

温度依存性を考慮した暗黒物質の質量での初期宇宙の相転移による残存量

発表者：犬宮 理恵（お茶の水女子大学） 共同研究者：出川 智香子（お茶の水女子大学），船久保 公一（佐賀大学）

背景

素粒子標準模型 (Standard Model, SM)

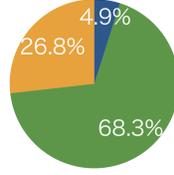
現時点で素粒子の振る舞いを最も正確に記述している模型

暗黒物質 (Dark matter, DM)

天文学的観測により存在が確かめられているが、
光学的観測が不可能な物質

- 性質：1. 質量を持つ
2. 電荷を持たない
3. 安定である

素粒子標準模型は暗黒物質候補粒子を含まない！
→ 標準模型の拡張



● クォーク・レプトンで構成される物質
● 暗黒エネルギー
● 暗黒物質
ESA and the Planck Collaboration

暗黒物質の残存量

宇宙マイクロ波背景放射により、現在宇宙に存在している暗黒物質の残存量が観測されている

観測値

$$\rightarrow \Omega_{DM} h^2 = 0.12 \pm 0.012$$

Planck Collaboration, N. Aghanim et al., arXiv:1807.06209[astro-ph.CO].

観測値と比較するための model による DM relic abundance の理論値を求めるには、Boltzmann 方程式を解く必要がある。

Boltzmann 方程式

宇宙論において粒子数密度 $n_\chi(t)$ の時間変化を記述するために 使用される基本的な方程式

宇宙膨張による数密度 $n(t)$ の変化

$$\frac{dn_\chi(t)}{dt} + 3H(t)n_\chi(t) =$$

DMの消滅反応による数密度 $n(t)$ の変化 (collision term)

$$g_\chi \left[\left(\frac{n_\chi(t)}{n_\chi^{\text{eq}}(T)} \right)^2 - 1 \right] \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} e^{-(E_1+E_2)/T} \times \sum_{a,b} \int \frac{d^3 k_a}{(2\pi)^3 2E_a} \frac{d^3 k_b}{(2\pi)^3 2E_b} (2\pi)^4 \delta^4(p_1+p_2-k_a-k_b) |M(\chi+\chi \rightarrow a+b)|^2$$

従来の研究では、計算を簡略化するために粒子の質量は温度 $T=0$ での定数として扱われてきた。

しかし、宇宙初期に起こった相転移の影響により、実際には暗黒物質の質量が変化していた可能性がある。

→ 温度依存性による質量変化などを考慮した Boltzmann eq. を解く

Real Singlet Scalar DM model

SM + gauge singletな real scalar field

Lagrangian

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2}(\partial_\mu S)^2 - V(S), \quad \mathcal{L}_{SM}: \text{SM Lagrangian}$$

scalar potential

$$V_0(H, S) = -\mu^2 H^\dagger H + \lambda(H^\dagger H)^2 + \frac{1}{2}\mu_S^2 S^2 + \frac{\lambda_S}{4} S^4 + \frac{\lambda_{HS}}{2} S^2 H^\dagger H$$

$$H(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ (v_0 + h(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad S: \text{real singlet scalar}$$

z_2 対称性よりDMとして振る舞う

$$\text{DM候補粒子 } S \text{ の質量 } m_S^2 = \mu_S^2 + \frac{1}{2}\lambda_{HS}v_0^2$$

有効ポテンシャルとヒッグス場の真空期待値の温度依存性

$$V_{\text{eff}}(v; T) = -\frac{1}{2}\mu^2 v^2 + \frac{\lambda}{4}v^4 + \frac{1}{2}aT^2 v^2 \equiv \frac{1}{2}a(T^2 - T_C^2)v^2 + \frac{\lambda}{4}v^4$$

$$v(T) = \begin{cases} 0, & (T > T_C) \\ \sqrt{\frac{a}{\lambda}(T_C^2 - T^2)} = v_0 \sqrt{1 - \frac{T^2}{T_C^2}}, & (T \leq T_C) \end{cases} \quad m_h(T) = \begin{cases} \sqrt{a(T^2 - T_C^2)} = m_h \sqrt{2\left(\frac{T^2}{T_C^2} - 1\right)}, & (T > T_C) \\ \sqrt{2a(T_C^2 - T^2)} = m_h \sqrt{1 - \frac{T^2}{T_C^2}}, & (T \leq T_C) \end{cases}$$

$$m_S(T) = \begin{cases} \mu_S = \sqrt{m_S^2 - \frac{\lambda_{HS}}{2}v_0^2}, & (T > T_C) \\ \sqrt{\mu_S^2 + \frac{\lambda_{HS}}{2}v_0^2 \left(1 - \frac{T^2}{T_C^2}\right)} = \sqrt{m_S^2 - \frac{\lambda_{HS}v_0^2}{2} \frac{T^2}{T_C^2}}, & (T \leq T_C) \end{cases}$$

$v(T)$ の温度依存性は有限温度での有効ポテンシャルを最小化することで決定されるものであるが、予備的な解析のために、2次の項のみが温度に依存する単純な4次多項式を採用するものとする。

Real singlet scalar DM model での

S-bosonの数密度 $n_S(t)$ が従う Boltzmann eq.

$$\frac{dn_S(t)}{dt} + 3H(t)n_S(t) = -\frac{g_S T}{4(2\pi)^4} \left[\left(\frac{n_S(t)}{n_S^{\text{eq}}(T)} \right)^2 - 1 \right] \int_{4m_S^2}^{\infty} ds \mathcal{F}(s) \sqrt{s - 4m_S^2} K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right)$$

対消滅振幅 2 乗の終状態運動量積分

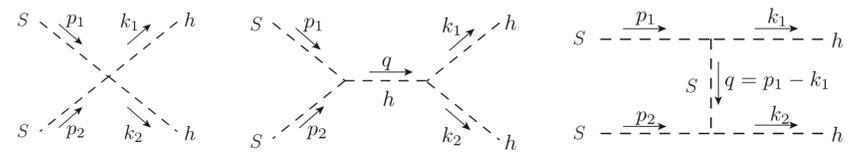
Broken phase

$$\mathcal{F}_b^{ZZ}(s) = \frac{\lambda_{HS}^2 (s^2 - 4m_Z^2 s + 12m_Z^4)}{2[(s - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2]} \frac{1}{8\pi} \sqrt{\frac{s - 4m_Z^2}{s}}$$

$$\mathcal{F}_b^{WW}(s) = \frac{\lambda_{HS}^2 (s^2 - 4m_W^2 s + 12m_W^4)}{(s - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2} \frac{1}{8\pi} \sqrt{\frac{s - 4m_W^2}{s}}$$

$$\mathcal{F}_b^{f\bar{f}}(s) = \frac{N_C \lambda_{HS}^2 m_f^2}{4\pi \sqrt{s}} \frac{(s - 4m_f^2)^{\frac{3}{2}}}{(s - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2}$$

$$\mathcal{F}_b^{hh}(s) = \frac{\lambda_{HS}^2}{16\pi} \sqrt{\frac{s - 4m_h^2}{s}} \left[1 + \frac{12\lambda v_0^2 (s - m_h^2)}{(s - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2} + \frac{36\lambda^2 v_0^4}{(s - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2} + \frac{8\lambda_{HS}^2 v_0^4}{sm_S^2 + m_h^2 (m_h^2 - 4m_S^2)} + \frac{\lambda_{HS} v_0^2}{pk} \left(4\lambda_{HS} v_0^2 - 1 - \frac{6\lambda v_0^2 (s - m_h^2)}{(s - m_h^2)^2 + m_h^2 \Gamma_h^2} \right) \log \frac{s - 2m_h^2 + 4pk}{s - 2m_h^2 - 4pk} \right]$$



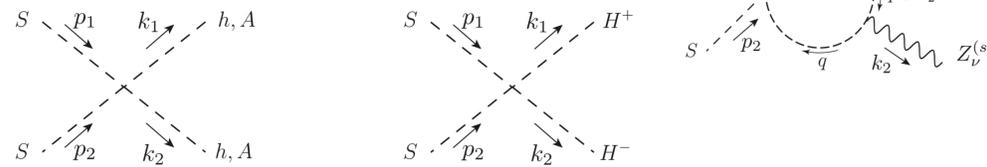
Symmetric phase

$$\mathcal{F}_s^{VV}(s) = \mathcal{F}_s^{\gamma\gamma}(s) + \mathcal{F}_s^{ZZ}(s) + \mathcal{F}_s^{WW}(s) + \mathcal{F}_s^{ZA}(s)$$

$$= \frac{1}{16\pi} \frac{\lambda_{HS}^2}{32\pi^4} \left(e^4 + \frac{m_Z^4}{v_0^4} + 8\frac{m_W^4}{v_0^4} + 8e^2 \frac{m_Z^2}{v_0^2} \right) \left[1 + \gamma \left(\frac{m_h^2}{s} \right) \right]^2$$

$$\gamma(a) = \begin{cases} 0, & (a=0) \\ 2a \int_0^1 dx \log \left| \frac{x^2 - x + a}{a} \right|, & (a \neq 0) \end{cases}$$

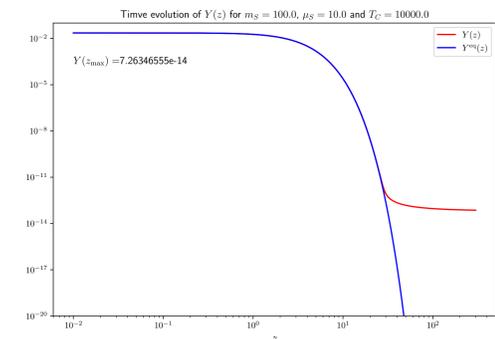
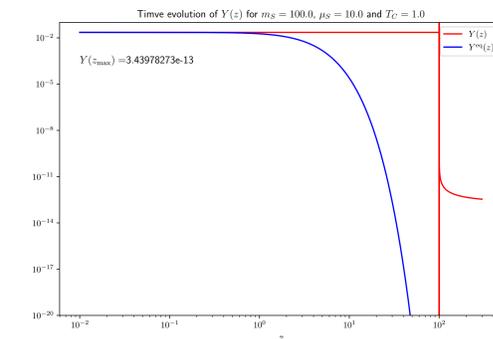
$$\mathcal{F}_s^{hh}(s) = \mathcal{F}_s^{AA}(s) = \frac{1}{s} \mathcal{F}_s^{H^+H^-}(s) = \frac{\lambda_{HS}^2}{16\pi} \sqrt{\frac{s - 4m_h^2}{s}}$$



無次元量 $Y_S(z) = n_S(t)/s(T)$ に書き直した Boltzmann eq.

$$\frac{dY_S(z)}{dz} = -\frac{1}{16} \sqrt{\frac{\pi g_*(T)}{45}} \frac{m_{Pl}}{m_{S0}} \frac{Y_S(z)^2 - Y_S^{\text{eq}}(z)^2}{[(m_S z/m_{S0})^2 K_2(m_S z/m_{S0})]^2} \times \int_{4(m_S/m_{S0})^2 z^2}^{\infty} dx \mathcal{F}(T^2 x) \sqrt{x - 4(m_S/m_{S0})^2 z^2} K_1(\sqrt{x})$$

$s(T)$: エントロピー密度
 $z = m_{S0}/T$



まとめ

- 相転移が存在する場合に暗黒物質の質量と残存量に与える影響を考慮する様に Boltzmann eq. を解析した。
- 今後は既存のDM relic abundanceの理論値と mass に温度依存性を考慮した場合の理論値を比較する。
- また、1次相転移や S が真空期待値を持つ場合などの解析も行う。