

Composite Dark Matter with Forbidden Annihilation

山中拓夢 (大阪大学)

共同研究者：阿部智広 (東京理科大学)、佐藤亮介(大阪大学)

[[arXiv:2404.03963](https://arxiv.org/abs/2404.03963) (To be published in JHEP)]

2024年8月19日

基研研究会 素粒子物理学の進展2024

@京都大学基礎物理学研究所

Outline

- 導入
- Review
- Our Work
- まとめ

導入

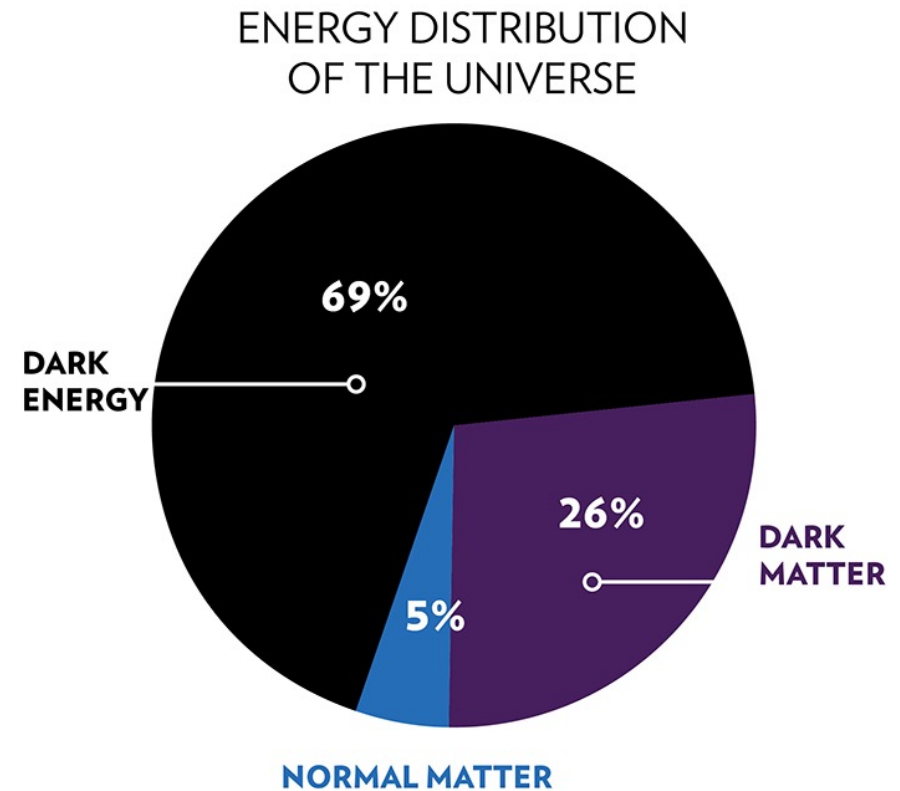
暗黒物質の存在

- 宇宙背景放射 $\Omega_{\text{DM}}h^2 \simeq 0.12$
Planck Collaboration [Astron. Astrophys. **641** (2018)]
- 銀河の回転曲線, etc.

DMの詳細な性質は不明

標準模型粒子との相互作用, etc.

未知の粒子をDMとするモデルが有力候補



<https://chandra.harvard.edu>

Freeze-out Scenario

DM対消滅チャンネル $DM + DM \rightarrow \text{particles}$

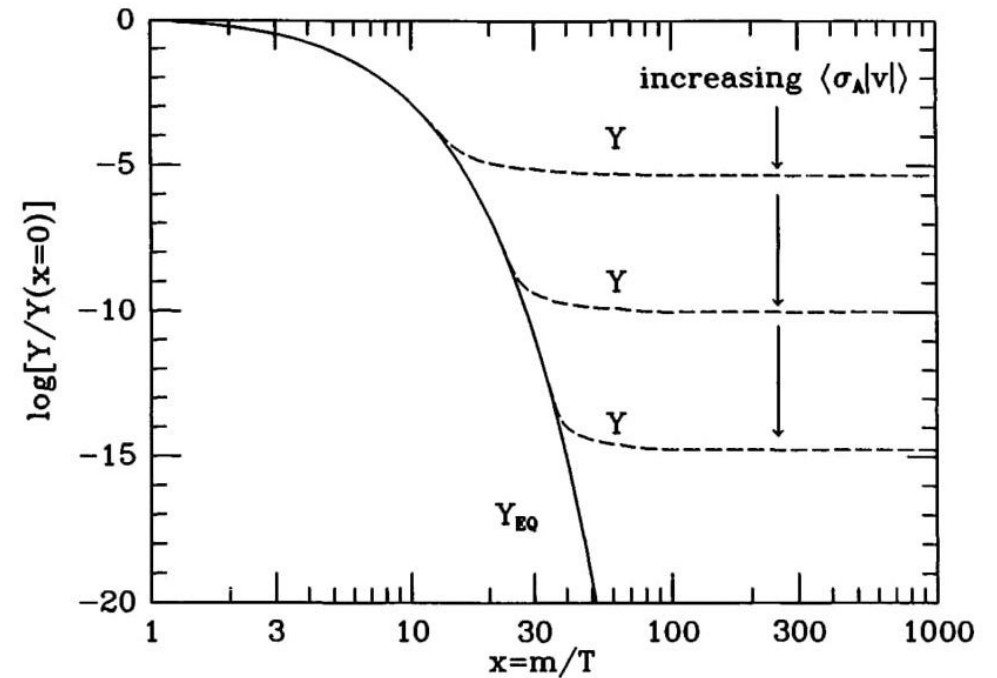
Boltzmann eq.

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

最初、DMは熱浴と平衡状態

$n_{\text{DM}}\langle\sigma v\rangle \simeq H$: DMが熱浴から脱結合
→ 対消滅反応が停止

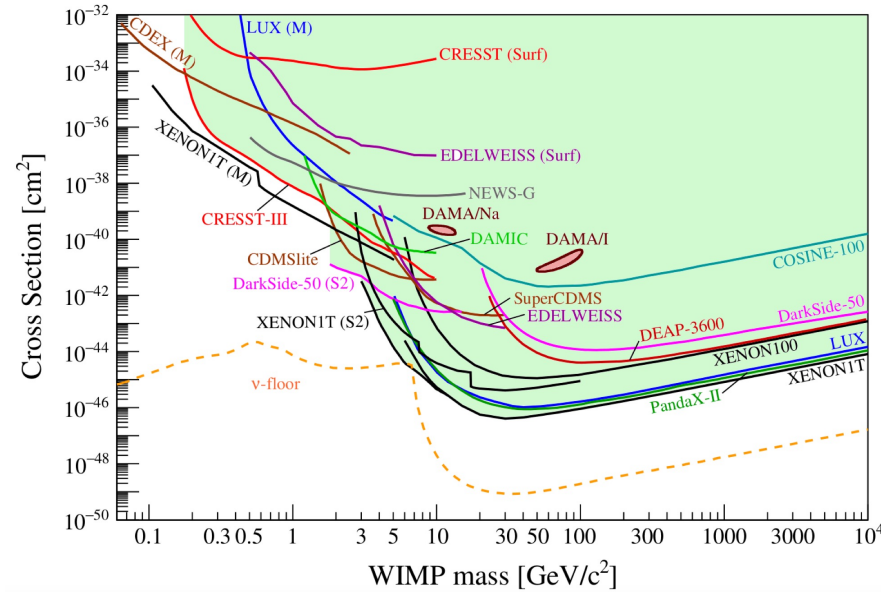
DM対消滅断面積 $\langle\sigma v\rangle \simeq 2 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$



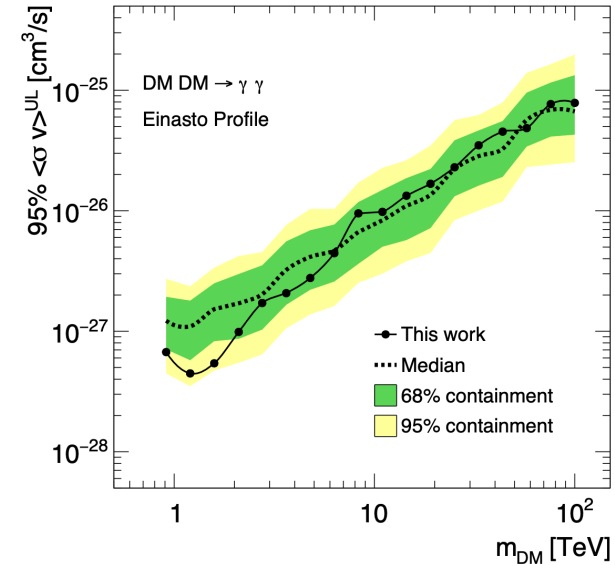
E. Kolb & M.S. Turner "The Early Universe"

Motivation

Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) : $m_{\text{DM}} \sim O(100) \text{ GeV}$



Julien Billard et al. [Rep. Prog. Phys. **85** (2022) 056201]



MAGIC Collaboration
[Phys. Rev. Lett. **130** (2023) 061002]

間接検出実験は $O(1 - 100) \text{ TeV}$ の DM に対する感度

$$\langle \sigma v \rangle \sim \frac{\alpha^2}{m_{\text{DM}}^2} \rightarrow O(1) \text{ coupling が必要}$$

QCD-like な DM model

Outline

- 導入
- Review
- Our Work
- まとめ

SU(N) Composite DM Model

Bai, Hill (2010), Antipin, Redi, Strumia, Vigiani (2015)

$SU(N)_d$ ゲージ対称性 & vector-likeなフェルミオン (dark quark)

くり込み可能なラグランジアン

$$\mathcal{L} \supset \mathcal{L}_{\text{SM}} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G^{\mu\nu A} + \bar{\Psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m_i) \Psi_i$$

$$\Psi_i \equiv \begin{pmatrix} \psi_i \\ \bar{\psi}_i^\dagger \end{pmatrix} \quad \psi, \bar{\psi}: \text{dark quark, 反dark quark}$$

Dark quarkは Λ_d で閉じ込め \rightarrow バリオン様粒子 (dark baryon), 中間子様粒子 (dark pion)

Accidental symmetries

$$U(1) \text{ global symmetry: } \Psi_i \rightarrow e^{i\alpha} \Psi_i$$

Dark baryonの安定性

$$G\text{-parity: } \Psi_i \rightarrow \exp(i\pi I_2) \Psi_i^c$$

Dark pionの安定性

Lee, Yang (1956)

Chiral Lagrangian

$N = 3$ 、フレーバー数 3

Field	$SU(3)_d$	$SU(3)_c$	$SU(2)_W$	$U(1)_Y$
ψ	3	1	3	0
$\bar{\psi}$	$\bar{3}$	1	3	0

カイラル対称性の自発的破れ $SU(3)_L \times SU(3)_R \rightarrow SU(3)_V$

dark pion: $SU(2)_W$ 3重項 χ (G-odd), 5重項 π (G-even)

カイラルラグランジアン

$$\mathcal{L} \supset \frac{f_d^2}{4} \text{tr}[D_\mu U D^\mu U^\dagger] + v_d^3 \text{tr}[MU + M^\dagger U^\dagger] + \mathcal{L}_{\text{WZW}}$$

$M = \text{diag}(m, m, m)$ f_d : dark pion decay const

parameters for DM abundance : m, f_d

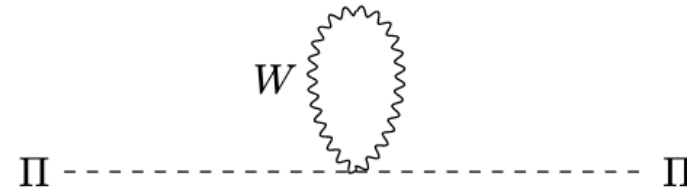
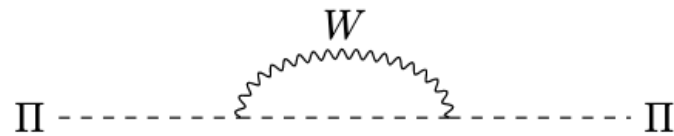
Dark Pion Mass

Bai, Hill (2010), Antipin, Redi, Strumia, Vigiani (2015)

カイラル対称性の露わな破れ → dark pionの質量

① Dark quark の質量項 $m_{\Pi}^2 \sim m\Lambda_d$

② 量子補正 $\delta m_{\chi}^2 \sim 2\alpha_W \Lambda_d^2, \quad \delta m_{\pi}^2 \sim 6\alpha_W \Lambda_d^2$



Dark pion mass

$$m_{\chi}^2 \sim m\Lambda_d + 2\alpha_W \Lambda_d^2$$

$$m_{\pi}^2 \sim m\Lambda_d + 6\alpha_W \Lambda_d^2$$

$$m_{\chi} < m_{\pi}$$

Outline

- 導入
- Review
- Our Work
- まとめ

Mass Spectrum & Annihilation Channels

Bai, Hill (2010), Antipin, Redi, Strumia, Vigiani (2015)

$\chi\chi \rightarrow WW$ が残存量に寄与

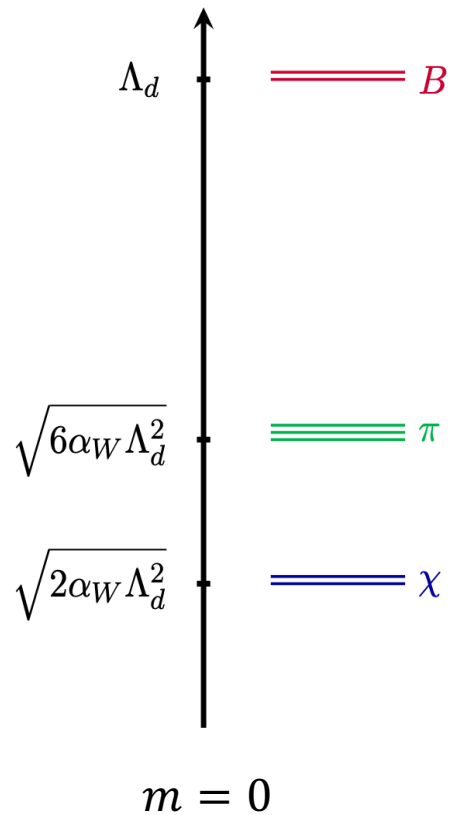
Minimal DM-like

Cirelli, Fornengo, Strumia (2005)

$$\langle\sigma v\rangle_{WW} \propto \frac{\alpha_W^2}{m_\chi^2}$$

$$m_\chi \simeq 1.8 \text{ TeV}$$

(Tree-level calc.)



Mass Spectrum & Annihilation Channels

Bai, Hill (2010), Antipin, Redi, Strumia, Vigiani (2015)

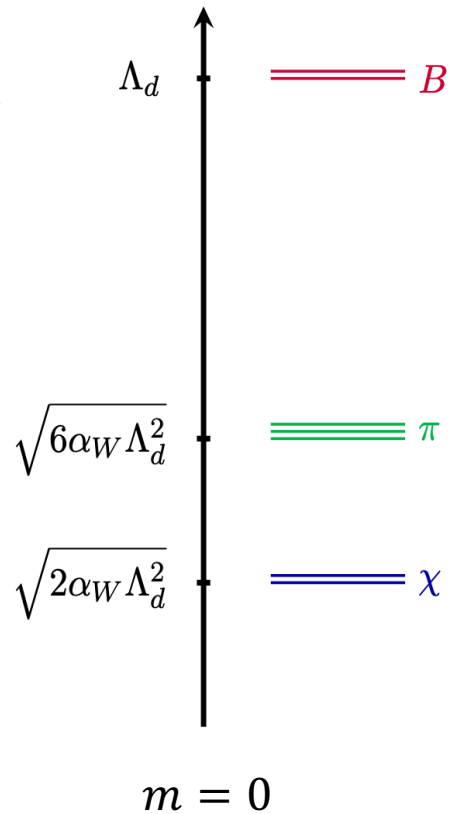
$\chi\chi \rightarrow WW$ が残存量に寄与

Minimal DM-like

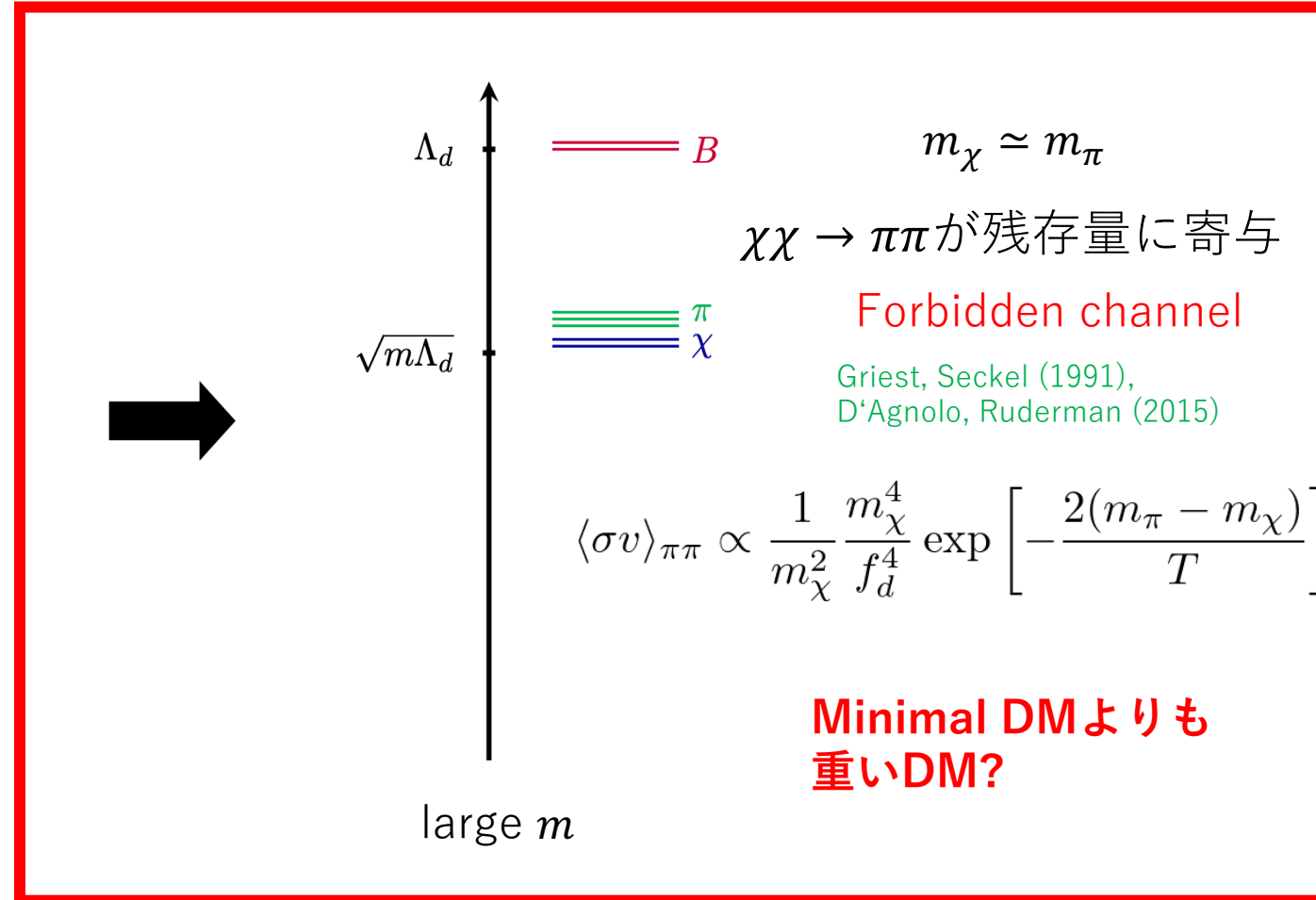
Cirelli, Fornengo, Strumia (2005)

$$\langle\sigma v\rangle_{WW} \propto \frac{\alpha_W^2}{m_\chi^2}$$

$m_\chi \simeq 1.8 \text{ TeV}$
(Tree-level calc.)



本研究



結果

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 = \Omega_{\chi} h^2 + \Omega_B h^2$$

Dark baryonのエネルギー密度

対消滅断面積(s-wave)

$$\langle \sigma_{B\nu} \rangle \simeq c \frac{4\pi}{m_B^2}, \quad c \sim O(1) \quad m_B \sim \Lambda_d \sim 4\pi f_d$$

$$\Omega_B h^2 \simeq 0.12 \left(\frac{f_d}{6.66 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{1.0}{c} \right)$$

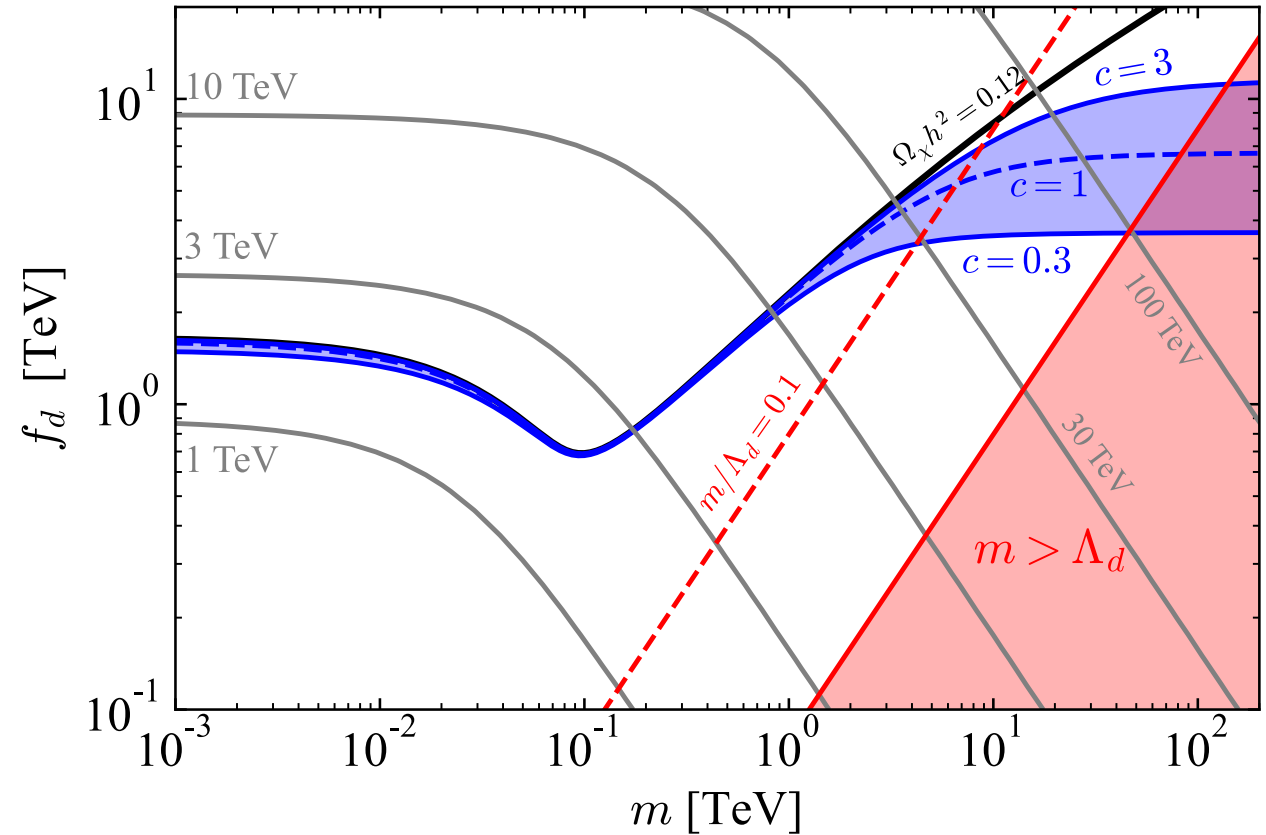
Dark pionの質量

$m \lesssim 0.1 \text{ TeV}$ のとき、 $m_{\chi} \simeq 1.8 \text{ TeV}$

χ はEW gauge bosonへと対消滅

$m \gtrsim 0.1 \text{ TeV}$ のとき、 $m_{\chi} > 1.8 \text{ TeV}$

$\chi\chi \rightarrow \pi\pi$ が残存量に寄与

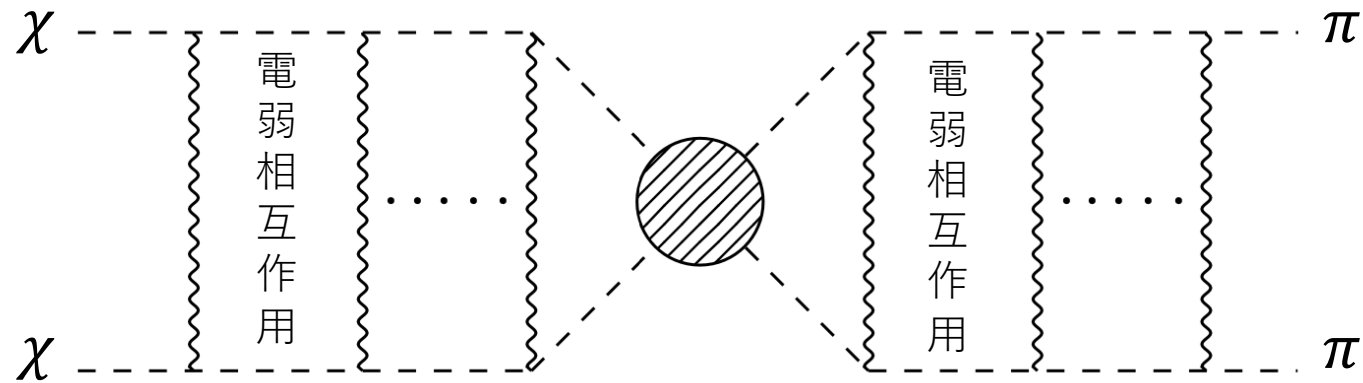


今後の展望

$m_\chi \gg m_{W,Z}$ → 弱い相互作用が長距離力として振る舞う

→ 始状態、終状態の2粒子の波動関数が平面波からずれる (Sommerfeld effect)
Hisano, Matsumoto, Nojiri (2003)

Forbidden channelのSommerfeld effect



↑ 終状態にも働く

Abe, Sato, TY (work in progress)

まとめ

- 間接検出実験における高質量のDMに対する感度向上 → Composite DM model
- Dark quarkが零質量の場合、dark pionはminimal DM modelのシナリオに従う。
→ $m_\chi \simeq 1.8 \text{ TeV}$ (先行研究)
- Dark quarkの質量が大きいつき、forbidden channelの寄与が重要
→ Minimal DMよりも高質量のdark pionもDMのエネルギー密度を記述できる。(本研究)
- 間接検出実験との比較
→ Sommerfeld effectを含めた解析が必要。(Future work)

Back up

Dark pionとG-パリティ

Dark pionの行列表示

$$\Pi_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i\chi^0 & \frac{\chi^- - \chi^+}{\sqrt{2}} \\ i\chi^0 & 0 & -i\frac{\chi^- + \chi^+}{\sqrt{2}} \\ -\frac{\chi^- - \chi^+}{\sqrt{2}} & i\frac{\chi^- + \chi^+}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} \quad \Pi_5 = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{6}} - \frac{\pi^{++} + \pi^{--}}{2} & -i\frac{\pi^{++} - \pi^{--}}{2} & \frac{\pi^+ + \pi^-}{2} \\ -i\frac{\pi^{++} - \pi^{--}}{2} & \frac{\pi^0}{\sqrt{6}} + \frac{\pi^{++} + \pi^{--}}{2} & i\frac{\pi^+ - \pi^-}{2} \\ \frac{\pi^+ + \pi^-}{2} & i\frac{\pi^+ - \pi^-}{2} & -\sqrt{\frac{2}{3}}\pi^0 \end{pmatrix}$$

$$U = \exp\left(\frac{\sqrt{2}i}{f_d}(\Pi_3 + \Pi_5)\right)$$

G-パリティ

$$W_{\mu\nu} \rightarrow W_{\mu\nu}, \quad U \rightarrow U^T$$

$$\Pi_3 \rightarrow -\Pi_3, \quad \Pi_5 \rightarrow \Pi_5$$

θ の範囲

Smilga [AIP Conf. Proc. **508** (2000)]

凝縮状態の真空： $\langle \psi \bar{\psi} \rangle = -v_d^3 \mathbf{1}$

ポテンシャル

$$V(U) = -v_d^3 \text{tr}[MU + \text{h.c.}]$$

U の真空期待値

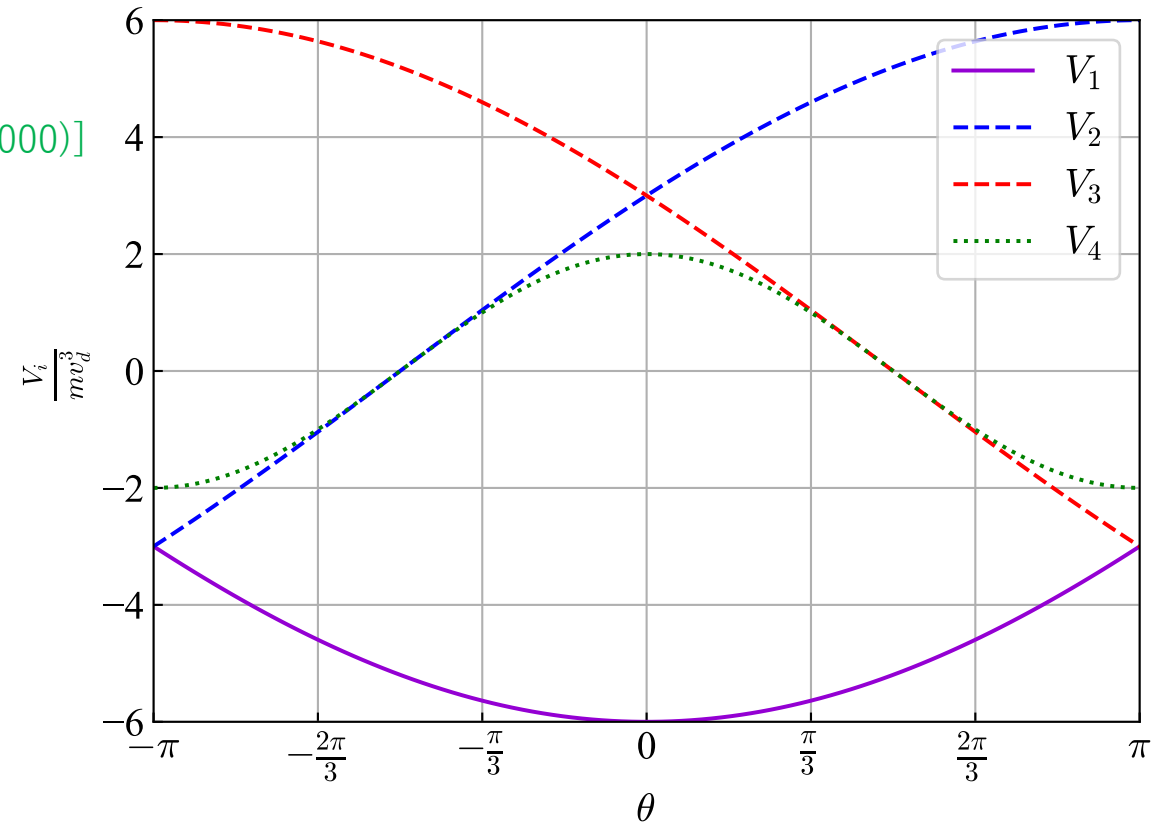
$$\langle U \rangle = \text{diag}(e^{i\phi_1}, e^{i\phi_2}, e^{i\phi_3}),$$

$$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = 2\pi n$$

ポテンシャルの最小値

$$(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = \left(\frac{2\pi}{3}l, \frac{2\pi}{3}l, \frac{2\pi}{3}l \right) \quad (l = 0, 1, 2),$$

$$\left(\frac{2}{3}\theta, \frac{2}{3}\theta, -\frac{4}{3}\theta \right), \quad \left(\frac{2}{3}\theta, -\frac{4}{3}\theta, \frac{2}{3}\theta \right), \quad \left(-\frac{4}{3}\theta, \frac{2}{3}\theta, \frac{2}{3}\theta \right)$$



Abe, Sato, TY [in progress]

$$\begin{cases} V_1 = -6m v_d^3 \cos \frac{\theta}{3} & l = 0, \\ V_2 = -6m v_d^3 \cos\left(\frac{\theta}{3} + \frac{2}{3}\pi\right) & l = 1, \\ V_3 = -6m v_d^3 \cos\left(\frac{\theta}{3} + \frac{4}{3}\pi\right) & l = 2, \\ V_4 = 2m v_d^3 \cos \theta \end{cases}$$

Dark pionの質量スペクトル

Bai, Hill [Phys. Rev. D **82** (2010)], Antipin, Redi, Strumia, Vigiani [JHEP **07**(2015)]

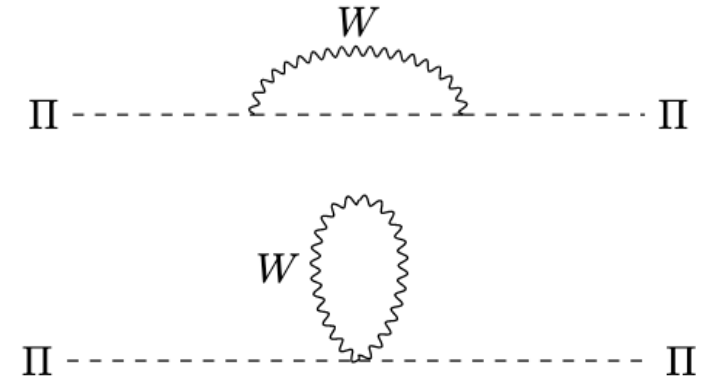
カイラル対称性の露わな破れ → Dark pionの質量

① Dark quarkの質量項 $m_\chi^2 = m_\pi^2 = \frac{4mv_d^3}{f_d^2} \cos \theta$ χ と π の質量が縮退

② $SU(2)_W$ ゲージ粒子との相互作用

$$\delta m^2 \sim C^2(R) \alpha_2 (\Lambda_d) \Lambda_d^2$$

$C^2(R)$: Casimir 演算子 $C^2(\mathbf{3}) = 2, C^2(\mathbf{5}) = 6$



多重項の各成分の質量差 [Cirelli, Fornengo, Strumia Nucl. Phys. B **753** \(2005\)](#)

$$m_Q - m_0 \simeq \alpha_2 Q^2 m_W \sin^2 \frac{\theta_W}{2} \quad (\text{for } m \gg m_W)$$
$$\simeq O(100 \text{ MeV})$$

Baryonの対消滅断面積

非相対論的極限で部分波展開

$$\sigma_{\text{ann}} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) (\text{Im} f_l - |f_l|^2)$$

$$f_l \equiv \frac{1}{\cot \delta_l - i}, \quad \delta_l \in \mathbb{C}$$

s-waveの断面積

$$\cot \delta_0 \sim \frac{1}{k} \frac{1}{a}, \quad a : \text{scattering length,}$$

$$\sigma_{\text{ann}} \sim \frac{4\pi}{k} \text{Im} a$$

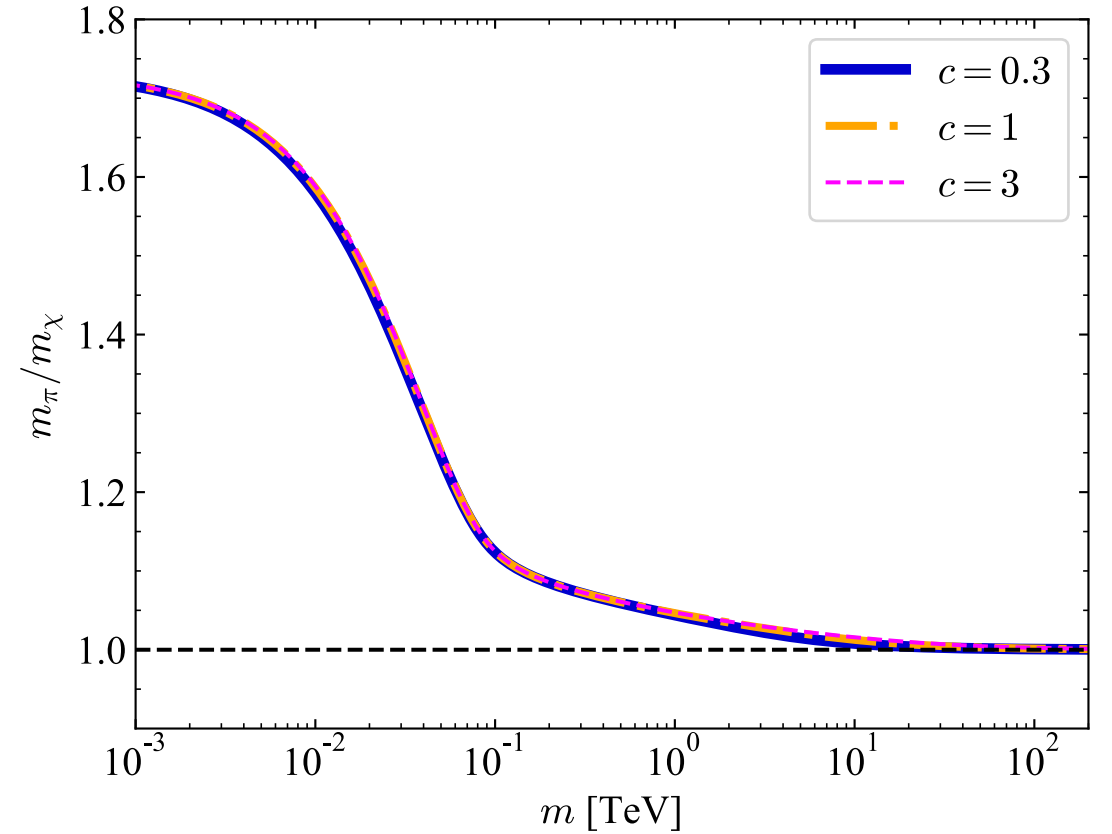
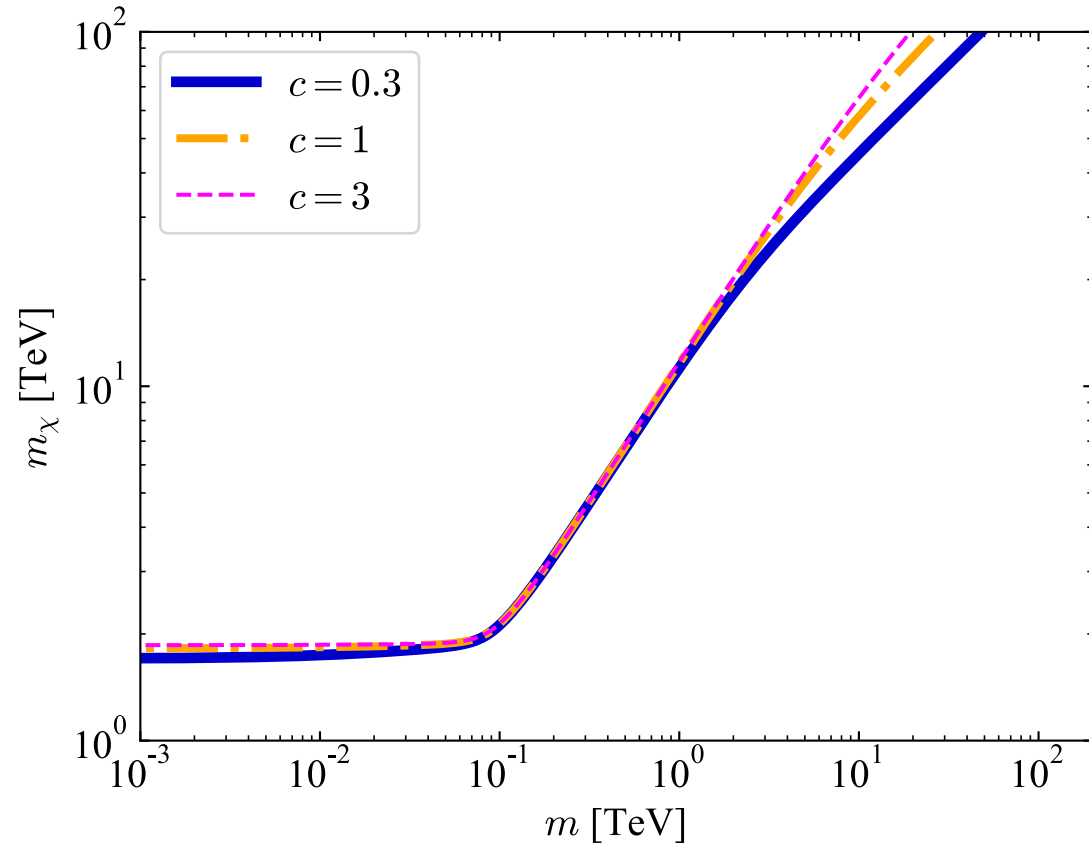
$\bar{n} - p$ 対消滅反応では、

$$\text{Im} a \sim 0.5 \text{ fm} \sim 2.4/m_B$$

OBELIX Collaboration [Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **56** (1997)]

$$\Rightarrow \langle \sigma v \rangle \sim 2.4 \frac{4\pi}{m_B^2}$$

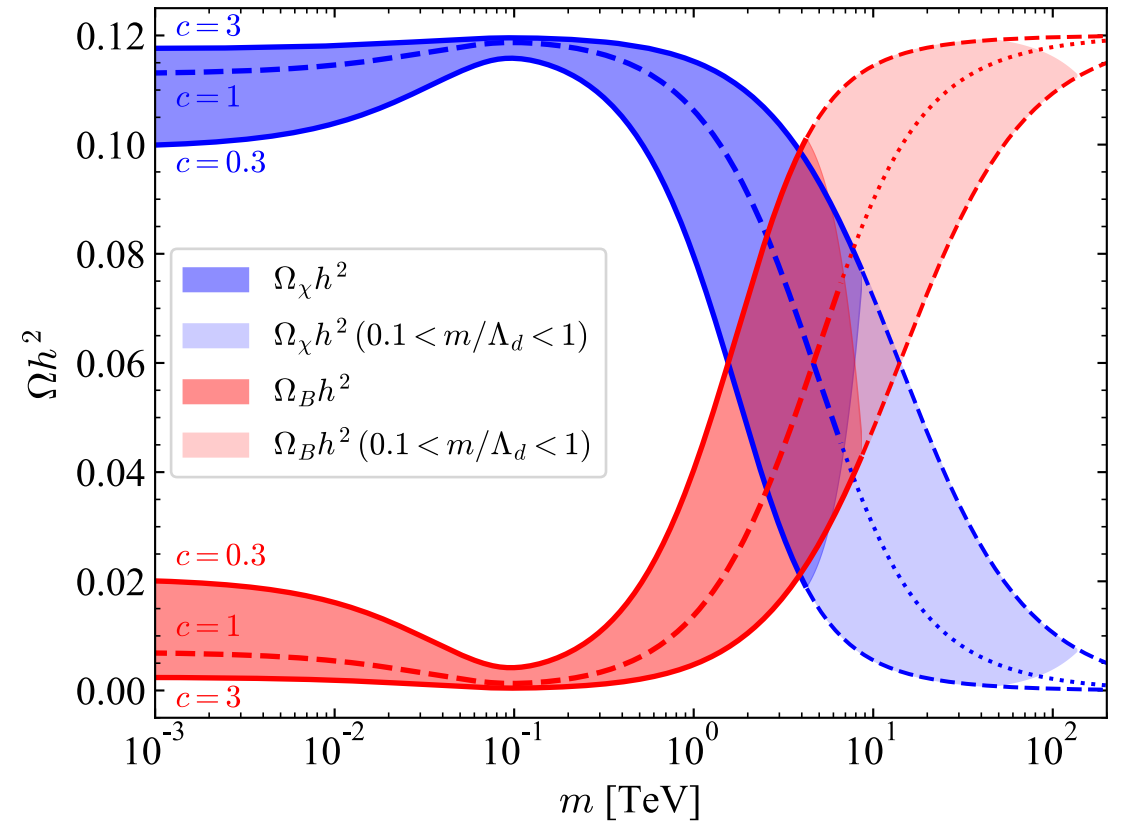
Dark pion mass



Dark baryon abundance

$$\Omega_B h^2 \simeq 0.12 \left(\frac{f_d}{6.66 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{1.0}{c} \right)$$

m が大きくなると dark baryon の占める割合が増える



WZW term

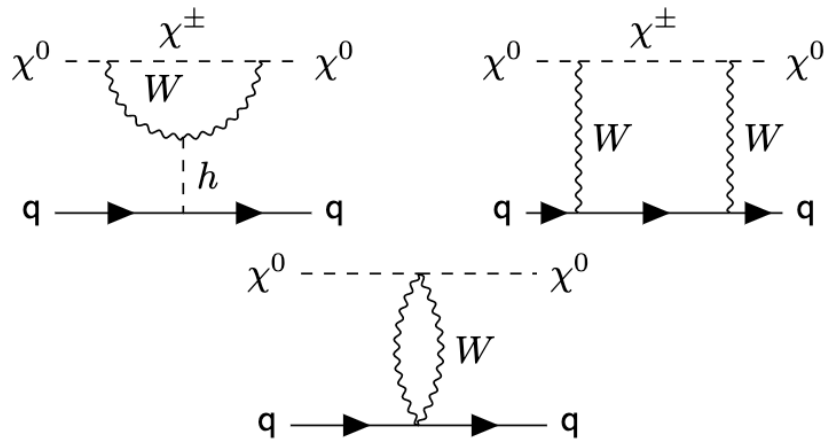
$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{WZW}} \supset & -\frac{g^2 N}{16\sqrt{2}\pi^2 f_d} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{tr}[\Pi_5 W_{\mu\nu} W_{\rho\sigma}] \\ & + \frac{i\sqrt{2}gN}{12\pi^2 f_d^3} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{tr}[\partial_\mu \Pi_3 \partial_\nu \Pi_3 \partial_\rho \Pi_5 W_\sigma + \partial_\mu \Pi_5 \partial_\nu \Pi_5 \partial_\rho \Pi_5 W_\sigma]\end{aligned}$$

π はEW gauge bosonへとdecay

直接検出実験

χ^0 と標準模型粒子の弾性散乱断面積はloopレベルに抑制される。

Cirelli, Fornengo, Strumia [Nucl. Phys. B **753** (2005)]



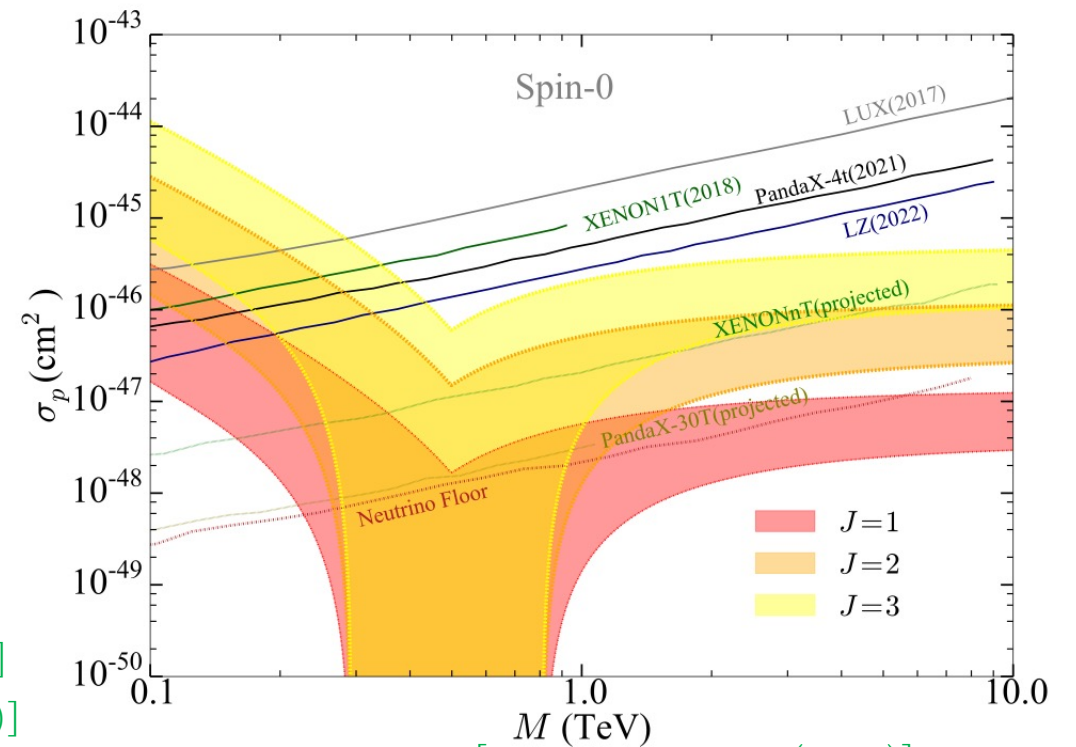
弾性散乱断面積: $\sigma_{SI} \sim O(10^{-47}) \text{ cm}^2$

Hisano, Ishiwata, Nagata [JHEP **06** (2015)]

Cheng, Ding, Hill, [Phys. Rev. D **108** (2023)]

現在の制限よりも小さい断面積

$m_\chi \lesssim 4 \text{ TeV}$ ならばneutrino backgroundに埋もれない。



Cheng, Ding, Hill, [Phys. Rev. D **108** (2023)]

加速器実験

① χ の対生成過程 $pp \rightarrow W^{\pm*} \rightarrow \chi^{\pm}\chi^0$

Cirelli, Fornengo, Strumia [Nucl. Phys. B **753** (2005)]

検出方法 荷電成分の崩壊 $\chi^{\pm} \rightarrow \chi^0 \pi_{\text{QCD}}^{\pm}$

χ^{\pm} の消失軌跡 $c\tau \sim 6 \text{ cm}$

π_{QCD}^{\pm} は検出されない

($\because \chi^{\pm}$ と χ^0 の質量差が小さく、低エネルギー)

将来の加速器実験でpile-upの影響を軽減できれば検出できる？

② π の生成過程 $pp \rightarrow V^* \rightarrow \pi V$

$pp \rightarrow \rho_d^* \rightarrow \pi\pi$

Kilic, Okui, Sundrum [JHEP **02** (2010)], Draper, Kozaczuk, Yu [Phys. Rev. D **98** (2018)]

π はWZW項によりゲージ粒子へ崩壊する \rightarrow cleanなシグナル

EDM

Weinberg operator $\mathcal{L}_{\text{eff.}} \ni C_{\tilde{W}} \epsilon^{abc} W_{\mu}^{a\nu} W_{\nu}^{b\lambda} \tilde{W}_{\lambda}^{c\mu}$

Wilson係数 $C_{\tilde{W}}$: 質量次元6の演算子の係数なので
質量次元-2を持つ

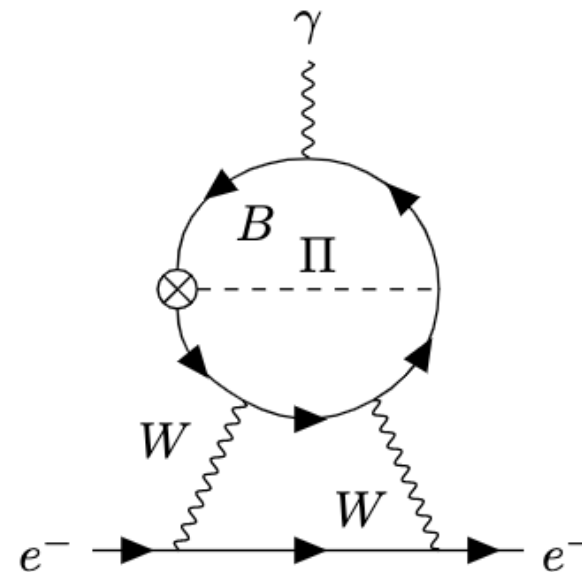
CP対称性の破れ : dark quark質量の虚部 $m \sin \frac{\theta}{3}$ から現れる

dynamical scale $\Lambda_d \sim 4\pi f_d$ で質量次元を合わせる

Wボソンの3点関数なので g^3 に比例する。

$$C_{\tilde{W}} \sim \frac{N}{(4\pi)^2} \frac{m \sin(\theta/3) g^3}{(4\pi f_d)^3 3}$$

Choi, Im, Kim, Mo [Phys. Lett. B **760** (2016)]



電子EDMに寄与するFeynmanダイアグラム

結果

② $\theta \neq 0$ の場合

θ 項によってelectron EDMが記述できる

electron EDMに寄与するWeinberg operator

$$\mathcal{L}_{\text{eff.}} \ni C_{\tilde{W}} \epsilon^{abc} W_{\mu}^{a\nu} W_{\nu}^{b\lambda} \tilde{W}_{\lambda}^{c\mu}$$

$$C_{\tilde{W}} \sim \frac{N}{(4\pi)^2} \frac{m \sin(\theta/3)}{(4\pi f_d)^3} \frac{g^3}{3}$$

Choi, Im, Kim, Mo [Phys. Lett. B **760** (2016)]

electron EDM

$$d_e = \frac{5g^2 m_e \sin \theta_W}{96\pi^2} C_{\tilde{W}}$$

$$\lesssim O(10^{-32}) e \text{ cm}$$

Boudjema, Hagiwara, Hamzaoui, Numata [Phys. Rev. D **43** (1991)]

Gripaios, Sutherland [Phys. Rev. D **84** (2014)]

Kley, Theil, Venturini, Weiler [Eur. Phys. J. C **82** (2021)]

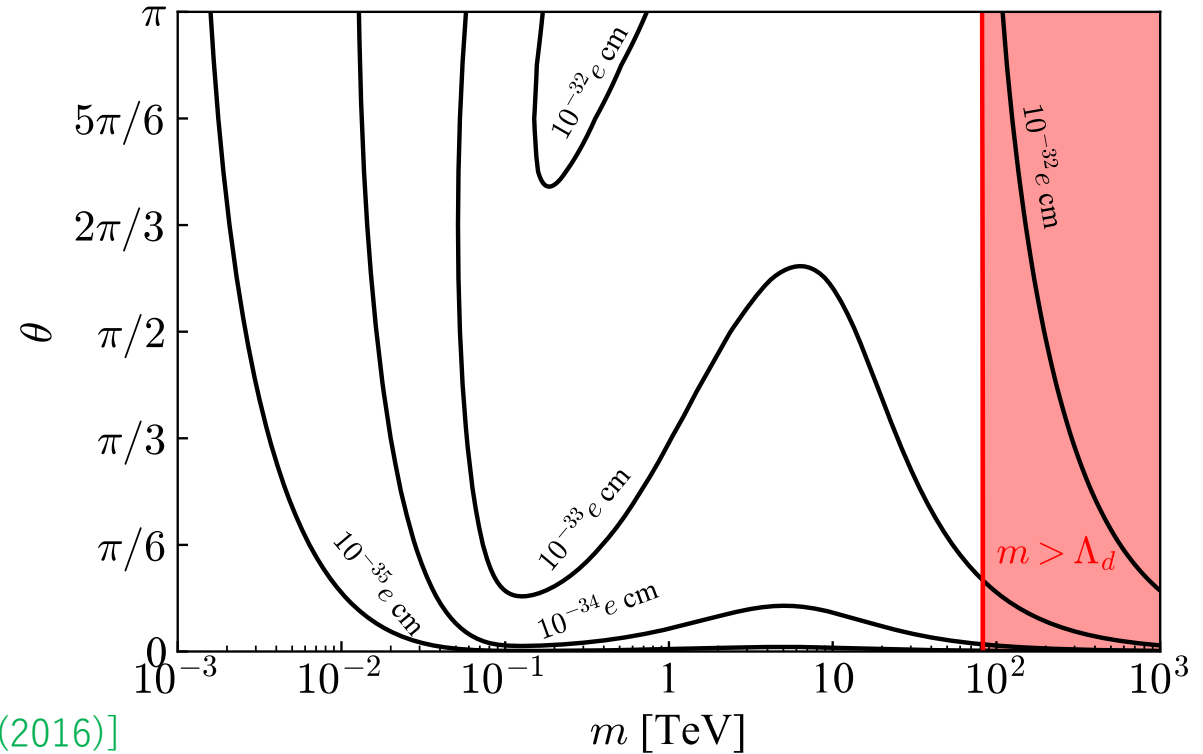
現在のelectron EDMの上限: $|d_e| < 4.1 \times 10^{-30} e \text{ cm}$

Roussy et al. [Science **371** (2023)]

ACME III実験: $|d_e| < 0.3 \times 10^{-30} e \text{ cm}$

J. Doyle [Talk at KITP Conference (2016)]

実験の更なる進展が必要

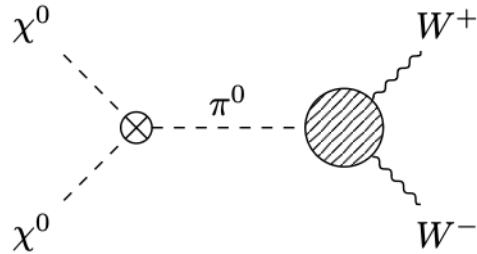


CP位相を入れた場合

$\theta \neq 0$ の場合

Abe, Sato, TY [in progress]

CP対称性を破る相互作用



m_π が相対的に小さくなるため、
 $m \simeq 0.1$ TeVのパラメータがわずかに変わる。

$\theta = 0$ の場合と同様に、 $m \gtrsim 0.1$ TeV で
forbidden channelが重要になる。

