



マヨロンと結合する半対消滅ダークマター

藤間崇 金沢大学

共同研究者: 宮城拓実 (金沢大学)

参考論文: JHEP 07 (2022) 027 [arXiv:2201.05412 [hep-ph]]

基研研究会 素粒子物理学の進展 2022年8月29日 - 9月2日, 京都

イントロ

- 半対消滅 (**semi-annihilation**) は面白い現象を引き起こす
 $\chi\chi \rightarrow \chi\phi$
 - 暗黒物質ハロー中心の温度を温める
 - 矮小銀河の小スケール問題 (**core-cusp problem**) を改善
 - 相対論的DMの生成
- 小さなニュートリノ質量 \Rightarrow シーソー機構
- Global U(1)_{B-L}** に基づき、**semi-annihilating DM** 模型を構築

結果と要約

- DMはニュートリノの結合が支配的
- 矮小銀河の **core-cusp problem** を改善
 必要な自己断面積 $\sigma_{\text{self}}/m_\chi \sim 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$
- DMの **semi-annihilation** から特徴的ニュートリノシグナル (ボックス型スペクトル)
- 生成されるニュートリノはハイパーカミオカンデ (**HK**) にて検証可能

模型

	Q	u^c	d^c	L	e^c	H	ν_R^c	Φ	χ
$SU(3)_c$	3	$\bar{3}$	$\bar{3}$	1	1	1	1	1	1
$SU(2)_L$	2	1	1	2	1	2	1	1	1
$U(1)_Y$	1/6	2/3	-1/3	-1/2	1	1/2	0	0	0
$U(1)_{B-L}$	1/3	-1/3	-1/3	-1	1	0	1	2	2/3

$$\mathcal{L} \supset - \left(y_\nu \bar{H} L \nu_R + \frac{y_\Phi}{2} \Phi \bar{\nu}_R^c \nu_R + \frac{\lambda}{3\sqrt{2}} \Phi^* \chi^3 + \frac{m_J^2}{4} \Phi^2 + \text{h.c.} \right) - \frac{\lambda_\chi}{2} |\chi|^4$$

ここで $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_\phi + \phi + iJ)$ J : マヨロン

- $\langle \Phi \rangle = v_\phi \neq 0 \Rightarrow$ シーソー
- ϕ は **SM Higgs boson** と混合 ($(h, \phi) \Rightarrow (h_1, h_2)$)
- m_J^2 は **NGB** J に質量を与える
- マヨロンは ν ペアに崩壊 $J \rightarrow \nu\nu$
- χ : 複素スカラーDM
- λ から χ の3点結合が出る
- DM質量が **Sub GeV** 領域にフォーカス
- $m_J \ll m_\chi \ll m_{h_1, h_2}$

半対消滅過程によるDM残存量とダークマターコア形成

ボルツマン方程式: $\frac{dn}{dt} + 3Hn = -\frac{\langle \sigma_{\chi\chi} v_{\text{rel}} \rangle}{4} (n^2 - n n^{\text{eq}})$

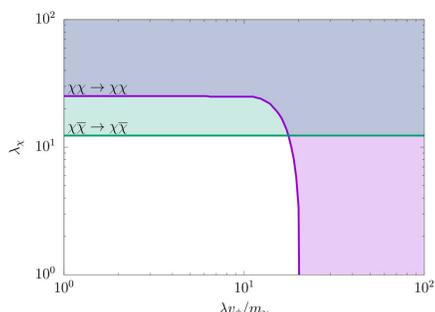
主要なモード: $\chi\chi \rightarrow \bar{\chi}J$, $\langle \sigma_{\chi\chi} v_{\text{rel}} \rangle \approx \frac{3\lambda^2}{128\pi m_\chi^2}$

$\Omega_\chi h^2 = 0.12 \Leftrightarrow \lambda \approx 1.6 \times 10^{-3} \left(\frac{m_\chi}{\text{GeV}} \right)$

模型への制限

- ユニタリティバウンド

マヨロン崩壊幅 $< 1\text{s}$
 $\left(\frac{m_J}{100 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{10 \text{ GeV}}{v_\phi} \right)^2 > 8.5$



- DMコア形成に必要な半対消滅断面積の見積もり

$$\langle \sigma_{\chi\chi} v_{\text{rel}} \rangle = \frac{10^{-29} \text{ cm}^3/\text{s}}{\xi} \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{\sigma}{5 \text{ km}^2/\text{s}} \right)^2 \left(\frac{0.5 M_\odot \text{ pc}^{-3}}{\rho_c} \right) \left(\frac{10^{10} \text{ yr}}{t_{\text{age}}} \right)$$

ここで $\xi = r_s / (n_\chi \sigma_{\text{self}})^{-1} = 10^{-3} \left(\frac{r_s}{5 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{\rho_c}{M_\odot \text{ pc}^{-3}} \right) \left(\frac{\sigma_{\text{self}}/m_\chi}{10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}} \right)$

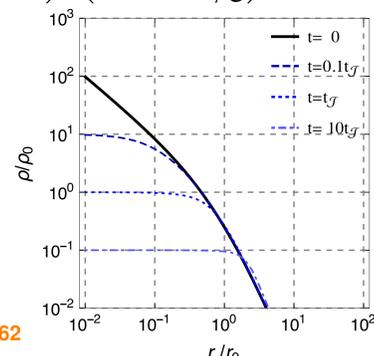
- DMの有効自己断面積 ($\chi\chi \rightarrow \chi\chi, \chi\bar{\chi} \rightarrow \chi\bar{\chi}$)

$$\sigma_{\text{self}} = \frac{1}{64\pi m_\chi^2} \left[\left(\lambda_\chi + \frac{\lambda^2 v_\phi^2}{6m_\chi^2} \right)^2 + \left(\lambda_\chi - \frac{\lambda^2 v_\phi^2}{2m_\chi^2} \right)^2 \right]$$

$$t_J = \frac{4\sigma_0^2 m_\chi}{\rho_c \langle \sigma_{\chi\chi} v_{\text{rel}} \rangle \xi} : \text{コア形成に必要な時間スケール}$$

必要な大きさ $\sigma_{\text{self}}/m_\chi \sim 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$

Chu and Garcia-Cely, arXiv:1803.09762

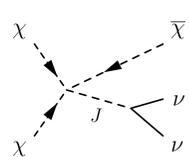


ボックス型ニュートリノスペクトルの生成 (DMシグナル)

主要なモード: $\chi\chi \rightarrow \bar{\chi}J \rightarrow \bar{\chi}\nu\nu$

- 生成される $\bar{\chi}$ と J のエネルギーは **kinematic** に決まる

$$E_{\bar{\chi}} = \frac{5m_\chi^2 - m_J^2}{4m_\chi}, \quad E_J = \frac{3m_\chi^2 + m_J^2}{4m_\chi}$$

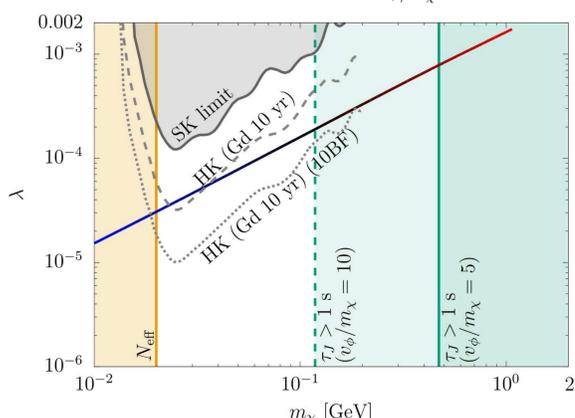
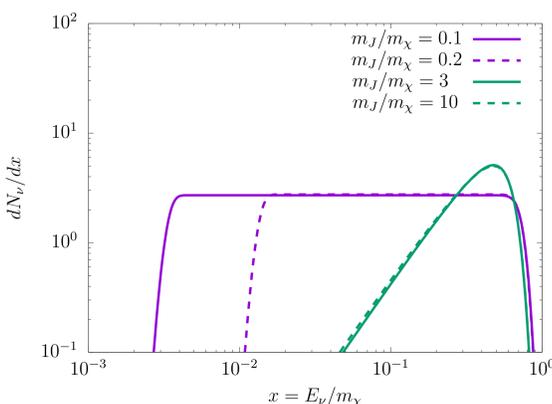
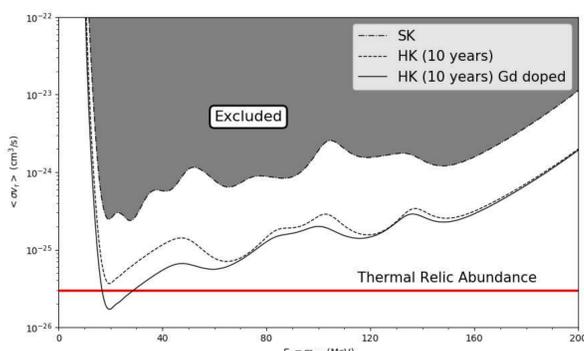


- ボックス型のニュートリノスペクトル

$$\frac{d\Gamma_J}{dE_\nu} = \frac{\Gamma_J}{\sqrt{E_J^2 - m_J^2}} \theta(E_\nu - E_\nu^{\text{min}}) \theta(E_\nu^{\text{max}} - E_\nu)$$

- SK/HKで検出可能 Campo et al., arXiv:1805.09830

- Gdを用いたHKで **semi-annihilation** 由来のニュートリノ検出可能



オフシェルマヨロンの場合 ($m_\chi < m_J$)

残存量は **3** \rightarrow **2** 消滅過程で決定

ボルツマン方程式

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = -\frac{\langle \sigma_{\chi\chi} v_{\text{rel}}^2 \rangle}{4} (n^3 - n^2 n_{\text{eq}})$$

- Core-cusp problem** は大きな自己断面積で改善できる $\sigma_{\text{self}}/m_\chi \sim 0.1 - 1 \text{ cm}^2/\text{g}$

- ニュートリノスペクトルは鋭いが、フラックスは小さい

