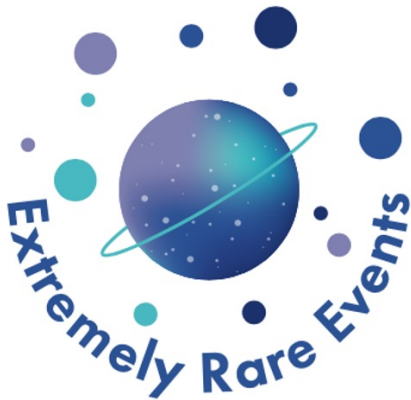


Signals of boosted dark matter

藤間 崇 (金沢大学)

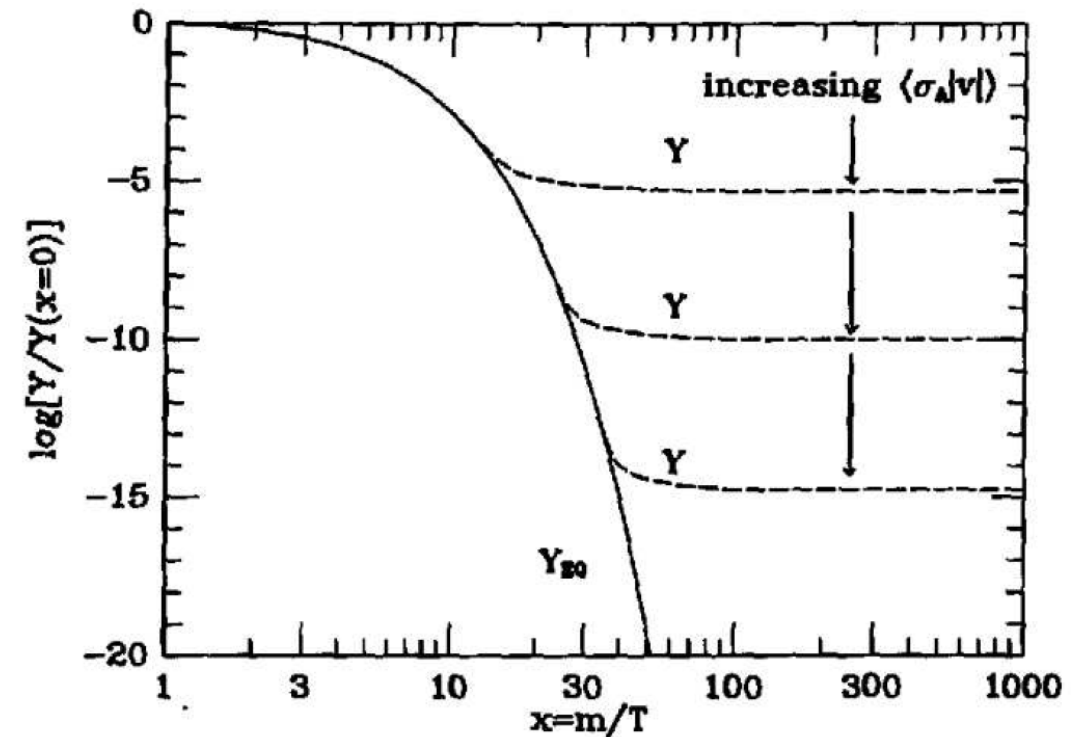
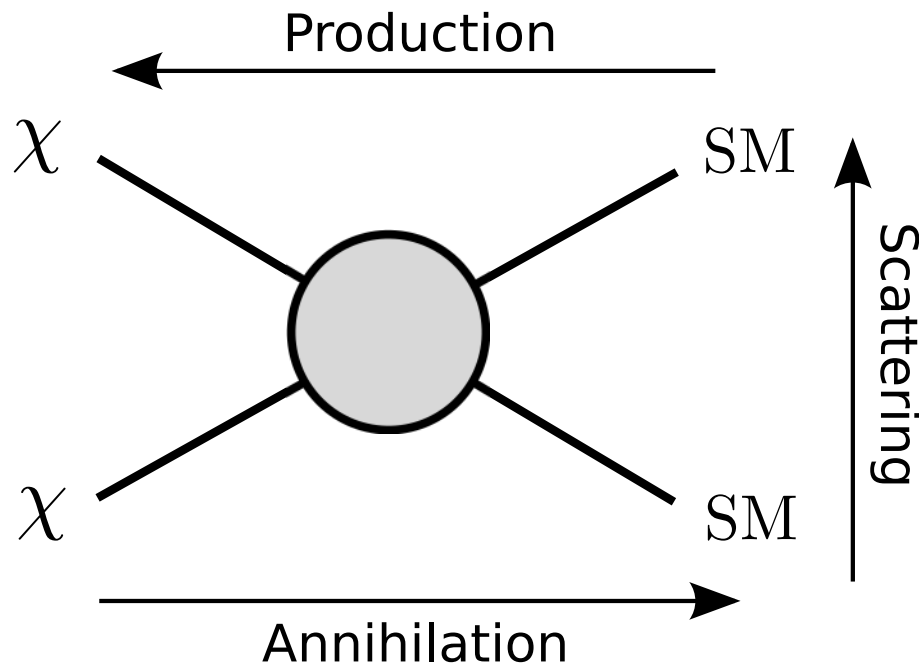


学術変革「地下稀事象」
領域研究会 @ 東京
2025年6月26日



公募研究
「非最小暗黒セクターに基づく新しい消滅過程の研究」

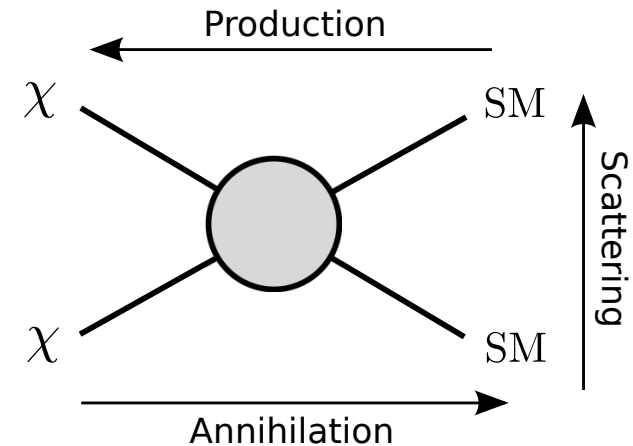
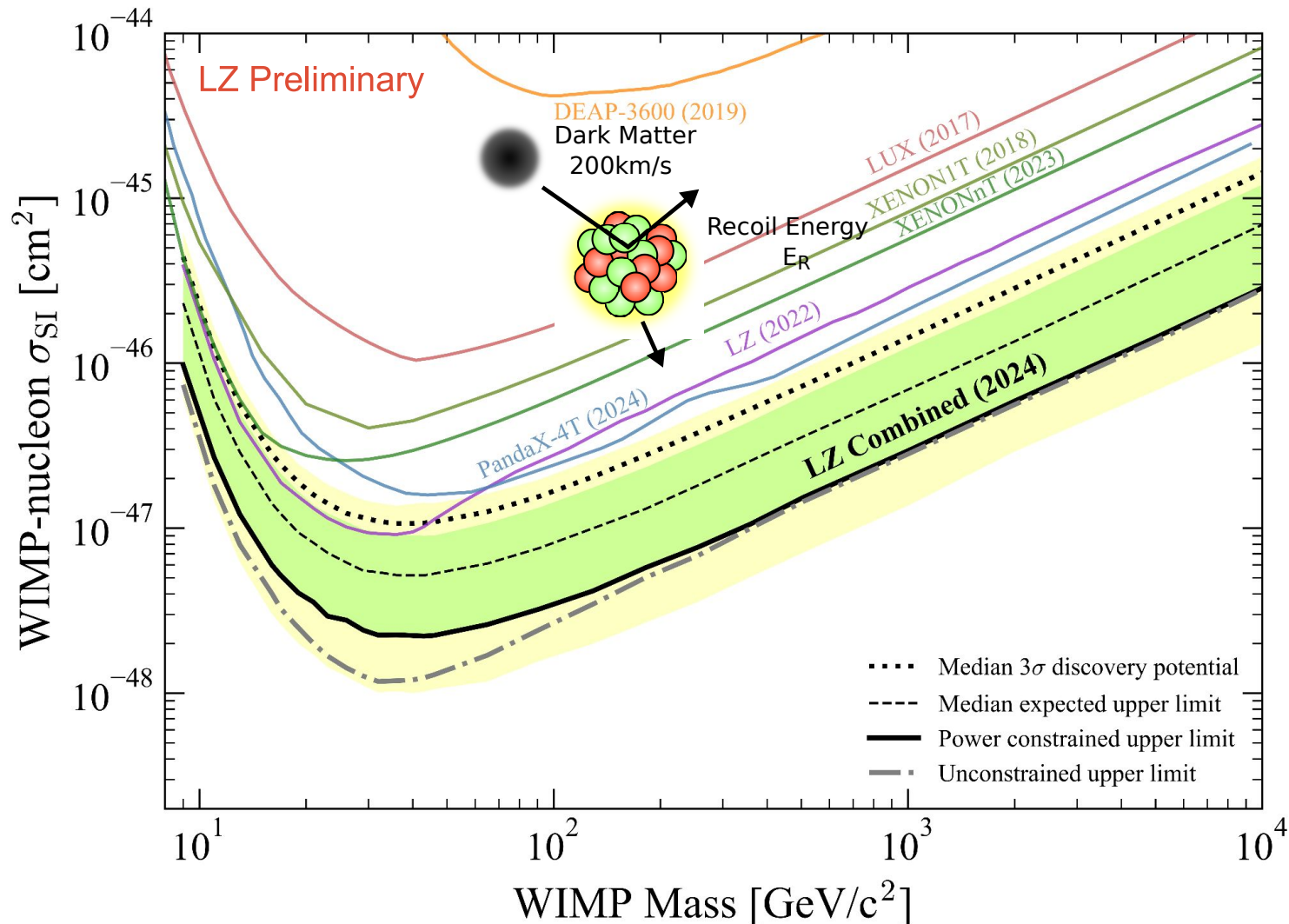
熱的暗黒物質 (WIMP)



$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma v\rangle (n_\chi^2 - n_\chi^{\text{eq}2})$$

- 初期宇宙において物質粒子と熱平衡
- 観測量 $\Omega_\chi h^2 = 0.12$, $\Rightarrow \sigma \sim 1\text{pb} \sim 10^{-26}\text{cm}^3/\text{s} \sim 10^{-36}\text{cm}^2$
(DM 質量の log 依存性)
- DM 質量領域 10 MeV – 100 TeV

直接検出実験の現状



■ $\Omega h^2 = 0.12$
 $\Leftrightarrow \sigma_{\text{el}} \sim 10^{-36} \text{ cm}^2$
 $(\sigma_{\text{el}} \lesssim 10^{-45} \text{ cm}^2)$
 (loop)

LZ talk @ TeVPA2024

■ LZの制限が最も強い： $2.2 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ at 43 GeV.

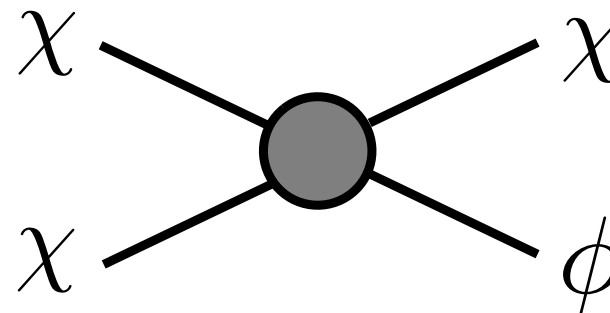
■ GeV以下の領域では感度が低い

非最小暗黒セクター

$\mathbb{Z}_3$ 対称な DM $\Rightarrow$ 3点相互作用 $\mathcal{L} \supset \chi^3$

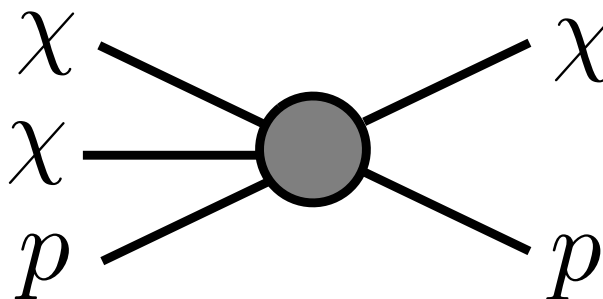
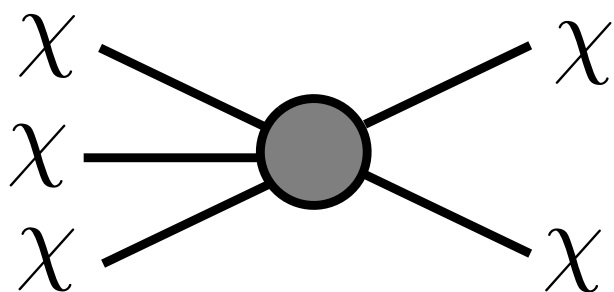
■ 半対消滅 (Semi-annihilations)

$$\chi\chi \rightarrow \bar{\chi}\phi \quad (v_\chi = \mathcal{O}(0.1 - 1))$$



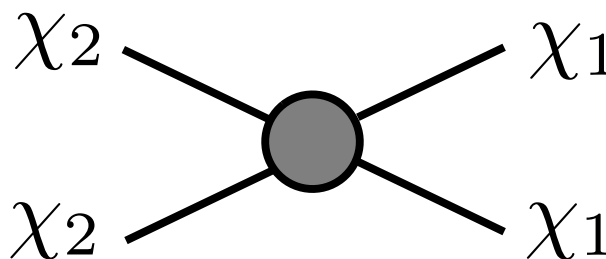
■ SIMP, Co-SIMP

$$\chi\chi\chi \rightarrow \chi\bar{\chi}, \quad \chi\chi p \rightarrow \chi p$$

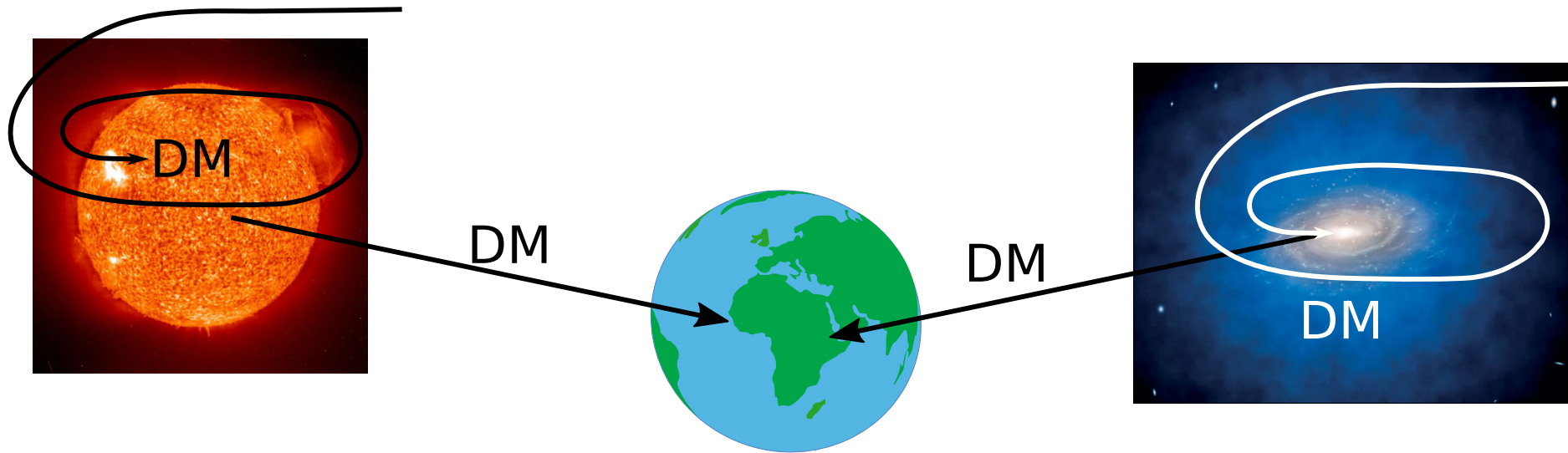


■ 多成分DM

$$\chi_2\chi_2 \rightarrow \chi_1\chi_1$$



DMの加速



その他の加速機構・模型

- 高エネルギー宇宙線との散乱 Bringmann and Pospelov, PRL (2019)
Ema, Sala, Sato, PRL (2019)
- Blazerとの散乱 Wang, Granelli, Ullio, PRL (2022)
- Solar reflection of DM Emken, PRD (2022)
- 真空崩壊 Cline, Puel, Toma, PLB (2024)

半対消滅によるDMの加速

- $\chi\chi \rightarrow \bar{\chi}\nu$ を考える [Toma, PRD \(2022\)](#), [Aoki and Toma JCAP \(2024\)](#), [Kamenetskaia et al. PLB \(2025\)](#)

- 終状態のDMエネルギー: $E_\chi = \frac{5}{4}m_\chi$ (monochromatic)

$$\Rightarrow \text{ほとほとのブースト } \gamma_\chi \equiv \frac{E_\chi}{m_\chi} = \frac{5}{4} = 1.25 \quad (v_\chi = 0.6)$$

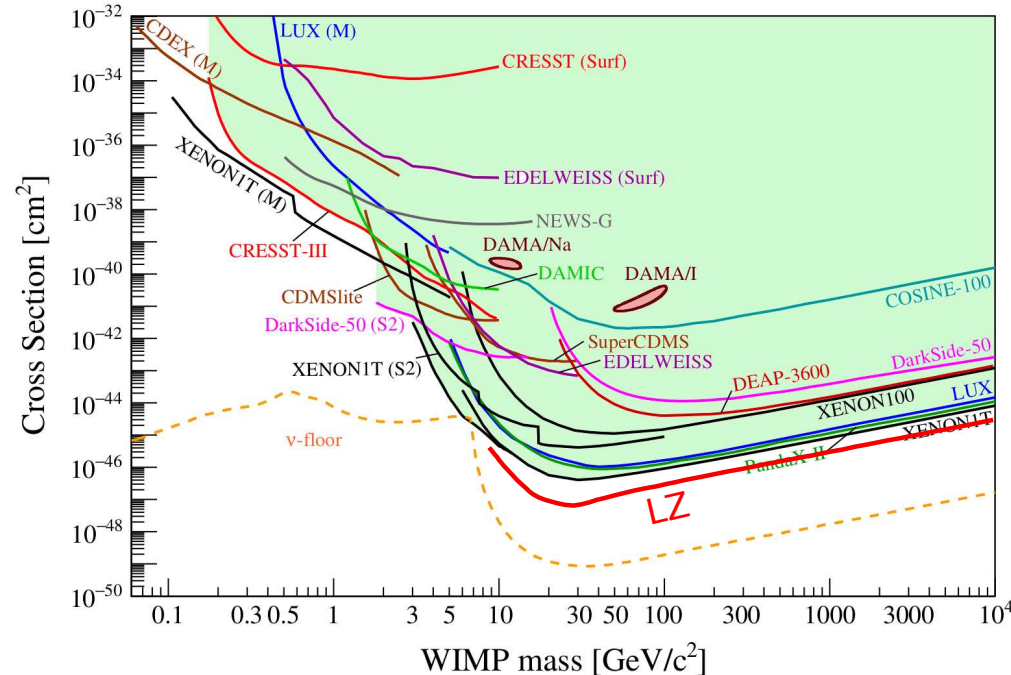
- 弾性散乱 (DISは考えなくてよい) $\Rightarrow$ 計算は単純

- sub GeV領域でも
反跳エネルギーが閾値に

[J. Billard et al., Rept.Prog.Phys. 85 \(2022\) 5, 056201](#)

反跳エネルギー

$$E_R \lesssim 300 \text{ keV}$$



原子核との散乱

Kamenetskaia, Fujiwara et al. PLB (2025)

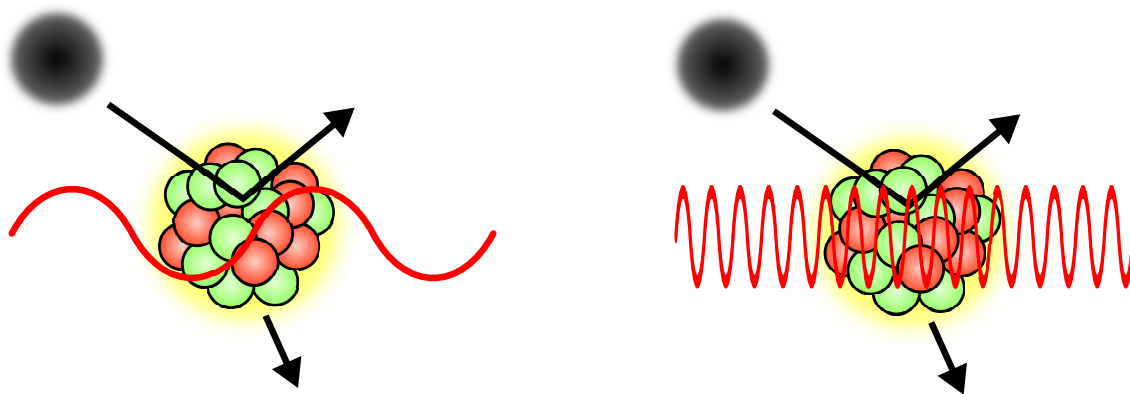
- DMのエネルギーが高いため散乱がインコヒーレントになる
- インコヒーレント散乱をパラメトライズ

$$\frac{d\sigma_{\chi N}}{dT_N} = \left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dT_N} \right)_{\text{coh}} + \left(\frac{d\sigma_{\chi N}}{dT_N} \right)_{\text{inc}} = \frac{\sigma_{\text{SI}}^{\text{coh}}}{T_N^{\text{max}}} F_{\text{SI}}^2(q^2) + \frac{\sigma_{\text{SI}}^{\text{inc}}}{T_N^{\text{max}}} [1 - F_{\text{SI}}^2(q^2)]$$

where $\sigma_{\text{SI}}^{\text{coh}} = \sigma_p \left(\frac{\mu_N}{\mu_p} \right)^2 [Z_N f_p + (A_N - Z_N) f_n]^2$

$$\sigma_{\text{SI}}^{\text{inc}} = Z_N \sigma_p + (A_N - Z_N) \sigma_n, \quad F_{\text{SI}}(q^2) = (1 + q^2/\Lambda_N^2)^{-1}$$

⇒ 滑らかな接続

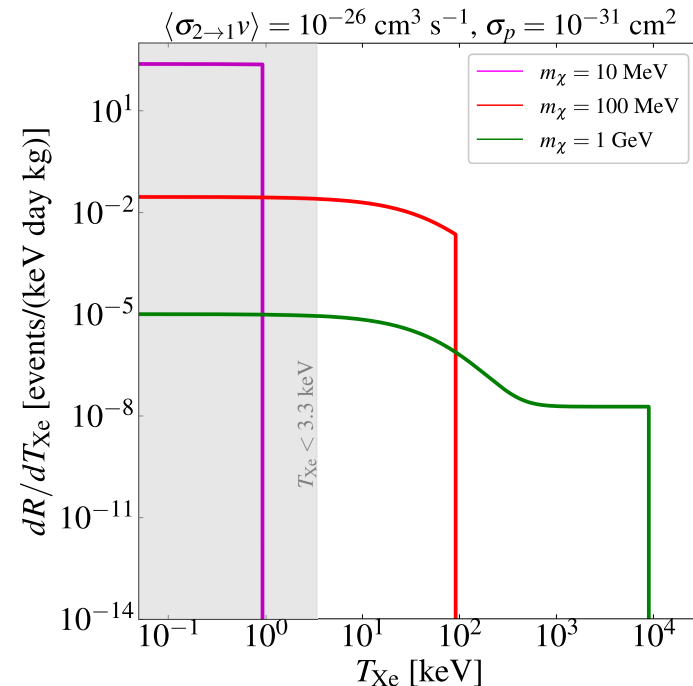


- 単純化のための仮定: $f_p = f_n = 1$ and $\sigma_p = \sigma_n$

反跳エネルギースペクトル

Kamenetskaia, Fujiwara et al. PLB (2025)

- $\frac{dR_N}{dT_N} = \frac{1}{m_N} \int_{T_\chi^{\min}}^{\infty} \frac{d\sigma_{\chi N}}{dT_N} \frac{d\Phi_\chi}{dT_\chi} dT_\chi$ where $\frac{d\Phi_\chi}{dT_\chi} = \Phi_{\text{BDM}} \delta\left(T_\chi - \frac{m_\chi}{4}\right)$
 $\Phi_{\text{BDM}} \approx 3.2 \times 10^{-3} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ MeV}}\right)^{-2} \left(\frac{\langle\sigma_{2\rightarrow 1}v\rangle}{10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}}\right)$
- 質量閾値: $m_\chi^{\min} = \frac{5}{4}m_N \left(\frac{9m_N}{8T^{\text{th}}} - 1\right)^{-1} \left(1 + \frac{3}{5}\sqrt{1 + \frac{2m_N}{T^{\text{th}}}}\right)$
- For XENONnT, $T_{\text{Xe}} = 3.3\text{keV}$
 $\Rightarrow m_\chi^{\min} = 19 \text{ MeV}$
- $R = \sum_N \int \frac{dR_N}{dT_N} dT_N$
 (events/kg/yr)



表土によるエネルギー減衰

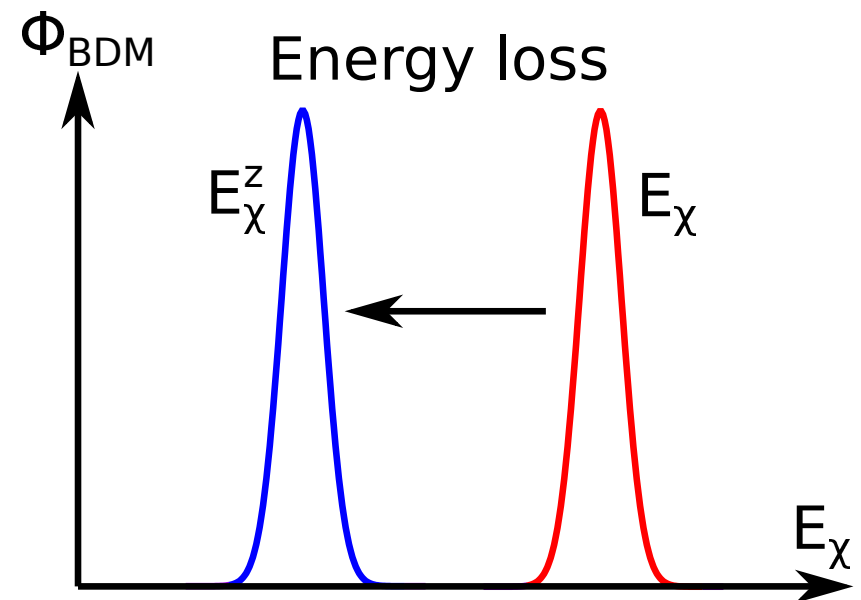
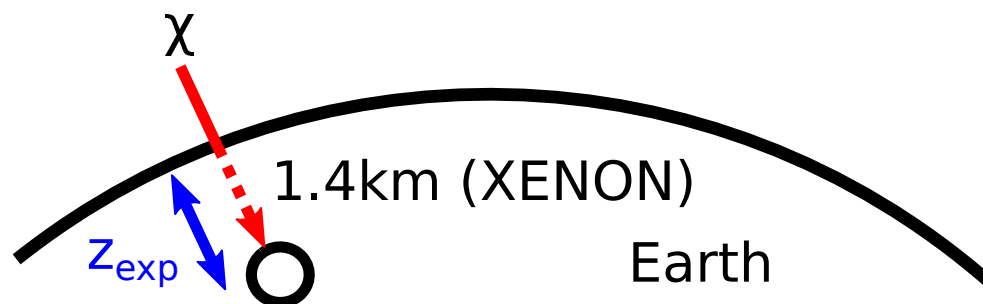
Bringmann and Pospelov, PRL (2019)

- エネルギー損失: $\frac{dT_\chi^z}{dz} = - \sum_N n_N \int_0^{T_\chi^{\max}} T_\chi \frac{d\sigma_{\chi N}}{dT_\chi} dT_\chi$
- もし $m_\chi \ll m_N \Rightarrow T_\chi(z) \approx T_\chi(0)e^{-z/\ell}$
 ここで $\ell \equiv \sigma_p \sum_A 2n_N A_N^2 \left(\frac{m_\chi}{m_N}\right) \left(1 + \frac{m_\chi}{m_p}\right)^2 \left(1 + \frac{m_\chi}{m_N}\right)^{-4}$

- 表土成分:

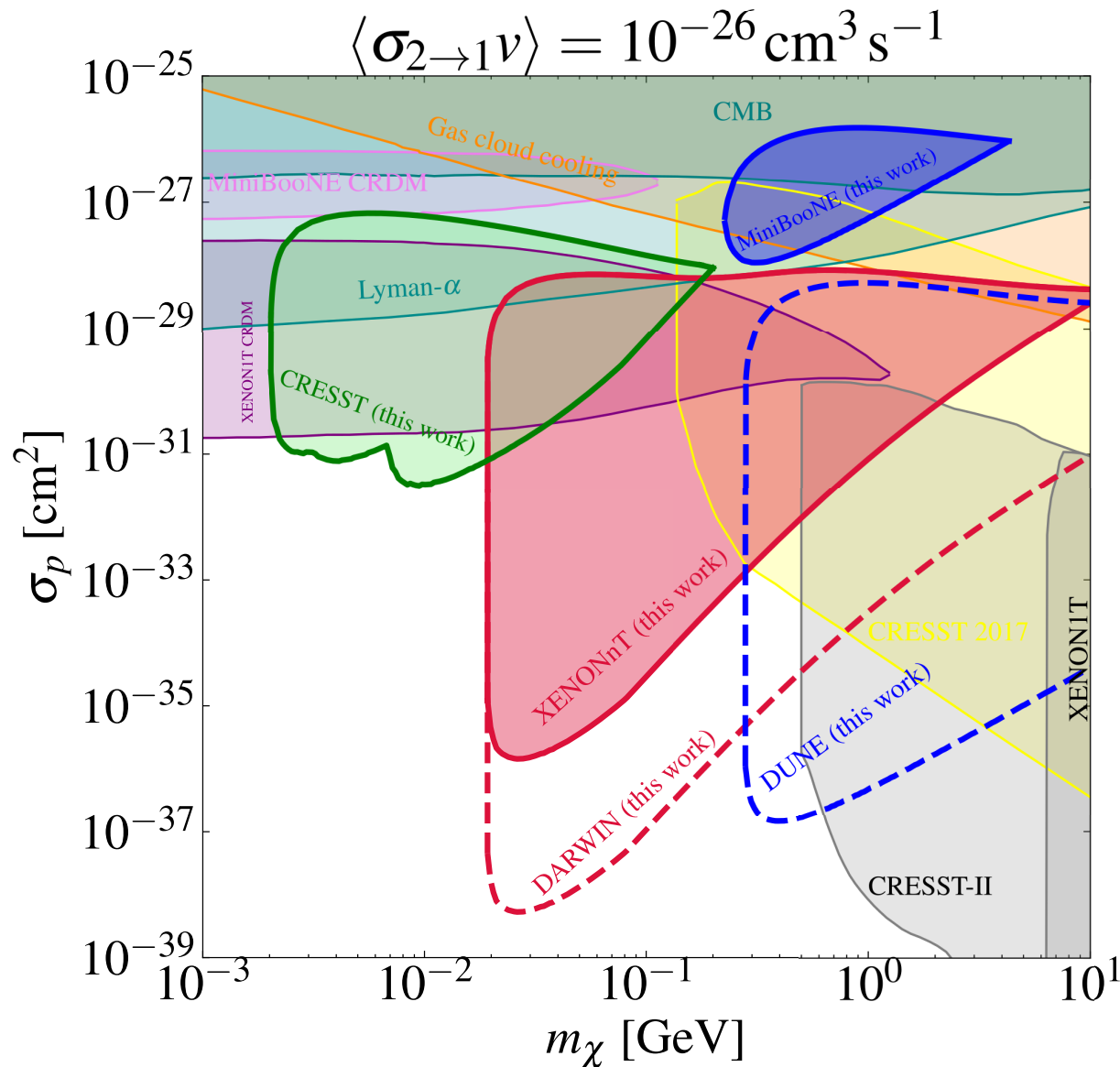
O: 48%, Ca: 30%,

C: 12%, Mg: 5.6%

Density: $\rho = 2.71 \text{ g/cm}^3$ 

SI断面積のバウンド

Kamenetskaia, Fujiwara et al. PLB (2025)



- σ_p が大き過ぎると BDM エネルギーが大きく減衰
- 実験の閾値により小さい質量領域はシャープなカット
- XENONnT bound
 $\sigma_p \sim 10^{-35} [\text{cm}^2]$
 at $m_\chi \sim 30 \text{ MeV}$
 DARWIN の感度
 $\sigma_p \sim 10^{-38} [\text{cm}^2]$

今後の研究1

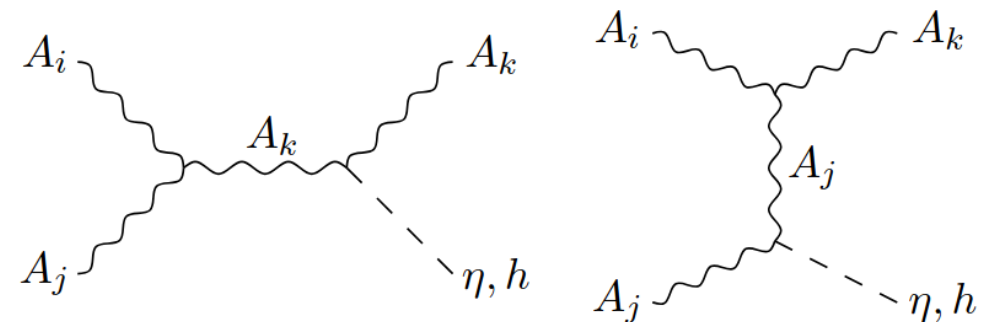
具体的な模型を探す

- 最初の semi-ann. の模型 T. Hambye, JHEP 01 (2009) 028) 109

Hidden SU(2) を二重項で破る

$A_{1,2,3}$ が DM (ベクターDM)

$$A_i A_j \rightarrow A_k h, A_k \eta$$



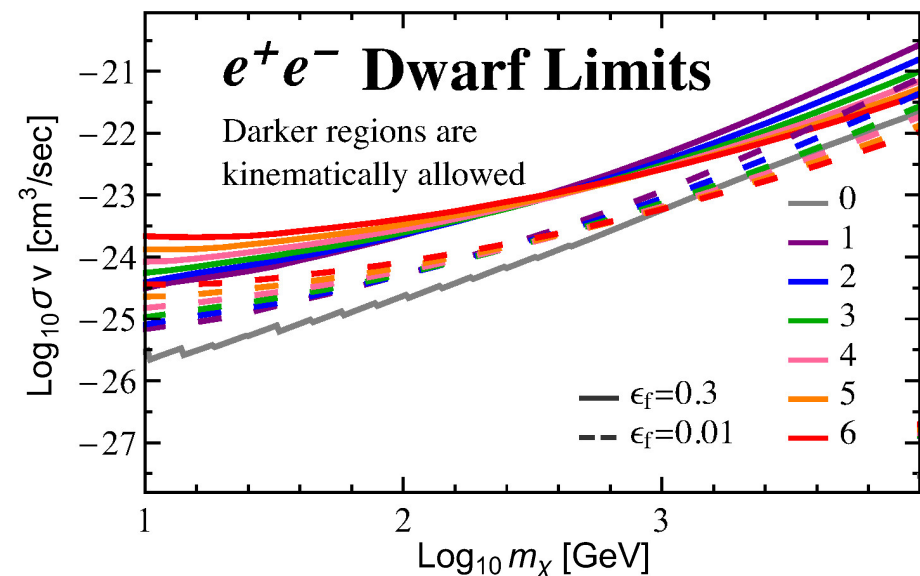
ヒッグス粒子 (η, h) が同時に生成

⇒ DM 質量が sub GeV の場合、
強い制限を与える

$$A_i A_j \rightarrow A_k \eta \rightarrow A_k f \bar{f}$$

$$\frac{f_{\text{eff}} \langle \sigma v \rangle}{m_\chi} \lesssim 10^{-28} \text{ cm}^3/\text{s}/\text{GeV}$$

G. Elor et al., JCAP 06 024 (2016)



今後の研究2

Co-SIMP の宇宙線への影響

- DM の熱的生成: $\chi\chi p \rightarrow \chi p$

J. Smirnov, J. Beacom, PRL 125 131301 (2020)

$\Omega h^2 = 0.12 \Leftrightarrow$ 大きな断面積が必要

- 宇宙線との衝突により χ が加速

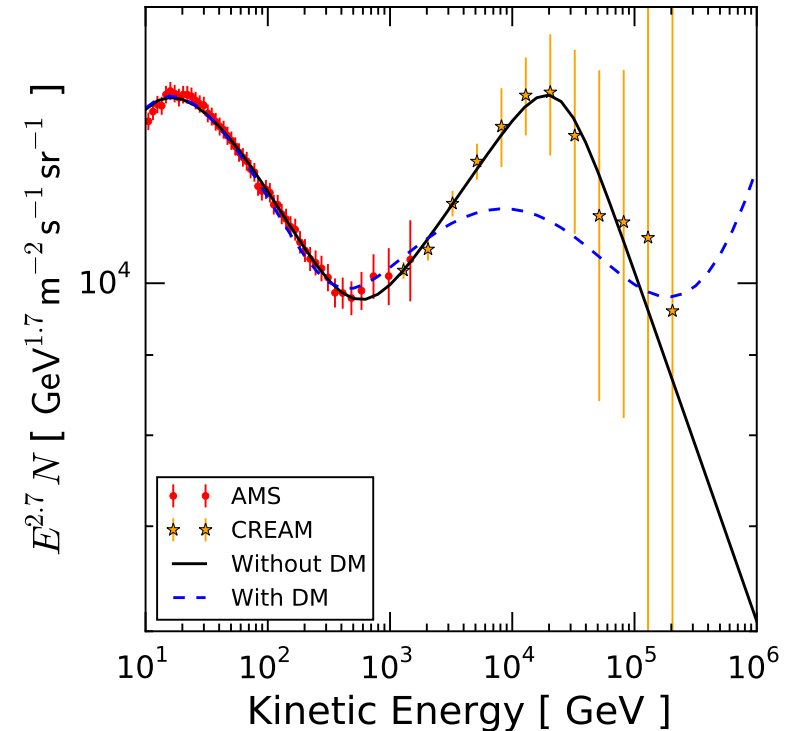
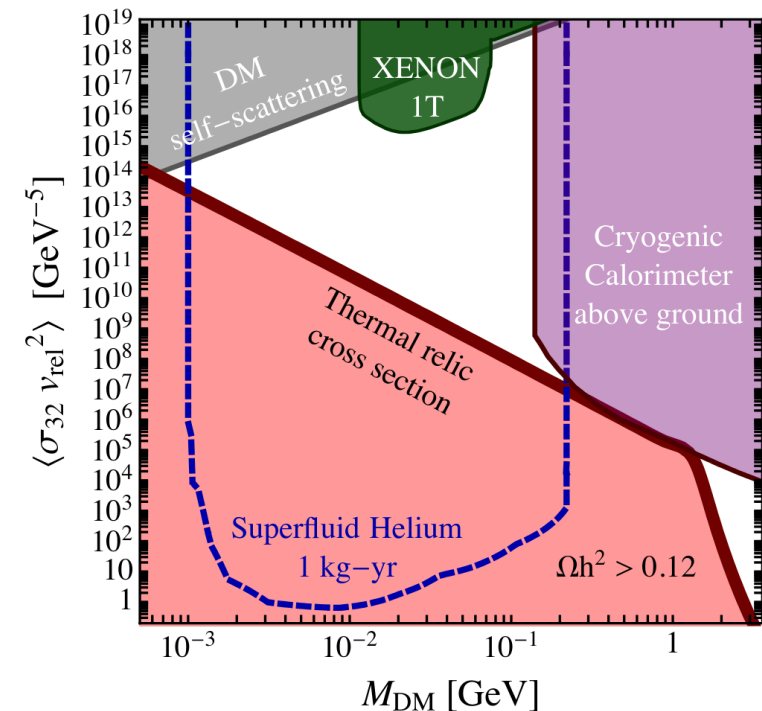
$$\chi p \rightarrow \chi\chi p$$

$\Rightarrow$ 宇宙線のエネルギー分布の変化
(Reverse direct detection)

C. Cappiello, K. Ng, J. Beacom, PRD 99 063004 (2019)

エネルギー損失率

$$\frac{dE}{dt} = n_\chi \int T_\chi \frac{d\sigma_{\chi p \rightarrow \chi\chi p}}{dT_\chi} dT_\chi$$



まとめ

- 1 単純な熱的DMシナリオに強い制限が課せられている
 - ⇒ 非最小な暗黒セクター
 - ⇒ 半対消滅やCo-SIMP過程などでDM生成
 - ⇒ DMの加速
- 2 半対消滅から生じる sub GeV の相対論的DMは、直接検出実験を通じて検証可能

今後の研究

- DM 模型構築
 - 条件：Sub GeV 質量, 半対消滅, 原子核と散乱
- Reverse direct detection を通じた非最小暗黒セクターの検証