

# 重いゲージボソンの局在化を用いた 陽子崩壊の抑制機構

柿崎 充（富山大学）

京都大学  
2016年10月5日

- Refs.:  
MK, Phys. Rev. D no.9, 09501788 (2013) [arXiv:1307.0535 [hep-ph]]  
MK and M. Yamaguchi, Int. J. Mod. Phys. A 19, 1715 (2004)  
MK and M. Yamaguchi, Prog. Theor. Phys. 107, 433 (2012)

# 目次

---

1. イン트로ダクション
2. 大統一理論と陽子崩壊（レビュー）
3. 余剰次元におけるフェルミオンの局在化（レビュー）
4. X ボソンの局在化と陽子の安定化
5. 随伴表現ヒッグス場による局在化機構の他の現象論への応用
6. まとめ

# 素粒子物理学の標準理論を超える

2012年7月: CERN LHC で質量125 GeV のヒッグス粒子発見

- 標準理論 (SM) は  $O(100)$  GeV 以下のエネルギー領域を記述する低エネルギー有効理論として確立

これは終わりではなく新しい時代の幕開け

標準理論では説明できない現象

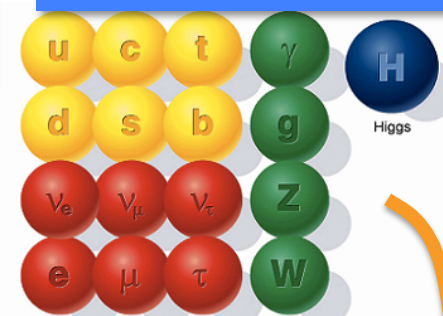
- ニュートリノ振動
- 暗黒物質の存在
- バリオン非対称性
- インフレーション

標準理論に残る理論的な謎

- ヒッグスセクターの構造
- 階層性問題
- 電荷の量子化、大統一の可能性

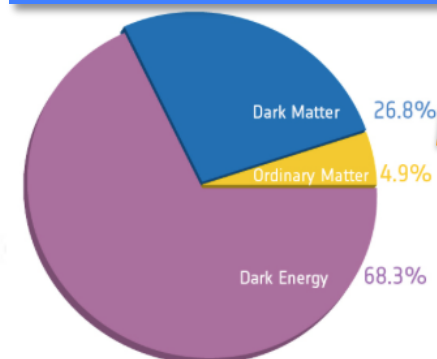
➡ 標準理論を超えた新物理理論が必要

標準理論の粒子



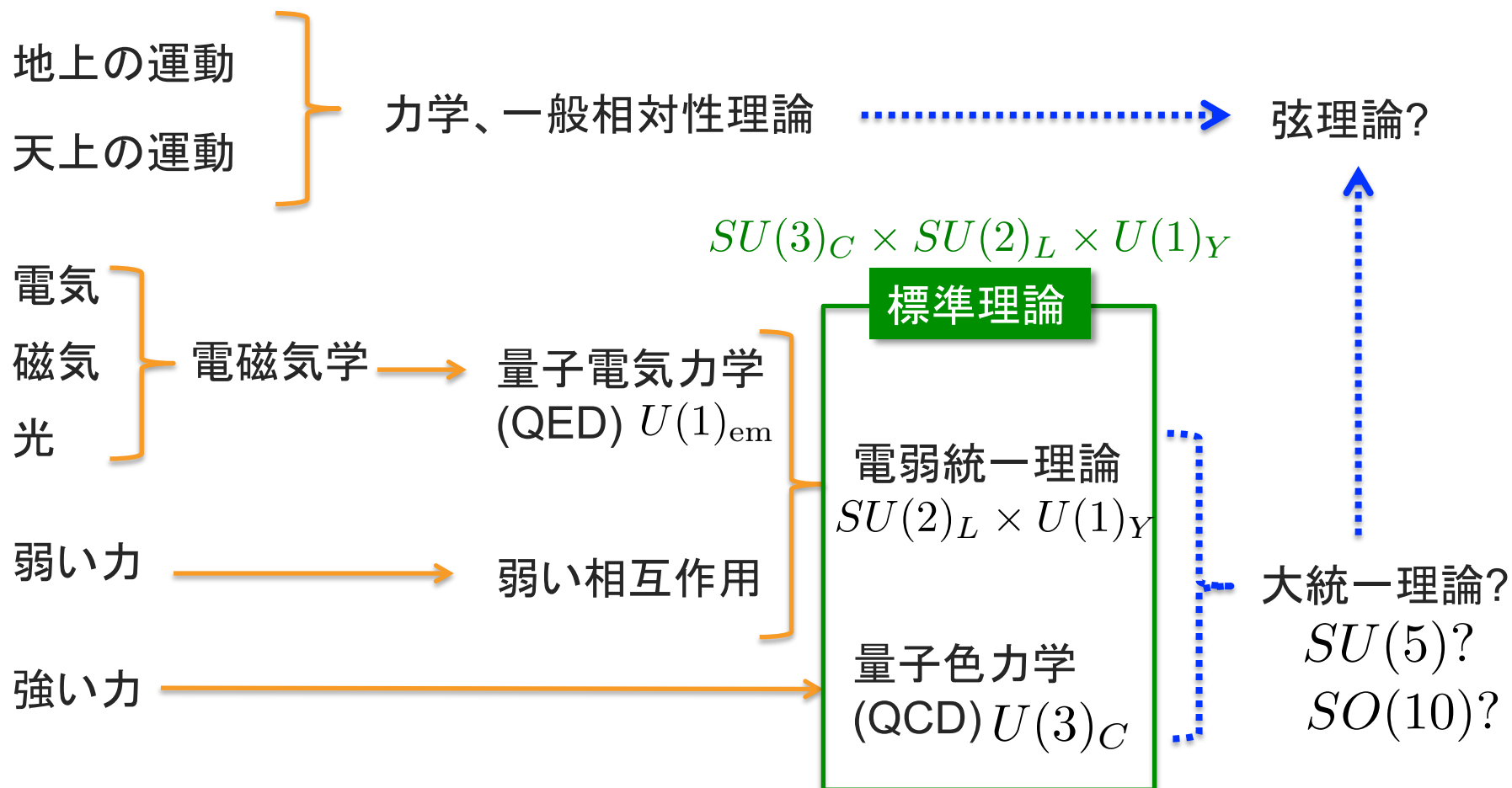
[[www.physics.gla.ac.uk](http://www.physics.gla.ac.uk)]

宇宙のエネルギー



[[sci.esa.int](http://sci.esa.int)] 3

# 力の統一



物理学は力の法則の統一的な理解を目指して発展してきた

# 今日のトーク

## 大統一理論 (Grand unified theories; GUTs)

- ゲージ群の統一
  - クォーク・レプトンも同時に統一
- 予言: 陽子是不安定

## 通常の大統一理論

- 大統一理論のエネルギースケール:  $M_X \sim 10^{15} \text{ GeV}$

→ 加速器実験での直接探索は困難  
陽子崩壊実験から厳しく制限されている

## 研究の目的

- X ボソンを余剰次元に局在化させる機構の提案
- X ボソンとフェルミオンの局在化を用いた陽子崩壊幅の抑制

極端な場合は  $M_X \sim O(10) \text{ TeV}$  も可能

この種の大統一理論の兆候は実験で多角的に検証可能

# 目次

---

1. イントロダクション
2. 大統一理論と陽子崩壊（レビュー）
3. 余剰次元におけるフェルミオンの局在化（レビュー）
4. X ボソンの局在化と陽子の安定化
5. 随伴表現ヒッグス場の絡む局在化機構の他の現象論への応用
6. まとめ

# 大統一理論

## 標準理論の3つのゲージ群が統一

[Georgi, Glashow (1974)]

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \subset G$$

例)  $G = SU(5)$  のときのゲージ場の埋め込み

$$A = \begin{pmatrix} G^\alpha_\beta - \frac{1}{3}\sqrt{\frac{3}{5}}B\delta^\alpha_\beta & \frac{1}{\sqrt{2}}X^\dagger_\alpha & \frac{1}{\sqrt{2}}Y^\dagger_\alpha \\ \frac{1}{\sqrt{2}}X_\beta & \frac{1}{2}W^0 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{8}{5}}B & \frac{1}{\sqrt{2}}W^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}Y_\beta & \frac{1}{\sqrt{2}}W^- & -\frac{1}{2}W^0 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}B \end{pmatrix}$$

- 新しいゲージボソン (X, Y ボソン) が自動的に導入される

## 標準理論のフェルミオン(クォーク・レプトン)も同時に統一

| Multiplets           | $(SU(3)_C, SU(2)_L)_{U(1)_Y}$ |
|----------------------|-------------------------------|
| $q_L = (u_L, d_L)$   | $(3, 2)_{1/6}$                |
| $u_R^c$              | $(3^*, 1)_{-2/3}$             |
| $d_R^c$              | $(3^*, 1)_{1/3}$              |
| $l_L = (\nu_L, e_L)$ | $(1, 2)_{-1/2}$               |
| $e_R^c$              | $(1, 1)_1$                    |

→

$$\psi^{AB}(\mathbf{10})_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & u_3^c & -u_2^c & u^1 & d^1 \\ -u_3^c & 0 & u_1^c & u^2 & d^2 \\ u_2^c & -u_1^c & 0 & u^3 & d^3 \\ -u^1 & -u^2 & -u^3 & 0 & e^c \\ -d^1 & -d^2 & -d^3 & -e^c & 0 \end{pmatrix}_L$$

$$\phi_A(\mathbf{5}^*)_L = (d_1^c, d_2^c, d_3^c, e, -\nu)_L$$

- 電荷演算子の行列和ゼロの条件から電荷の量子化が実現

# 大統一理論の対称性が破れるスケール

随伴表現のヒッグス場の真空期待値により対称性が破れる

$$\langle \Sigma \rangle = V \text{diag}(2, 2, 2 - 3, -3)$$

→ X, Y ボソンは質量を獲得

$$M_X = M_Y = 5gV$$

繰り込み群方程式の結果 →

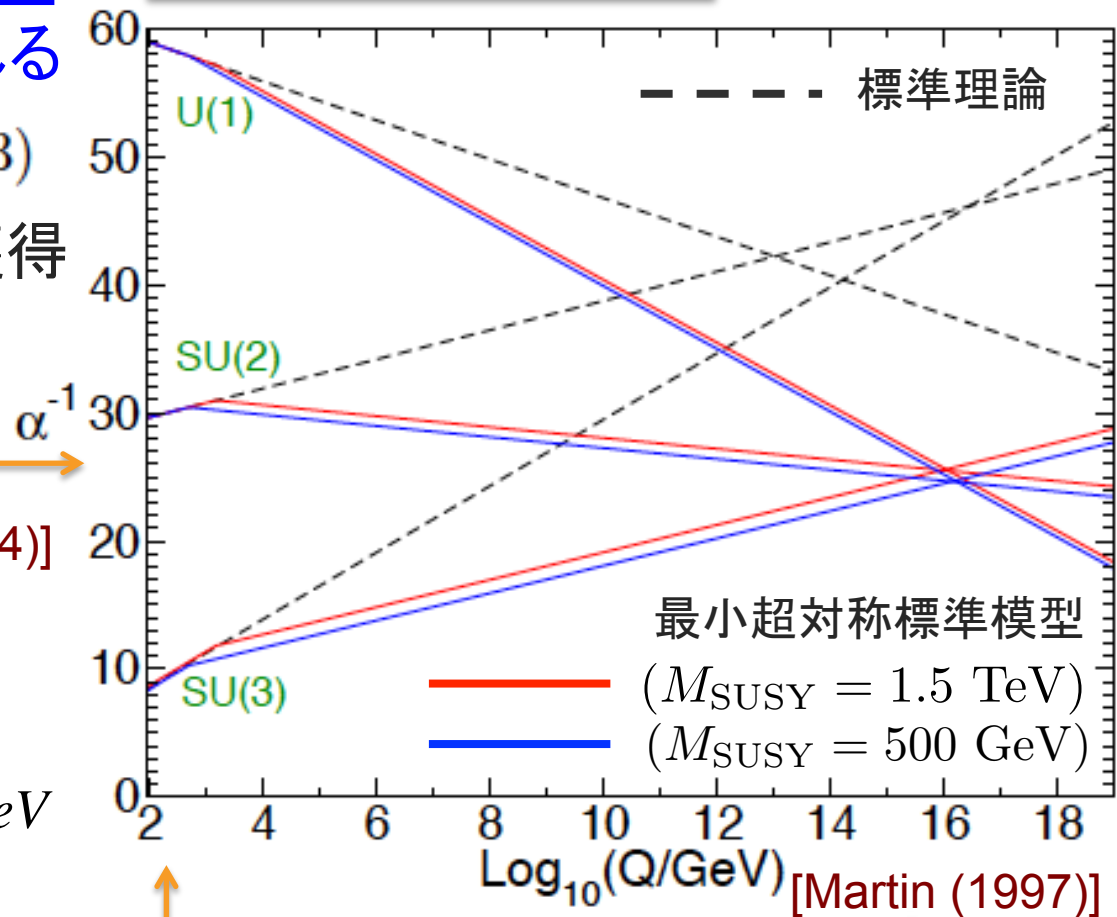
[Georgi, Quinn, Weinberg (1974)]

- 通常の(超対称)  
大統一理論では

$$g_X \sim 1 \quad M_X \sim 10^{14-16} \text{ GeV}$$

- 実験で大統一理論の  
粒子の直接探索は困難

## ゲージ結合定数の発展



超対称粒子が存在すると傾きが変わる

# 陽子崩壊

## 陽子の崩壊幅

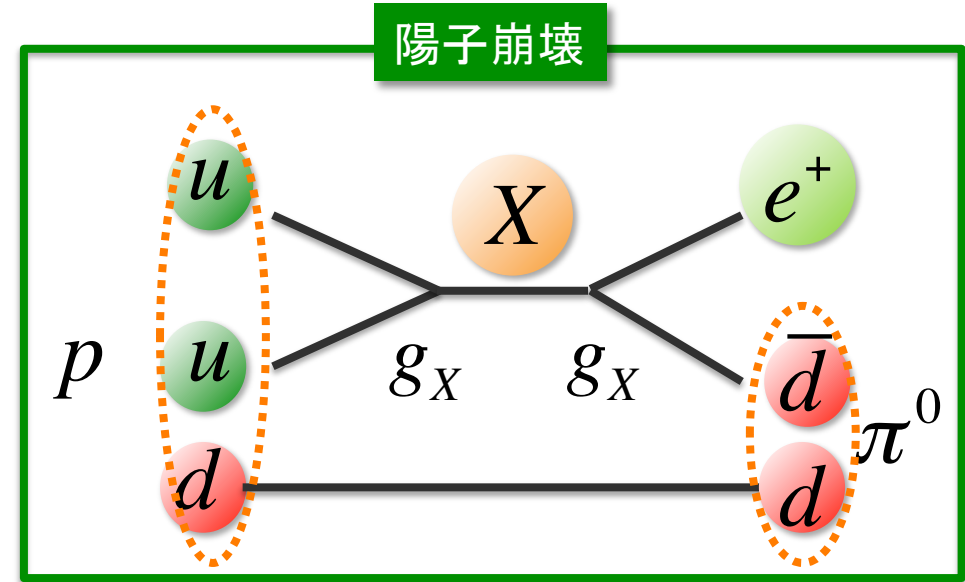
$$\Gamma_p \sim g_X^4 \frac{m_p^5}{M_X^4}$$

## 陽子の寿命

$$\tau_p(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 8.2 \times 10^{33} \text{ yr}$$

[Super-Kamiokande (2009)]

➡  $M_X / g_X \geq 10^{15} \text{ GeV}$



- 通常の(超対称)大統一理論では:  $g_X \sim 1$   $M_X \sim 10^{14-16} \text{ GeV}$
- 陽子崩壊実験の結果は大統一理論の模型を大きく制限

# 目次

---

1. イントロダクション
2. 大統一理論と陽子崩壊（レビュー）
3. 余剰次元におけるフェルミオンの局在化（レビュー）
4. X ボソンの局在化と陽子の安定化
5. 随伴表現ヒッグス場による局在化機構の他の現象論への応用
6. まとめ

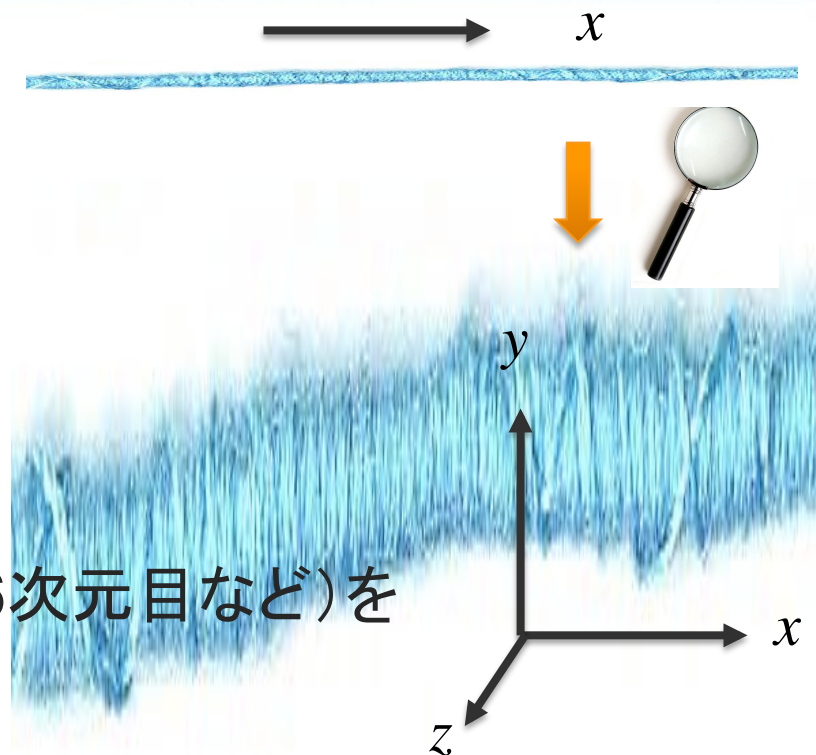
# 余剰次元のアイデア

## 糸を観察する

- 巨視的: 1次元 (1D) の物体
- 微視的: 内部構造のある物体

## 同じ原理を我々の世界に適用する

- 巨視的: 4次元 (4D) 時空
- 微視的: 余剰次元 (5次元目、6次元目など) を持った時空



## 余剰次元にも住む粒子の分散関係:

$$E^2 = \vec{p}^2 + (p_5^2 + p_6^2 + \cdots + m^2)$$

➡ 余剰次元方向の運動量 = 4次元時空の観点では質量

# 余剰次元におけるフェルミオンの局在化

## アイデア

余剰次元におけるキंक背景により  
カイラルフェルミオンが局在化

[Jackiw, Rebbi (1976); Rubakov, Shaposhnikov (1983);  
Arkani-Hamed, Schmaltz (2000)]

## 5次元時空における $Z_2$ 対称な実スカラーモデル

$$S = \int d^4x dy \left[ \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}(\partial_y \phi)^2 - V(\phi) \right]$$

$V(\phi)$ : 二重井戸型ポテンシャル

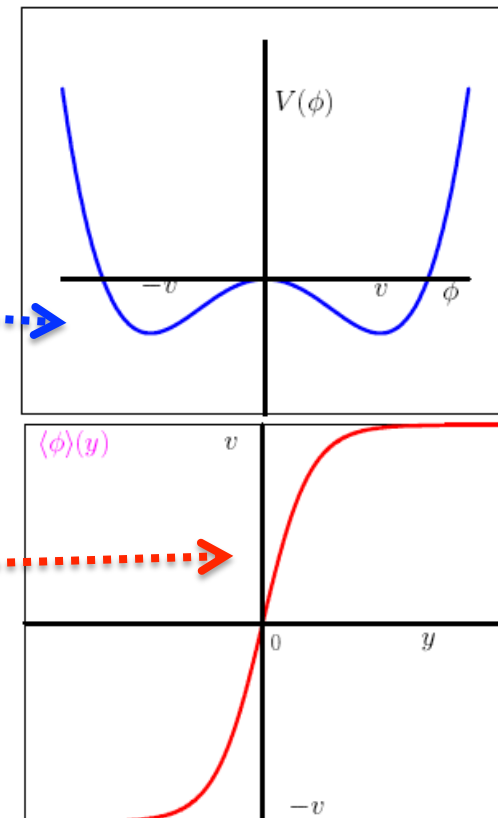
→ 古典的なドメイン壁解

$$\langle \phi \rangle(y \rightarrow \pm\infty) = \pm v$$

原点付近では:  $\langle \phi \rangle \propto y$

- 余剰次元方向の並進対称性が破れる

$$x^M = (x^\mu, y)$$



# フェルミオンの波動関数

ドメイン壁背景  $\langle \phi \rangle = 2\mu^2 y$  があるときの5次元フェルミオン  $\Psi$

$$S = \int d^4x dy \bar{\Psi} [i\gamma^\mu \partial_\mu - \gamma^5 \partial_y + (\phi + m)] \Psi$$

➡ 4次元の左巻きカイラルフェルミオン

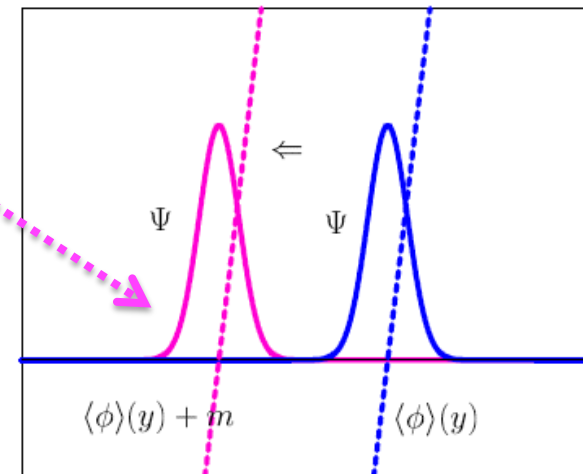
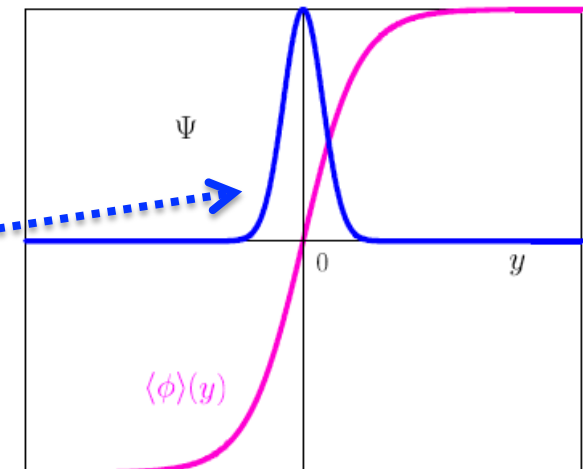
$$\Psi^0 \sim \sqrt{\mu} \exp[-\mu^2(y-l)^2] \psi_L(x), \quad l \equiv -\frac{m}{2\mu^2}$$

- このゼロモードの波動関数  $\Psi^0$  が  $\langle \phi \rangle + m = 0$  となるところにガウス型で局在化
- 右巻きのゼロモードは消える

超対称性への拡張

- カイラル超場が局在化

[Kaplan, Tait (2000)]

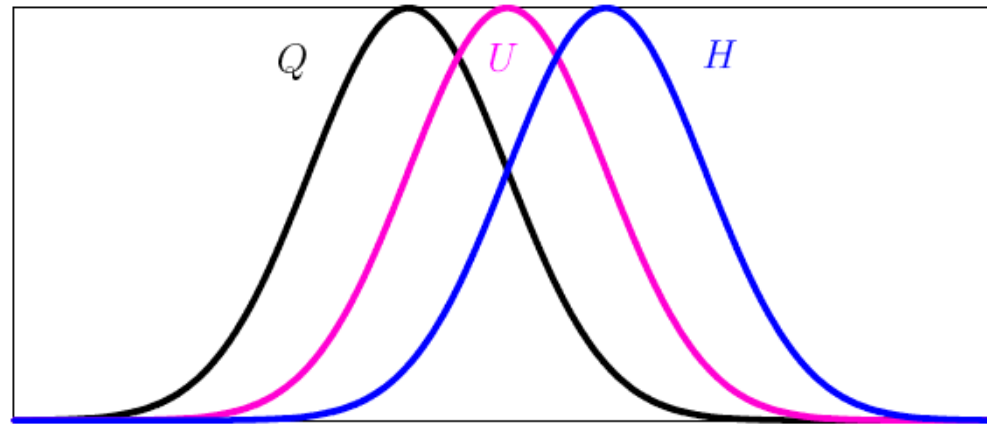


# 4次元時空での結合定数

4次元時空での結合定数は波動関数の重なり積分で与えられる

- 例) 4次元の湯川相互作用

$$\mathcal{L}_{4D} = \underbrace{\left( y_{5D} \int dy f_q^{(0)}(y) f_u^{(0)}(y) f_h^{(0)}(y) \right)}_{y_{4D}} \bar{q}^{(0)}(x) u^{(0)}(x) h^{(0)}(x)$$



フェルミオンとヒッグス場の局在化する位置により  
フェルミオン質量の階層構造を説明できる

# 目次

---

1. イントロダクション
2. 大統一理論と陽子崩壊（レビュー）
3. 余剰次元におけるフェルミオンの局在化（レビュー）
4. X ボソンの局在化と陽子の安定化
5. 随伴表現ヒッグス場による局在化機構の他の現象論への応用
6. まとめ

# 随伴表現のヒッグス場による並進対称性の破れ

## アイデア

- 随伴表現のヒッグス場のキンク  
→ 同じ大統一理論の多重項でも異なる配置

[MK (2013)]

$Z_2$  不変な実  $\Sigma(24)$  場の5次元SU(5)大統一理論のラグランジアン

$$\mathcal{L}_5 = \text{tr}(\partial^M \Sigma)(\partial_M \Sigma) + \frac{M_\Sigma^2}{2} \text{tr} \Sigma^2 - \frac{a}{4} (\text{tr} \Sigma^2)^2 - \frac{b}{2} \text{tr} \Sigma^4$$

→ 古典的なドメイン壁解

$$\langle \Sigma \rangle = \begin{cases} V \text{diag}(2, 2, 2 - 3, -3), & x^5 \rightarrow \infty, \\ -V \text{diag}(2, 2, 2 - 3, -3), & x^5 \rightarrow -\infty, \end{cases}$$

- 余剰次元方向の並進対称性とSU(5)対称性が同時に破れる

→ 4次元時空の観点では大統一理論の関係式が非自明

# 質量を獲得した X ゲージボソンの局在化

## 5次元時空の X ゲージボソンの運動方程式

$$[-\partial_5^2 + M_X^2(x^5)]f_X^{(n)}(x^5) = M_{X(n)}^2 f_X^{(n)}(x^5)$$

$$M_X^2(x^5) = 25g_5^2 V^2 \tanh^2(mx^5)$$

ドメイン壁を線形関数で近似せず、双曲線関数を用いて解析したことも技術的に新しい部分

$$\longrightarrow f_X^{(n)}(\xi) \sim (1 - \xi^2)^{(c-n)/2} {}_2F_1\left(-n, 2c - n + 1; c - n + 1; \frac{1 - \xi}{2}\right) \quad [\text{MK (2013)}]$$

$$n = 0, 1, 2, \dots < c,$$

$$\xi = \tanh(mx^5), \quad c = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{100g_5^2 V^2}{m^2}} - 1 \right) > 0 \quad M_{X(n)}^2 = [(2n + 1)c - n^2]m^2$$

### • X ゲージボソンのゼロモードの波動関数

$$f_X^{(0)}(x^5) = \frac{m^{1/2}}{\pi^{1/4}} \sqrt{\frac{\Gamma(c + 1/2)}{\Gamma(c)}} \frac{1}{\cosh^c(mx^5)} \quad M_{X(0)}^2 = cm^2.$$

X ゲージボソンの波動関数はガウス型で局在化

[c.f. Hamada, Kobayashi (2012)]

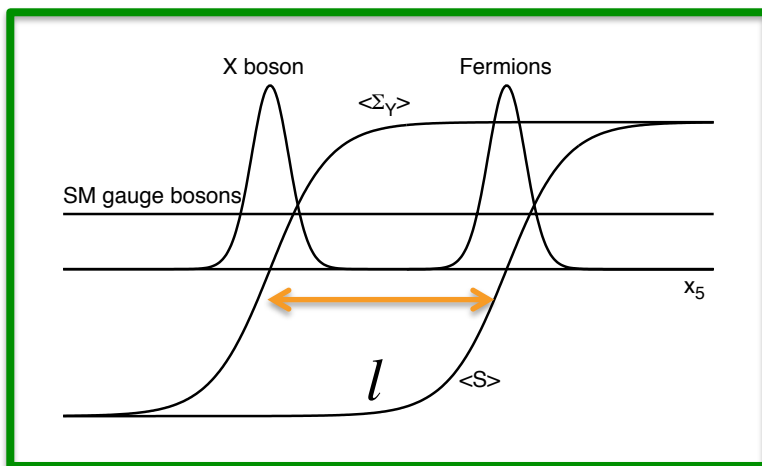
## 5次元時空の標準理論のゲージボソンの運動方程式

波動方程式  $\longrightarrow$  ゼロモードの波動関数は平坦

# 陽子の安定化

## プロファイル

[MK (2013)]



4次元時空でのフェルミオンと  
 $X^{(0)}$  ボソンの結合定数

$$g_X^{(0)} = g_5 \int_{-\infty}^{\infty} dx^5 \left[ f_L^{(0)}(x^5) \right]^2 f_X^{(0)}(x^5)$$

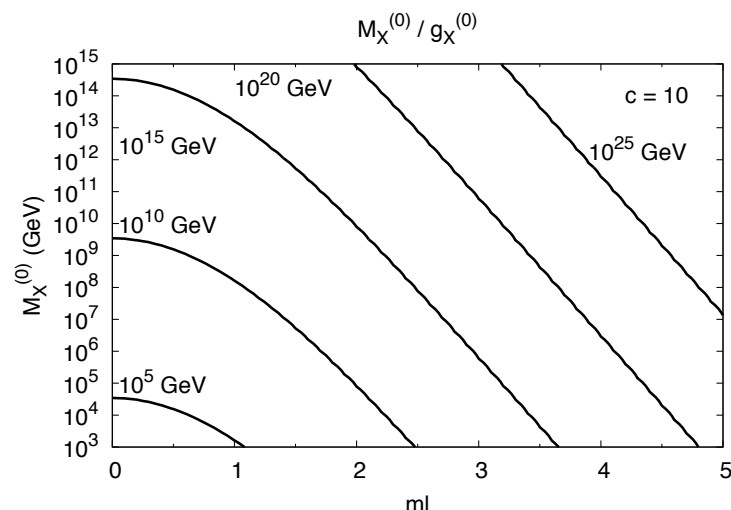
- X ボソンとフェルミオンを離して置く  
→  $g_X$  は指数関数的に抑制される  
→ 陽子の安定化
- 対称性を使わずに結合定数  $g_X$  が抑制される

[c.f. Hamada, Kobayashi (2012)]

# 大統一理論のスケール

## X ゲージボソンの有効質量

[MK (2013)]



- X ボソンの質量が小さくても  
 $M_X^{(0)} / g_X^{(0)} > 10^{15} \text{ GeV}$  が可能

- 高い KK X ボソンからの寄与も  
間隔をもう少し広く取れば抑制可能

- 現在のところ、実験で新粒子は発見されていない

➡ 余剰次元のサイズの逆数に対する制限:  $L^{-1} \geq 1 \text{ TeV}$

- 陽子崩壊を充分抑制するには  $4/m < l < L$  ➡  $M_X^{(0)} > 10 \text{ TeV}$

➡ X ボソン存在の兆候は各種実験で探索可能

# 目次

---

1. イントロダクション
2. 大統一理論と陽子崩壊（レビュー）
3. 余剰次元におけるフェルミオンの局在化（レビュー）
4. X ボソンの局在化と陽子の安定化
5. 随伴表現ヒッグス場の絡む局在化機構の他の現象論への応用
6. まとめ

# 超対称大統一理論における2重項-3重項分裂の実現

[MK, Masahiro Yamaguchi (2002)]

5次元時空での  $H = \begin{pmatrix} H_T \\ H_u \end{pmatrix}$  のスーパーポテンシャル

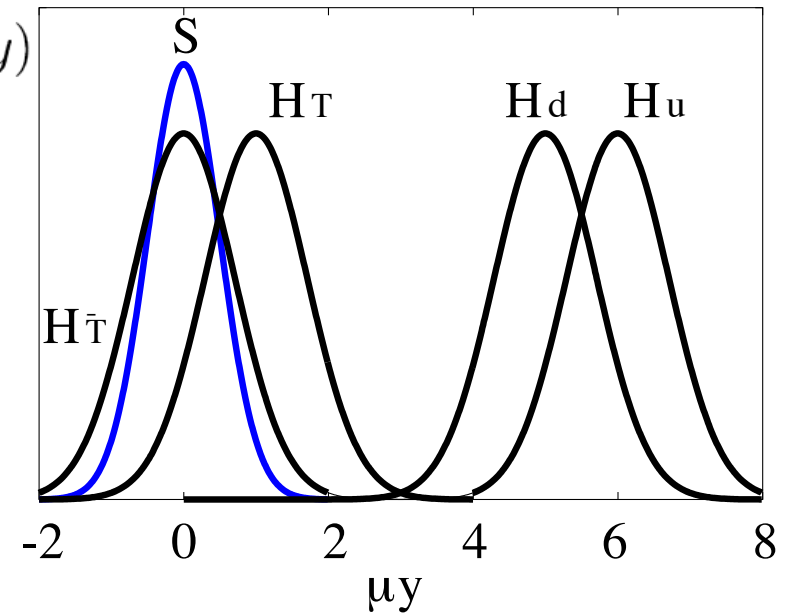
$$W_5 = H^C(y) \left[ \partial_y + f \Xi(y) + g \Sigma(y) + M \right] H(y)$$

$$\langle \Xi(y) \rangle = 2\xi^2 y : \text{SU(5) 1重項キルク}$$

- $\langle \Sigma \rangle \neq 0$  による SU(5) の破れ

$$\rightarrow g\langle \Sigma \rangle + M = \begin{cases} M_T \equiv M + 2gV & \text{for } H_T \\ M_u \equiv M - 3gV & \text{for } H_u \end{cases}$$

$$\rightarrow l(H_T) \neq l(H_u)$$



1重項  $S$  の相互作用項

$$W_5 = \int dy S(x, y) H(x, y) \bar{H}(x, y) \quad \langle S \rangle \sim 10^{16} \text{ GeV}$$

- 指数関数的プロファイル  $\rightarrow M_{T, \bar{T}} \sim 10^{16} \text{ GeV} \quad M_{H_u, H_d} \sim 100 \text{ GeV}$

[See also Maru (2001); Haba, Maru (2002)]

# 超対称大統一理論におけるフェルミオン質量階層性

[MK,Yamaguchi (2004)]

$\langle \Sigma \rangle \neq 0$  によるSU(5)の破れの効果

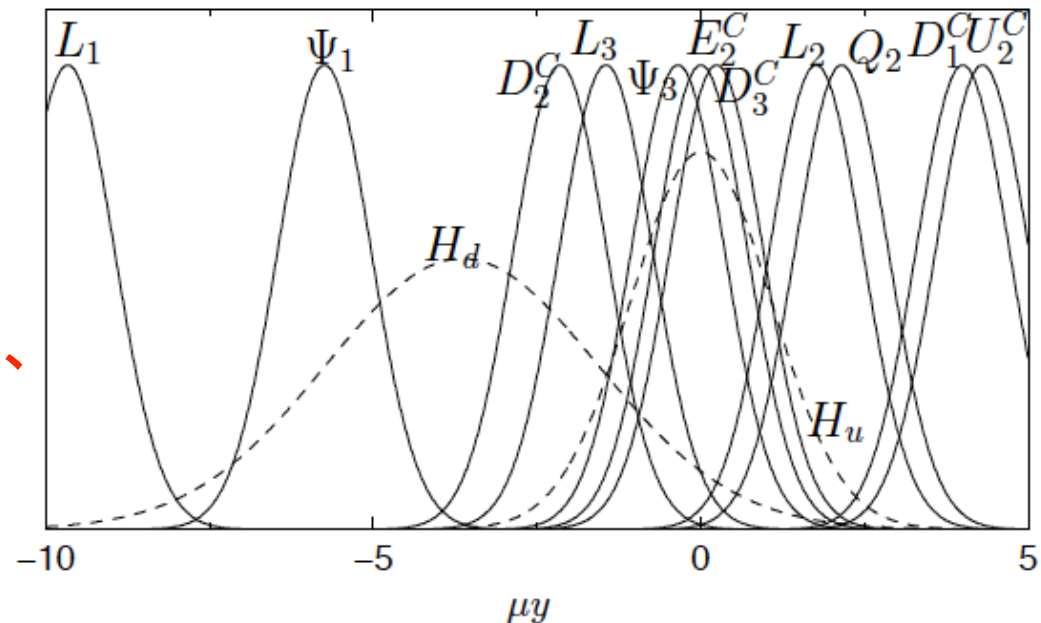
➡ 同じ多重項の中のクォークとレプトンの位置が分離

➡ ダウン型クォークと荷電レプトンの質量構造に違いが発生

$$\Psi(10) = (Q, U^C, E^C)$$

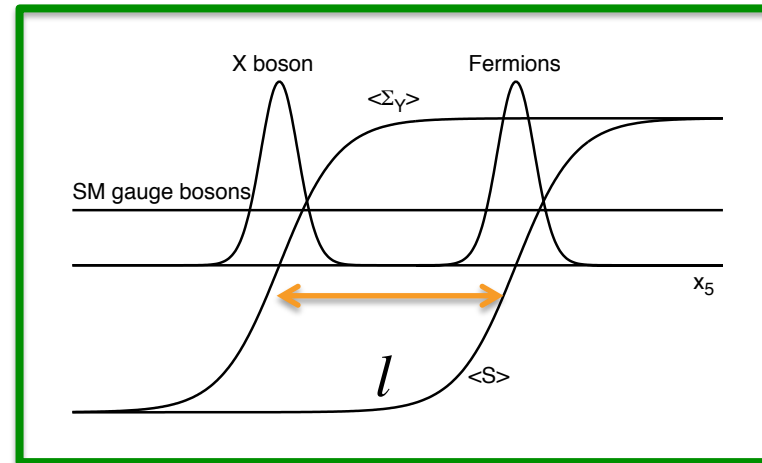
指数関数的プロファイル

➡ 現実的なフェルミオン質量、混合角、小林益川位相のパターンが得られる



[See also Maru (2001)]

## 6. まとめ



- X ゲージボソンを余剰次元方向に局在化させる新しい機構を提案した
- X ゲージボソンとフェルミオンを離して置くことで、対称性を課さずに陽子崩壊を指数関数的に抑制できる
- 極端な場合には大統一理論のスケールは  $O(10)TeV$  まで下げられ、各種実験で多角的に検証可能
- この場の局在化のアイデアを応用し、対称性を使わずに様々な現象論を議論できる

# Backup slides

---