



UED暗黒物質直接検出率の再評価

永田 夏海（名古屋大学）

2011年1月24日

余剰次元物理 2011

研究の概要と動機

暗黒物質直接検出率を理論的に予言する際に重要となる、暗黒物質と核子との弾性散乱断面積を、ベクトル暗黒物質に対して評価した。

J. Hisano, K. Ishiwata, N. Nagata, M. Yamanaka, arXiv: hep-ph/1012.5455 .



今回は、MUED模型について得た結果を発表します

以前の計算

H. C. P. Cheng, J. L. Feng and K. T. Matchev, Phys. Rev. Lett. **89**, 211301 (2002).

G. Servant and T. M. P. Tait, New J. Phys. **4**, 99 (2002).

S. Arrenberg, L. Baudis, K. Kong, K. T. Matchev and J. Yoo, Phys. Rev. D **78**, 056002 (2008).

- 正確な計算が行われてきたわけではなかった
 - テンソル演算子による相互作用の評価法
 - グルーオンによる寄与
- 有効理論の方法に基づいて精度の高い計算を行うことにした

Minimal Universal Extra Dimension Model (MUED)

- S^1/Z_2 上にコンパクト化された余剰次元をただ一つ持つ模型
- 全ての標準模型粒子が余剰次元を伝搬する
(全ての標準模型粒子に対応する Kaluza-Klein (KK) partner 粒子が導入される)
- KK parityの保存則により, 最も軽いKK 粒子 (LKP) が安定になる

Mass Spectra of KK Particles (LKP)

- n-th KK particleの質量： $\sim n/R$

(R: コンパクト化半径)

量子補正により異なる量子数を持つ粒子に質量差が生じる

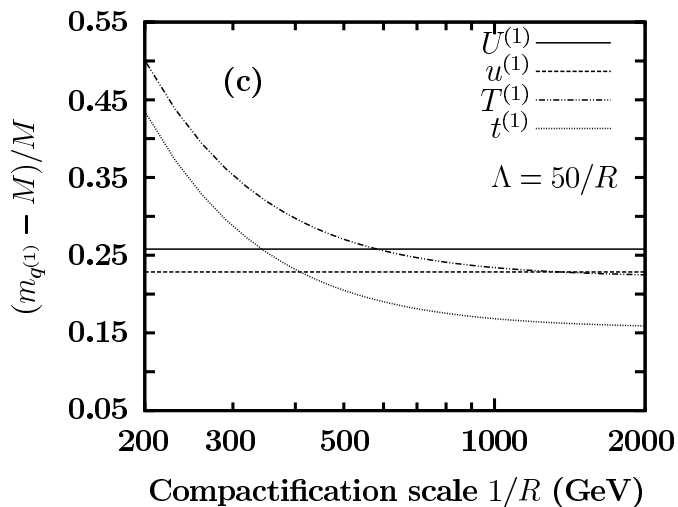
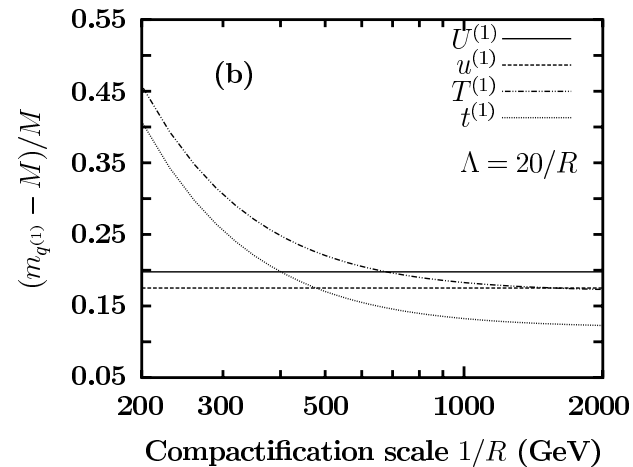
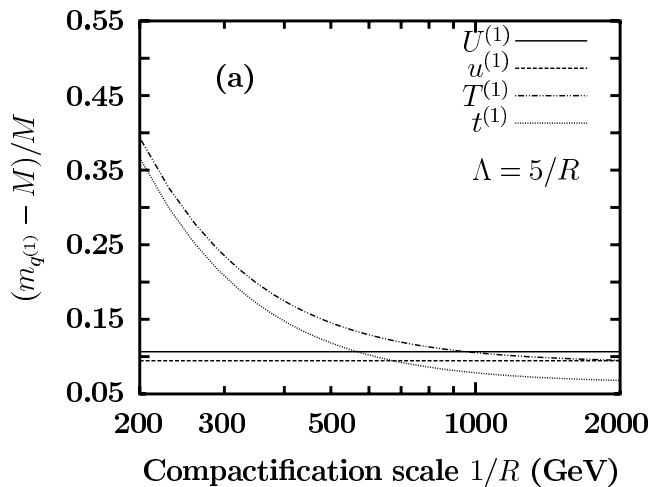
- first KK photon ($\gamma^{(1)}$) もしくは first KK charged Higgs boson ($H^{\pm(1)}$) が LKP となりうる。

後者の場合の暗黒物質は現象論的に排除されている

- SM Higgs boson が十分に軽いとき前者が LKP となりうる。

H. C. Cheng, K. T. Matchev and M. Schmaltz, Phys. Rev. D **66**, 036005 (2002).

Mass Spectra (KK quark)



Cutoff scaleが大きいほど、
縮退度は和らぐ

Effective Lagrangian for vector DM

実ベクトル場と quark/gluon との有効ラグランジアンとして現れうる項を全て書き下す

$$\mathcal{L}_q^{\text{eff}} = \underbrace{f_q m_q B^\mu B_\mu \bar{q} q}_{\text{Spin-independent}} + \underbrace{\frac{d_q}{M} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} B^\mu i\partial^\nu B^\rho \bar{q} \gamma^\sigma \gamma^5 q}_{\text{Spin-dependent}} + \underbrace{\frac{g_q}{M^2} B^\rho i\partial^\mu i\partial^\nu B_\rho \mathcal{O}_{\mu\nu}^q}_{\text{negligible}},$$

$$\mathcal{L}_G^{\text{eff}} = \underbrace{f_G B^\rho B_\rho G^{a\mu\nu} G_{\mu\nu}^a}_{\text{Spin-independent}} + \underbrace{\frac{g_G}{M^2} B^\rho i\partial^\mu i\partial^\nu B_\rho \mathcal{O}_{\mu\nu}^g}_{\text{negligible}},$$

Twist-2 operators

$$\mathcal{O}_{\mu\nu}^q \equiv \frac{1}{2} \bar{q} i \left(D_\mu \gamma_\nu + D_\nu \gamma_\mu - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \not{D} \right) q ,$$

$$\mathcal{O}_{\mu\nu}^g \equiv \left(G_\mu^{a\rho} G_{\rho\nu}^a + \frac{1}{4} g_{\mu\nu} G_{\alpha\beta}^a G^{a\alpha\beta} \right) .$$

B_μ : real vector field

m_q : quark mass

M : DM mass

— : Spin-dependent

— : Spin-independent

— : negligible

The matrix elements of the effective operators

$$\langle N | m_q \bar{q} q | N \rangle / m_N \equiv f_{Tq} ,$$

$$1 - \sum_{u,d,s} f_{Tq} \equiv f_{TG} ,$$

$$\langle N(p) | \mathcal{O}_{\mu\nu}^q | N(p) \rangle = \frac{1}{m_N} (p_\mu p_\nu - \frac{1}{4} m_N^2 g_{\mu\nu}) (q(2) + \bar{q}(2)) ,$$

$$\langle N(p) | \mathcal{O}_{\mu\nu}^g | N(p) \rangle = \frac{1}{m_N} (p_\mu p_\nu - \frac{1}{4} m_N^2 g_{\mu\nu}) G(2) .$$

m_N : nucleon mass

the second moments of the parton distribution functions

$$q(2) + \bar{q}(2) = \int_0^1 dx x [q(x) + \bar{q}(x)] ,$$

$$G(2) = \int_0^1 dx x g(x) .$$

Trace anomaly of energy-momentum tensor in QCD

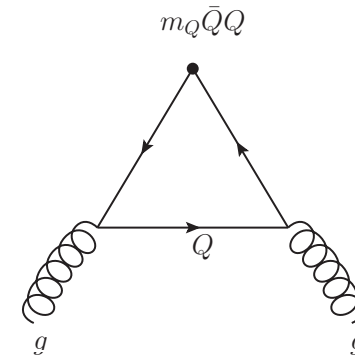
グルーオンの、核子に対する寄与はエネルギー・運動量テンソルのトレース・アノマリーを用いて評価できる

$$\Theta_{\mu}^{\mu} = \frac{\beta(\alpha_s)}{4\alpha_s} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \sum_{q=u,d,s} m_q \bar{q}q + \sum_{Q=c,b,t} m_Q \bar{Q}Q$$

$$\beta(\alpha_s) = -\frac{7\alpha_s^2}{2\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^3)$$

$$m_Q \bar{Q}Q \rightarrow -\frac{\alpha_s}{12\pi} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$$m_N f_{TG} = -\frac{9\alpha_s}{8\pi} \langle N | G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} | N \rangle$$



SI coupling of Vector DM with nucleon

DMと核子との有効結合定数は、次のように表せる

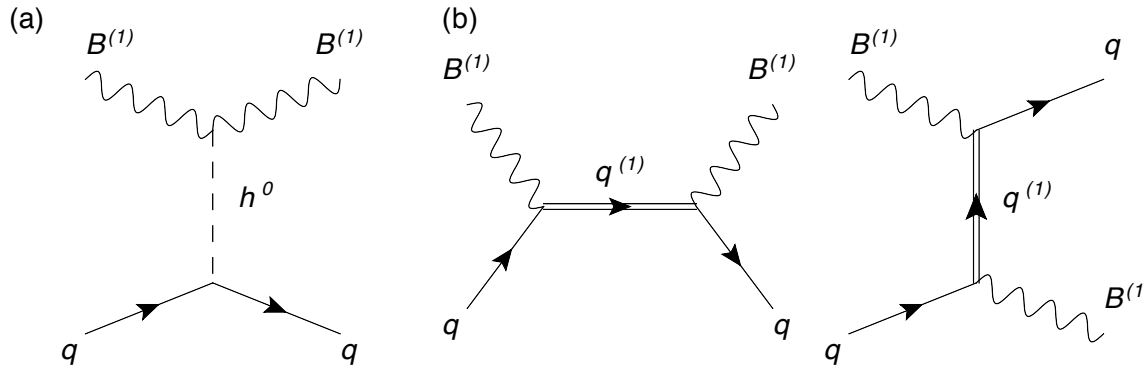
$$f_N/m_N = \sum_{q=u,d,s} f_q f_{Tq} + \sum_{q=u,d,s,c,b} \frac{3}{4} (q(2) + \bar{q}(2)) g_q$$

$$- \frac{8\pi}{9\alpha_s} f_{TG} f_G + \frac{3}{4} G(2) g_G, \quad \text{scale independent!}$$

M. Drees and M. Nojiri, Phys. Rev. D **48** (1993) 3483.

For proton		Second moment at $\mu = m_Z$			
f_{Tu}	0.023	$G(2)$	0.48		
f_{Td}	0.034	$u(2)$	0.22	$\bar{u}(2)$	0.034
f_{Ts}	0.025	$d(2)$	0.11	$\bar{d}(2)$	0.036
For neutron		$s(2)$	0.026	$\bar{s}(2)$	0.026
f_{Tu}	0.019	$c(2)$	0.019	$\bar{c}(2)$	0.019
f_{Td}	0.041	$b(2)$	0.012	$\bar{b}(2)$	0.012
f_{Ts}	0.025				

Tree-level contribution



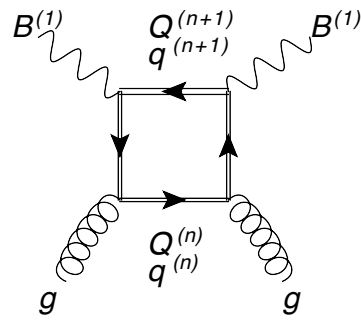
$$f_q = -\frac{g_1^2}{4m_h^2} - \frac{g_1^2}{4} \left[Y_{qL}^2 \frac{m_{Q^{(1)}}^2}{(m_{Q^{(1)}}^2 - M^2)^2} + Y_{qR}^2 \frac{m_{q^{(1)}}^2}{(m_{q^{(1)}}^2 - M^2)^2} \right]$$

$$+ \frac{g_1^2 Y_{qL} Y_{qR}}{m_{Q^{(1)}} + m_{q^{(1)}}} \left[\frac{m_{Q^{(1)}}}{m_{Q^{(1)}}^2 - M^2} + \frac{m_{q^{(1)}}}{m_{q^{(1)}}^2 - M^2} \right],$$

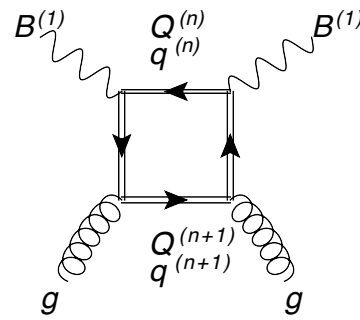
$$d_q = \frac{ig_1^2 M}{2} \left[\frac{Y_{qL}^2}{m_{Q^{(1)}}^2 - M^2} + \frac{Y_{qR}^2}{m_{q^{(1)}}^2 - M^2} \right],$$

$$g_q = -g_1^2 M^2 \left[\frac{Y_{qL}^2}{(m_{Q^{(1)}}^2 - M^2)^2} + \frac{Y_{qR}^2}{(m_{q^{(1)}}^2 - M^2)^2} \right].$$

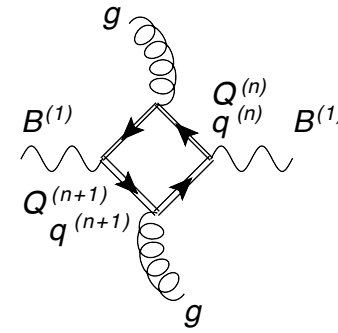
Loop-level contribution



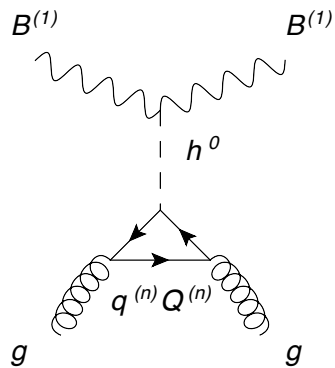
(a)



(b)



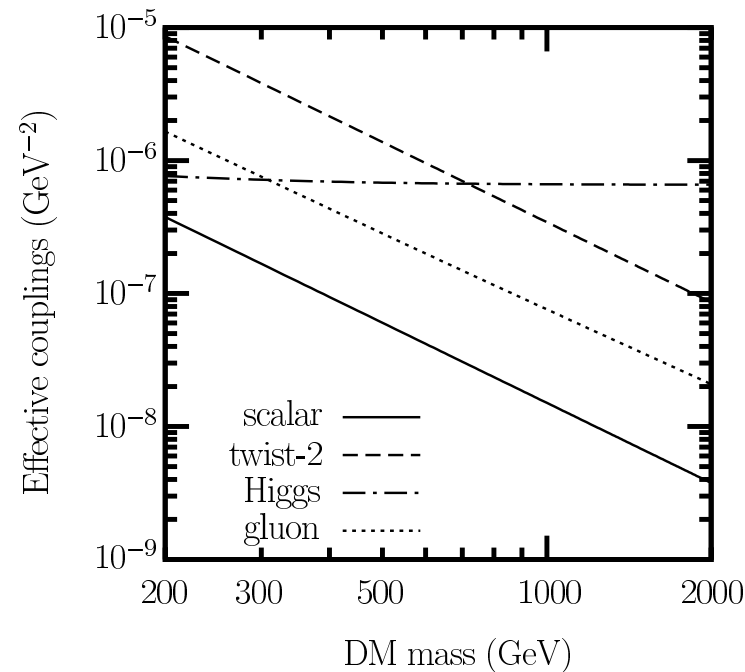
(c)



注意

軽いクォーク (u,d,s) の long-distance の寄与は 計算に含めてはならない。

有効結合定数に対する各々の寄与



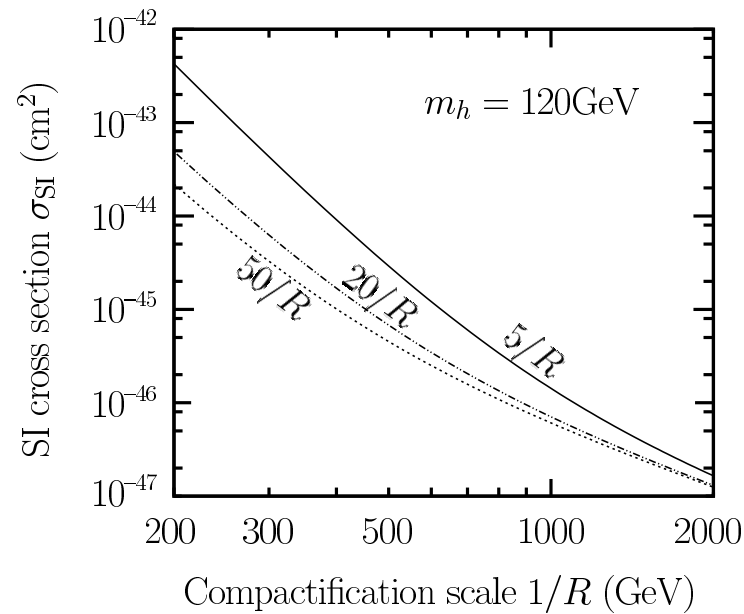
質量差10%

$$(m_{1\text{st}} - M) / M = 0.1$$

$$m_h = 120 \text{ GeV}$$

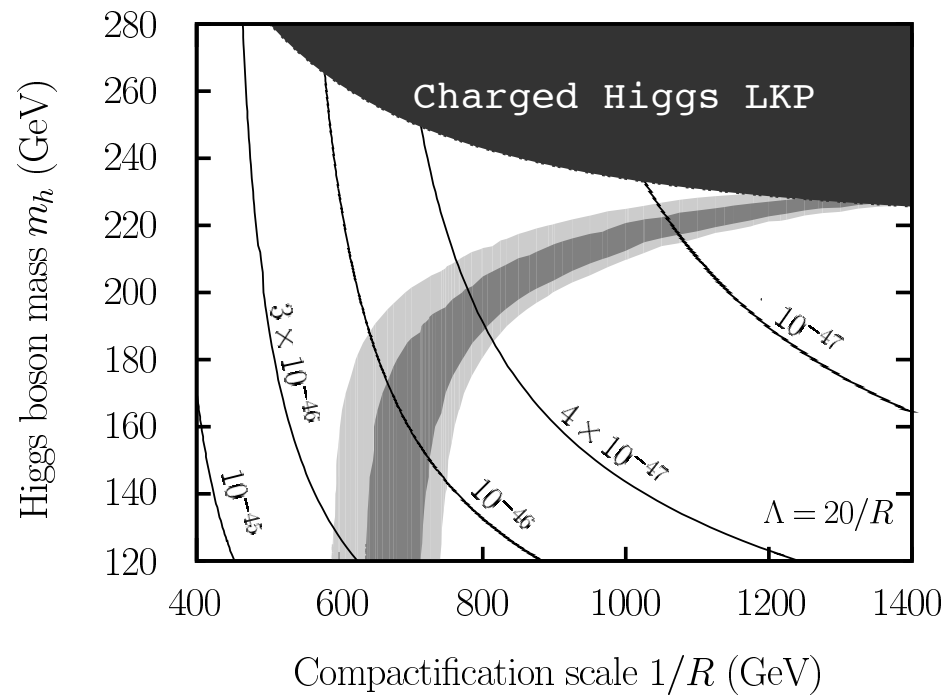
- 全ての寄与が同符号であった
- $M \leq 0$ (TeV) ではTwist-2の寄与が支配的
- $M \geq 0$ (TeV) ではHiggsの寄与が支配的

コンパクト化半径・カットオフと断面積との関係



カットオフスケールが大きいほど、断面積は小さくなる

コンパクト化半径, ヒッグス質量と断面積との関係



$$\sigma_{\text{SI}} = 10^{-46} \sim 10^{-47} \text{ cm}^2$$

M. Kakizaki, S. Matsumoto and M. Senami, Phys. Rev. D **74**, 023504 (2006).

結論とまとめ

- 暗黒物質としてベクトル粒子を仮定し，従来の研究で正しく考慮されていなかった，twist-2演算子およびgluonの寄与を正しく含め計算をおこなった
- 従来の結果よりおよそ10倍程度大きな断面積を得た
- この研究で得られた結果は，他のベクトル暗黒物質に対しても適用可能である。