超対称理論における陽子崩壊を起こす有効演算子の量子効果

小林大輝（名古屋大学　素粒子理論研究室E研）

共同研究者：久野純治、村松祐、永田夏海

Phys.Lett. B724 (2013) 283-287, Phys.Lett. B716 (2012) 406-412

1. 導入

大統一理論(GUT)

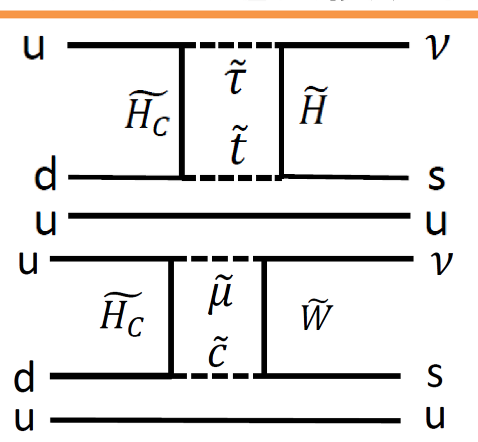
SUSY SU(5) GUTは魅力的な性質が数多く存在
- 電荷の量子化を説明
- 3つの相互作用を統一
- ゲージ結合定数の統一を予言

大統一理論の検証
- 陽子崩壊を予言

陽子崩壊

カラーヒッグスを交換する過程

主な崩壊モード　$p \to K^+ \bar{\nu}$



実験的制限 $\tau(p \to K^+\bar{\nu}) > 4.0 \times 10^{33}$ 年

この過程が予言する陽子の寿命が短すぎるため
最も単純な SUSY SU(5) GUTは実験的に排除される

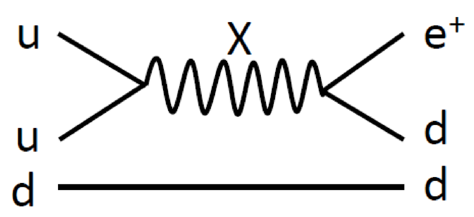
今回の解析ではこの過程のPeccei-Quinn対称性のような対称性を用いて禁止すると仮定する

cf. 超対称スケールが大きい場合の解析

ポスター発表　桑原拓巳(名古屋大学)を御覧ください

Xボソンを交換する過程

主な崩壊モード$p \to e^+\pi^0$



実験的制限$\tau(p \to e^+\pi^0) > 1.29 \times 10^{34}$ 年

今回はこの過程について考える

陽子寿命のパラメータ依存性

$$\tau(p \to e^+\pi^0) \sim \frac{M_X^4}{\alpha_5^2}$$

統一されたゲージ結合定数が変化すれば陽子の寿命も変化する

2. MSSMとベクトル的粒子

ベクトル的な粒子を入れる動機

・ヒッグス粒子の質量

MSSMに新たに粒子を加え、その量子効果によって126 GeVのヒッグス粒子を説明する

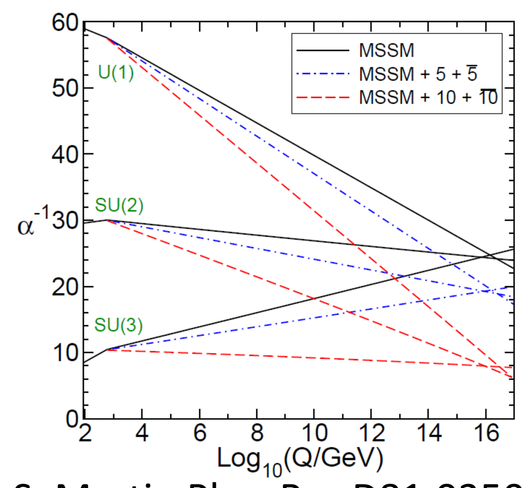
・ゲージメディエーション

ゲージメディエーションの機構は超対称性の破れを伝えるメッセンジャーとしてベクトル的粒子を要求する

ゲージ結合定数の統一

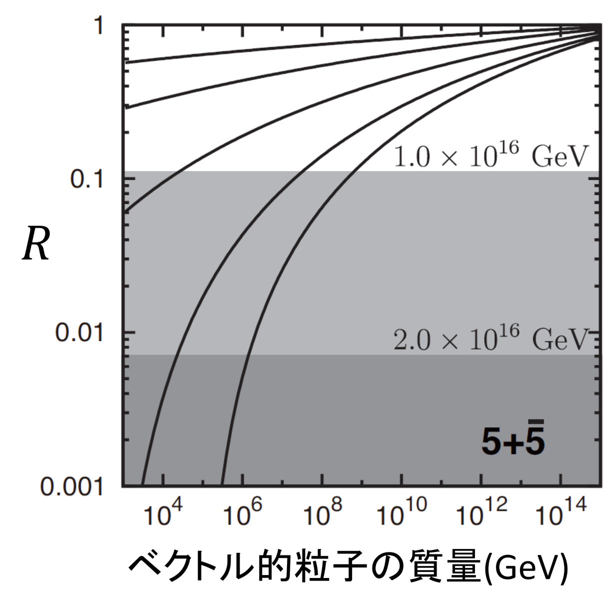
SU(5)の多重項のかたちで新たな粒子を導入すればゲージ結合定数の統一は維持される

統一されたゲージ結合定数は新たな粒子を加えるに連れて大きくなる



S. Martin Phys.Rev.D81:035004

陽子の寿命の変化



陽子の寿命の比

$$R \equiv \frac{\tau(p \to e^+\pi^0)|_{\mathrm{w}/}}{\tau(p \to e^+\pi^0)|_{\mathrm{w}/\mathrm{o}}}$$

ベクトル的粒子の質量をより小さく、数をより大きくすると陽子の寿命は大きくく減る

ベクトル的粒子を加える模型に対して非常に強い制限を与える

Phys.Lett. B716 (2012) 406-412

3. くりこみ因子

有効ラグランジアン

$$\mathcal{L}_{\mathrm{eff}} = -\frac{g_5^2}{M_X^2} e^{i\varphi_u} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \left[A_R^{(1)} \left(\overline{d_R^c}^{\alpha} u_R^{\beta} \right) \left(\overline{e_L^c} u_L^{\gamma} \right) + (1 + |V_{ud}|^2) A_R^{(2)} \left(\overline{d_L^c}^{\alpha} u_L^{\beta} \right) \left(\overline{e_R^c} u_R^{\gamma} \right) \right]$$

くりこみ因子

$A_R^{(I)} = A_L \cdot A_S^{(I)}$　　$I = 1, 2$　　A_L : 長距離補正　　$A_S^{(I)}$: 短距離補正

超場形式での陽子崩壊を起こす有効演算子

$$\mathcal{O}^{(1)} = \int d^4\theta\, e^{-\frac{2}{3} g_Y V_1} \overline{U}^{\dagger} e^{2 g_3 V_3} Q \overline{D}^{\dagger} L$$

$$\mathcal{O}^{(2)} = \int d^4\theta\, e^{\frac{2}{3} g_Y V_1} e^{-2 g_3 V_3} \overline{U}^{\dagger} Q \overline{E}^{\dagger} Q$$

これらはD項なので量子補正を受ける
この量子効果は有効Kählerポテンシャルによって記述できる

有効Kählerポテンシャル

任意のKählerポテンシャルで記述される一般的な超対称性理論において
この有効Kählerポテンシャルは2ループレベルまで計算されている

S. Nibbelink Groot, T. Nyawelo ;JHEP 0601 (2006) 034

高次元の有効演算子のくりこみ因子を得るため次のようなKählerポテンシャルを考える

$$K = \bar{\phi}_a \phi^a + C\mathcal{O} + C\mathcal{O}^{\dagger}$$

この有効Kählerポテンシャルから欲しい効果を読み取る

1ループの場合

有効Kählerポテンシャル

$$\Delta K_1 = -\sum_{\alpha} \frac{1}{16\pi^2} \mathrm{Tr} M_{C(\alpha)}^2 \left(2 - \ln \frac{M_{C(\alpha)}^2}{\bar{\mu}^2} \right)$$

$$(M_{C(\alpha)}^2)_{AB} \equiv 2 g_{\alpha}^2 \bar{\phi}_a (T_A^{(\alpha)})^a{}_b G^b{}_c (T_B^{(\alpha)})^c{}_d \phi^d$$

陽子崩壊を起こす有効演算子の場合、異常次元は外線の量子数のみで決まる

$$\gamma_{\mathcal{O}}^{(1)} = \sum_{\alpha} \frac{g_{\alpha}^2}{16\pi^2} \left[4 C_{\alpha}^{\mathrm{comp}} - 2 \sum_i C_{\alpha}(i) \right]$$

C_{α}^{comp}:複合カイラル超場のカシミア演算子
$C_{\alpha}(i)$:カイラル超場のカシミア演算子

この方法は非常に一般的で様々な有効演算子に対して応用が可能

cf. 口頭発表　永田夏海(東京大学)

4. 計算結果

短距離補正の数値結果(MSSM)

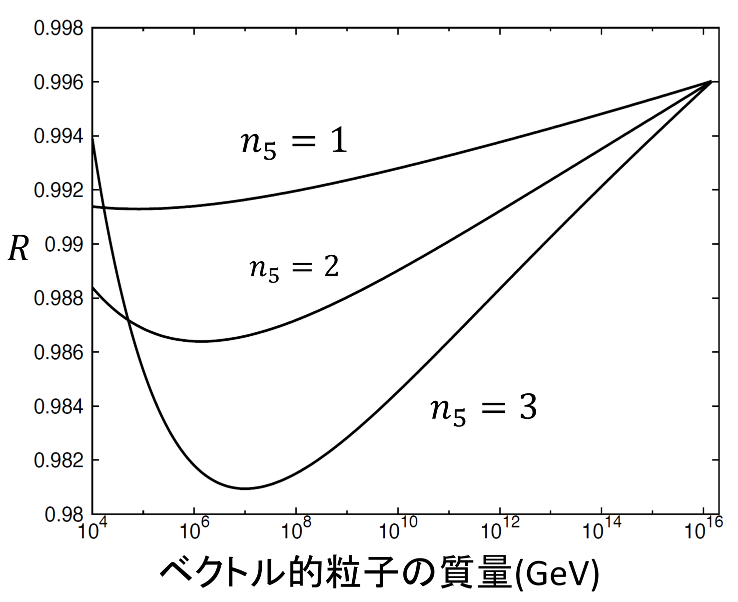
短距離補正

$$A_S^{(I)} \equiv \frac{C^{(I)}(M_{\mathrm{SUSY}})}{C^{(I)}(M_{\mathrm{GUT}})}$$

	1ループ	2ループ
$A_S^{(1)}$	$A_S^{(1)}(\text{1-loop}) = 1.959$	$A_S^{(1)}(\text{2-loop}) = 1.961$
$A_S^{(2)}$	$A_S^{(2)}(\text{1-loop}) = 2.058$	$A_S^{(2)}(\text{2-loop}) = 2.052$

数値的にはほとんど変わりはない

短距離補正の数値結果(MSSMとベクトル的粒子)



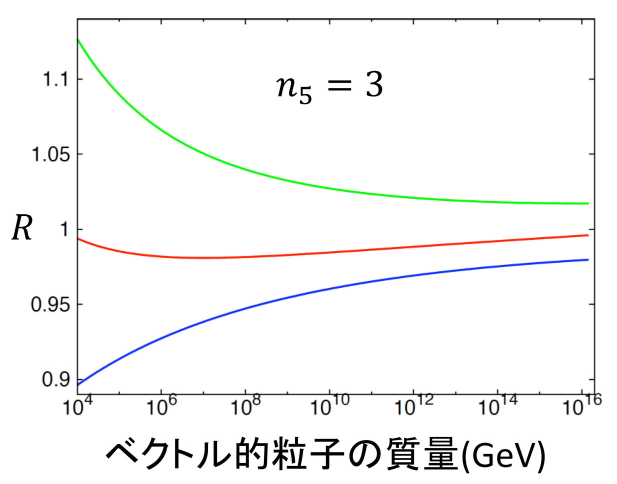
$$R = \frac{(A_S^{(1)})^2 + (A_S^{(2)})^2 (1 + |V_{ud}|^2)^2|_{2\text{-loop}}}{(A_S^{(1)})^2 + (A_S^{(2)})^2 (1 + |V_{ud}|^2)^2|_{1\text{-loop}}}$$

陽子の崩壊率は1ループに比べ数%ほどしか変わらない

打ち消し合いが存在する

Phys.Lett. B724 (2013) 283-287

ゲージ結合定数のくりこみ群方程式と短距離補正の2ループ効果の比較



$$R = \frac{(A_S^{(1)})^2 + (A_S^{(2)})^2 (1 + |V_{ud}|^2)^2|_{2\text{-loop}}}{(A_S^{(1)})^2 + (A_S^{(2)})^2 (1 + |V_{ud}|^2)^2|_{1\text{-loop}}}$$

:異常次元1ループ
ゲージ結合定数2ループ

:異常次元2ループ
ゲージ結合定数1ループ

くりこみ群方程式の2ループの効果と短距離補正の2ループの効果が打ち消し合っている

5. まとめ

- 次元6の陽子崩壊を起こす有効演算子に対する2ループの異常次元を評価した
- 陽子崩壊からベクトル的粒子を導入する模型に対して強い制限を与えられることがわかった
- 完全な2ループの計算にはしきい補正を考慮しなければならない（日本物理学会で発表予定）