測値を紹介していく。我々が測定したいのは、ほかの天体活動によって影響を受けていない時代における存在量であるが、実際に測定できるのは現代の、つまり天体活動のプロセスを経た後の存在量であるので、推定が必要である。そこで、宇宙初期の値を測定するためには、できるだけより遠くの星を観測することが重要となる。ここで、その星がどれだけ原始的であるかを判断するためのパラメータとして metallicity([音])を導入し、以下で定義する。

$$\left[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}\right] \equiv \log\left(\frac{n_{\text{Fe}}}{n_{\text{H}}}\right) - \log\left(\frac{n_{\text{Fe}}}{n_{\text{H}}}\right)_{\text{sun}}$$
(2.1)

この値が小さければ小さいほど、原始的な値を反映していると考えられる。最初に、比較的正確に求められて いる D,⁴He について紹介する。

2.1 D,⁴He

・D については、遠い中性水素のガス雲で観測される。現在では強い光を放つ7つの系が発見されており、 赤方偏移は *z* ~3 で、 [音] ~-2 であるので、これは原始的である。これらの系で、

$$D/H = (2.82 \pm 0.21) \times 10^{-5}$$

という値が得られている。

・⁴He は、銀河系外の HII 領域 (電離した H が光を放っているガス雲) の観測によって測定される。いくつか の系によって異なる値が得られているが、最も保守的な値は

$$He/H = (0.249 \pm 0.009)$$

である。

2.2 ⁷Li

⁷Liの観測に関しては、いまだに困難が多いが、広く受け入れられている手法は、我々の銀河のハローにあ る金属欠乏性の観測である。実際には、星の対流運動により、表面物質は内側に追いやられて燃焼されてしま う。しかし、この効果は冷たく、Li が少ない星において見られ、熱い星ではの対流ゾーンが薄く、Li の観測に 影響は表れないとして、これらの星のみを考える。図5はハロー星に対する Li の存在量の metallicity 依存性 を表す。この図を見ると、Li は、metallicity に独立である。この Li が metallicity に対してフラットな関係 は"Spite Plateau"と呼ばれている。これが意味していることは、通常であれば、metallicity が増えるという ことは天体活動が起こっているので、元素の値は変化するはずである。しかし、metallicity によって元素の値 が変化しないということは、Li が天体活動の影響を受けていないことを表しており、これは原始的な値を反映 していると考えられる。さらに、Spite Plateau によってその存在量も決定することができる。この Plateau level を統計的に求めることにより、

$$Li/H = (1.23^{+0.68}_{-0.32}) \times 10^{-10}$$

という値が得られている。

さらに、図5には⁶Liの存在量もプロットされている。⁶Liの観測には議論の余地が残っているが、高解像度



図5 metallicity と Li 存在量の関係 [3]

の測定により、吸収線の区別ができたと主張する人もいる。その値は以下のようになっている。

$$\frac{{}^{6}\mathrm{Li}}{{}^{7}\mathrm{Li}} = 0.05$$

実際に⁶Liが発見されたとされる星は少ししかないので、この値を上限と考えるのが保守的である。

3 Li 問題の浮上

1,2 節より観測と理論の比較を行うことにより、Li 問題が浮上することを見る。まず図 6 に、D,⁴He の理論 と観測値の比較を示す。縦軸はその値である可能性を示し、高いほど可能性が高い。また、黄色い範囲が観



測、青い範囲が理論であり、点線は別のグループによる観測値である。ピークの位置が重なっており、この2 つの軽元素が理論と観測でよく一致していることを示している。なお、³He は原始的な測定ができず、観測値 がないので比較はできない。

次に、図7にLiの理論と観測の比較を示す。この図は、⁷Liが理論と観測で不一致であることを示している。



予測値は、観測値よりもかなり大きくなっており、誤差を含めると、

$$\frac{\rm Li_{BBN}}{\rm Li_{obs}} = 2.4 \sim 4.3$$

となっている。これは $4.2\sigma \sim 5.2\sigma$ での不一致を示しており、これが Li 問題と呼ばれている。

4 Li 問題への取り組み

上で述べた Li を解決するために、様々な案が提案されている。ここでは、そのうちいくつかをピックアップして述べる。解決方法は、前の章までの解析のどの部分が問題になっているかによって、以下のように大きく3つに分類することができる。

(1) 観測値の変更

(2) 原子核物理による解決

(3) 標準模型を超えた物理による解決以下では、それぞれを順番に見ていく。

4.1 観測値の変更

まず初めに、Li 問題の原因として Li の存在量が正しく観測されていない場合を考える。L.Sbordone らは、 [Fe/H] ≤ -3 では、Spete Plateau は有意的に破綻しているのではないかと提案した。このデータを図 8 に示 す。横軸は metallicity を表し、定義は (2.1) と同様である。縦軸は Li の存在量を表し、定義は以下のようで ある。

$$A(\text{Li}) \equiv \log\left(\frac{n_{\text{Li}}}{n_{\text{H}}}\right) - \log\left(\frac{n_{\text{Li}}}{n_{\text{H}}}\right)_{\text{sun}}$$
$$= \log\left(\frac{n_{\text{Li}}}{n_{\text{H}}}\right) + 12$$
(4.1)

データが4つ示されているのは、以下の理由によるものである。この Li の存在量を測定する際に、星の実効 温度というものを定義する。実効温度は星の大気モデルに依存するので、様々なモデルに対して実効温度を計 算し、Li の存在量を測定した。以下ではこの 4 つのモデルのデータを比較品がら見ていく。この 4 つが示す のは、どの大気モデルにおいても metallicity が-3 より低いところで Spite Plateau は崩壊し、分散が増加し ているように見える。視点を変えると、いくつかの星は Plateau に乗っている一方で、大多数の星は Li の" 消耗"を示している。さらに、Li のふるまいに関して考えられるのは、A(Li) と [Fe/H] との間に正の相関が あるのではないかということである。これを調べるため、二つの統計手段を用いてその有意性をテストした。 図 9 はその結果である。一番左の欄は Kendall の τ テストによって求めた、相関関係の有無がある確率であ る。このテストはノンパラメトリックであり、特定の関係を探すことはできないが、これらの数値は、A(Li) と [Fe/H] の間に相関があるということを強く支持している。また、一番右の欄は、線形フィッティングした ときの傾きを表している。ただ、この線形関係は 3σ の有意性であったが、根底にある物理的関係が線形であ るということを意味しているわけではない。

この研究の結論としては、まず、低い metallicity において、A(Li)の分散が大きくなり正の相関が高い有意 性で見られた。この根底に存在する物理現象はわからないが、どの大気モデルの温度でも誤差の範囲内に一致 している。もし、この Li の"消耗"が星の表面付近で起きていれば、[Fe/H] が $-2.5 \sim -1$ の領域では、メカ ニズムは metallicity によって影響を受けない。しかし、[Fe/H] ≤ -2.5 では、A(Li) はかなり metallicity に 感受性を持ち、この二つの領域の境界で Plataeu の生成と分散の生成それぞれを説明するために 2 つの異な るメカニズムが必要でると考えられる。まず、Plateau の生成に関して考えられるのは、金属欠乏星は、常に metallicity に関係なく、A(Li) は Plateau の値で形成される、ということである。ここでは、この Plateau の 値が原始的な値を反映しているのか、もしくは"Li 消耗"によって統一的に Plateau になっているのかは重要 ではない。また、[Fe/H] ≤ -2.5 における分散の増加に関して考えられるのは、その領域では、星ごとに効率 が異なる、Li のさらなる"消耗"が活発になっているということである。この研究では、星のパラメータとして は metallicity しか考えなかったが、もしかすると、ほかのパラメータに依存しているのかもしれない。ただ、 この"消耗"は、より metallicity が低いほど効率が大きくならなけらばならない。この"消耗"が何によって表 れているのかわからなけらば、Spite Plateau は原始的な値を反映しているとは言えなくなってしまう。今後 は [Fe/H] ≤ -3.0 の星のサンプル数を増やし、低い metallicity における分散に関してのデータを多く集めて いく必要がある。

4.2 原子核物理による解決

以下の2つの解決策では、観測値が正しいと仮定したときに、理論値の修正による変更を考えていく。この 節では、さらに、素粒子の標準模型が正しく、後で説明するダークマターによる影響がないと仮定して考え る。この時、解決の手がかりとして考えられるのは、核反応が完全に見逃されている、もしくは間違った値で 計算されているせいで、結果的に元素合成の計算が正しく行われていないということである。前述の図2の通 り、重要な軽元素の反応の数はそこまで多くなく、反応率は対応するエネルギーで測定されている。様々な実 験データから、これらに使われた値は正しいことが保証されている。誤差に関してもコードを通して伝播し、 図6,7のlikelihoodとして反映されている。ここで考えるのは、図2の単純化された反応ネットワークよりも もっと延長されたネットワークを考えるということである。以下では、新しい核物理反応による元素合成への 干渉を見ていく。

今、⁷Liの理論値を小さくすることを考えるが、電子捕獲によって原始的に生成された ⁷Be も現在では ⁷Li として観測されてしまうので、質量 7 の存在量を小さくすることを考えていく。Cyburt と Pospelov は、 ⁷Be+B→9 B* の共鳴反応が実験的に制約されていないことを指摘した。この反応を図 10 に示す。

もしこの反応が影響を与えれば、残る⁷Beの存在量が減るので、結果的に⁷Li が減ることで Li 問題を解決 できるかもしれないということである。実際には⁹B* は不安定であるのでこの原子の崩壊先は重要である。 これも未だに厳密に測定されているわけではないが、 ${}^{9}B^{*} \longrightarrow {}^{8}Be^{*} + p$ から ${}^{8}Be^{*} \longrightarrow 2^{4}He$ のようになると考えられている。

この反応を一般化することにより、完全な共鳴反応による解決を試みることもできる。質量7の崩壊で可能な すべての混合状態を考える。

$$(n, p, t, {}^{3}\text{He}, {}^{4}\text{He}) + ({}^{7}\text{Li}, {}^{7}\text{Be})$$

しかし、大半の反応は重要ではなく、先の⁷Be+Bに加え、以下のの2つの反応のみ重要な状態が特定された。

$${}^{7}\text{Be} + t \longrightarrow {}^{10}\text{B}^{*}(\longrightarrow {}^{9}\text{Be}^{*} + p)$$
$${}^{7}\text{Be} + {}^{3}\text{He} \longrightarrow {}^{10}\text{C}^{*}(\longrightarrow {}^{9}\text{B} + p)$$

ここで、上の括弧の中の反応は未だによくわかっていない反応であり、ほかにも崩壊先が存在すると考えられている。これらの状態は実験的に調べられるので、測定することによって核物理での Li 問題の解決を、もしくは核物理によっては Li 問題は解決できないことがわかるだろう。

4.3 標準模型を超えた物理による解決

最後に、Li 問題の解決において最も革新的な部分を述べる。Li の存在量は正しく測定され、核物理によっ て解決ができなかった場合、Big Bang 元素合成の基礎をなしている部分に疑問を持ち掛けなければならない。 これは、素粒子の標準模型 (SM) を超えた物理を要求する。

4.3.1 ダークマターの崩壊

ダークマター (DM) とは、存在することはわかっているが、その正体は未だにわかっていない粒子である。 宇宙背景放射 (CMB) の観測により、現在の宇宙のエネルギー分布は、70% がダークエネルギー (これもよく わかっていない)、残りの 30% のうち、現在わかっている物質は 5% のみで、残りの 25% がダークマターとい うことが知られている。もし DM が宇宙において早い時期に生成され、残存粒子として現在残っているなら ば、非バリオン的でなければならない。SM の粒子にそのような性質を持つものはないので、DM の存在は、 SM を超えた物理を要求する。DM は Big Bang 元素合成の間も存在するが、非相対論的で弱い相互作用と考 えられているので、微物理的な相互作用には重要ではない。この性質を持つ最も単純で物理的に可能性のある モデルは、Weakly Interacting Massive Particles(WIMP) である。以降は WIMP を考えていく。

WIMP は崩壊カスケードの安定な終点であり、崩壊しないと考えられている。もしそうであれば、DM は、次に軽い粒子の崩壊によって生まれた娘粒子である。この崩壊の性質はモデルに依存するが、一般にはバック グラウンドプラズマと相互作用をする SM 粒子を生成する。この崩壊が元素合成の後に起こるならば、この崩 壊粒子との相互作用によって軽元素の存在量は変わりうる。そして、Li 問題の解決につながる可能性がある。 これをモチベーションとして、崩壊する重い粒子 X の効果を考えていく。粒子 X は質量 $m_X (\gg m_p)$ を持ち、 寿命 τ_X で崩壊するとする。この崩壊はハドロンチャンネルを持ち、X の重い性質により、崩壊生成物は相対 論的であり、非熱的である。この崩壊生成物が背景プラズマと熱平衡になる際に、核破砕を通して軽元素と相 互作用する。例えば、崩壊生成物として高エネルギーの核子 N ができた時、背景に存在する ⁴He を破砕する。

$$N + {}^{4} He \longrightarrow \begin{cases} 2n + 2p & + N \\ 2D + N \\ D + {}^{3} A \\ \cdots \end{cases}$$

$$(4.1)$$

これにより、⁴Heの存在量を減らしながら、D などの軽元素の存在量を増やすことになる。さらにこれらの 二次粒子が熱的背景粒子と相互作用することもできる。ここで重要なのは、以下の⁷Beから⁷Liへの転換で ある。

$$n + {}^{7} \operatorname{Be} \longrightarrow p + {}^{7} \operatorname{Li}$$

 $\Longrightarrow {}^{7} \operatorname{Li} + p \longrightarrow 2^{4} \operatorname{He}$ (4.2)

⁷Be に比べて ⁷Li のほうがクーロン障壁が小さいことにより破砕が起こる。それにより、質量 7 の元素の存在 量が減り、Li 問題が解決されうるということである。この効果を考慮して X が存在する際の軽元素の存在量 をプロットしたものを図 11 に示す。横軸は粒子 X の寿命 *τ*_X、縦軸は、X の存在量

$$\zeta_X \equiv m_X \frac{n_X}{n_\gamma} \eta \tag{4.3}$$

をパラメータとしてある。この図において、色のついてあるエリアは軽元素の予測値が観測値と一致しないパ ラメータ領域であり、色の濃いほどずれていることを示す。逆に、白く塗られているエリアは許容領域であ る。例えば、 $\zeta_X \to 0$ 極限は X、つまり DM がないことに対応するが、D,⁴He は白い領域となっており、前述 の通りに理論と観測が一致していることを示している。しかし、⁷Li に対しては、 $\zeta_X \to 0$ 極限では黄色の領 域となっており、これは Li 問題が生じていることに対応する。また、 $\tau_X \leq 10$ sec では、X の崩壊が元素合成 の前に起こってしまうので、その後にできる軽元素は影響を受けない。これにより、 $\tau_X \leq 10$ sec では D,⁴He が白塗りになっている。ここで重要なのは、 $\tau_X \sim 10^2$ sec で Li の存在量において許容範囲が存在することで ある。これは、前述の通り、崩壊粒子によって質量 7 の粒子の破砕を促すからである。ただし、ほかの軽元素 についても観測と一致する必要がある。図 11 の右下のパネルは、軽元素のすべての範囲を重ねたものである が、Li が許される領域と D が許されない領域が重なってしまっていることがわかる。これも前述のとおり、 二次粒子によって余分な D が生成されてしまうからである。この問題は次の節で解決しうることを述べる

4.3.2 Supersymmetry とダークマター

Supersymmetry(SUSY)とは、それぞれの標準模型粒子をその粒子の統計を反転させたものを加え、粒子の総数を2倍にした理論のことである。SUSY粒子の中で一番軽いものは lightest supersymmetric partner(LSP)と呼ばれ、安定な粒子と考えられている。それは次に軽い粒子(NLSP)の崩壊生成物となり、 自然とDMの候補となる。この点で、SUSYは、DMに対するよい候補を与える。

図 12 は、NLSP として、スピン 3/2 のグラビティーノ (\tilde{G})、LSP としてニュートラリーノ ($\tilde{\chi}$) を仮定した際 における ⁷Li 存在量への影響を示したものである。横軸は \tilde{G} の質量であり、縦軸は \tilde{G} の存在量で、 $\zeta_{3/2}$ の定 義は (4.3) と同じである。表示してある数値は自由度 1 の χ^2 の値を示している。極端に $\zeta_{3/2}$ が大きい部分や 小さい部分では χ^2 の値がかなり大きくなってしまい、除外するべき領域である。注目すべきは、対角の部分 である。この"島"の一部では値が 6 になっており、この狭いパラメータ領域の中で一番小さい数値となってい る。これは 2.4 σ に対応し、この微調整によって Li 問題が解決される可能性がある。

5 まとめ

この論文では、まず、1節では現在広く受け入れられている Big Bang 元素合成について述べ、各軽元素が どのようにして予言されるのかを述べた。軽元素の脱結合により、その存在量は光子バリオン比 η にのみ依存 し、元素合成とは独立な宇宙背景放射からえられた値によって得られた。2節では、各軽元素の存在量を紹介 し、どのようにしてそれらが得られるのかも簡単に述べた。3節では1,2節の結果を比較し、Dや⁴He は見事 に一致する一方で Li に関してのみ観測と理論で一致せず、Li 問題が浮上することを述べた。最後の4節で は、3節で浮上した Li に対し、解決に向けて策を3つ提示した。1つ目は観測値が原始的な値を反映してな いことにより、一致していない可能性を述べた。Li の観測は未だに問題が多く残り、Spite Plateau が原始的 な値を反映していない可能性がある。実際に小さな傾きが実在しているのかも定かではなく、さらに多くの星 を観測し、Li に対する傾向を探査する必要がある。2つ目は、新たな原子核反応による理論値の改善である。 標準理論では組み込まれていなかった共鳴反応により、⁷Be 破壊が提案された。これに関しても、新たな反応 の反応率を実験的に測定し、影響を考慮する必要がある。3 つ目は DM による影響を考えた。崩壊のモデルと して SUSY 粒子を導入し、パラメータを微調整することによって Li 問題を解決しうることを述べた。いまだ SUSY 粒子をするもたらすことになるであろう。

謝辞

本論文を作成するにあたり、指導教官である佐藤丈准教授には暑くご指導をしていただきました。深く感謝 申し上げます。また、埼玉大学物理学科素粒子研究室の皆様にはゼミでアドバイスをしていただき、大変お世 話になりました。心から感謝申し上げます。

参考文献

- [1] dward W.Kolb and Michael S.Turner, The Early Universe(1989)
- [2] . Sbordone et al.(2010) , DOI:10.1051/0004-6361/200913282
- [3]rian D. Fields et al.(2012) , arXiv:1203.3551 [astro-ph.CO]
- [4] yburt RH,Ellis J, Fields BD, Luo F, Olive KA, Spanos VC, J.Cosmol.Astropart. Phys. (2009), 0907.5003.
- [5] yburt RH,Ellis J, Fields BD, Luo F, Olive KA, Spanos VC, J.Cosmol.Astropart. Phys. (2010), 1007.4173.
- [6] hakraborty N, Fields BD, Olive KA, ArXiv e-prints(2010), 1003.0722
- [7]yburt RH et al.(2008), arXiv:0808.2818[astro-ph]
- [8] yburt RH et al.(2009), arXiv:0907.5003[astro-ph.CO]



図8 metllicity が3付近のLiの存在量[3]

Parameter set	Correlation probability	Linear fit intercept	Linear fit slope
A(Li) vs. T _{eff}			
BA	0.978	-3.038 ± 1.542	$8.17e-4 \pm 2.33e-4$
ALI	0.962	-7.917 ± 10.83	1.57e-3 ± 1.00e-3
IRFM	0.993	-2.133 ± 1.448	$6.68e-4 \pm 2.13e-4$
3D	0.990	-2.910 ± 1.898	7.92e-4 ± 2.78e-4
A(Li) vs. [Fe/H]			
BA	1.000	3.099 ± 0.245	0.335 ± 0.080
ALI	0.999	2.942 ± 0.245	0.258 ± 0.085
IRFM	0.998	3.047 ± 0.268	0.291 ± 0.092
3D	0.999	2.948 ± 0.248	0.274 ± 0.083

図 9 A(Li) と [Fe/H] の間の相関関係 [3]



図 11 粒子 X が存在する際の軽元素の存在量 [3]

図 10 新しい核反応 [3]





図 12 グラビティーノが崩壊する際の観測との比較 [3]