

## 2個のヒグス二重項模型における荷電ヒグス粒子のB-メソンの稀崩壊に対する寄与について

松田正久 (愛知教育大学教育学部物理宇宙領域)

B粒子の稀崩壊は、one-loop レベルでの標準模型に対する検証の場を与えるばかりでなく、フレーバーを変える中性カレントの内線に寄与する、標準模型を超えた種々の粒子 (荷電ヒグス粒子、超対称粒子、第4世代のup-クォーク、 $W_R$ ゲージボソンなど) についての貴重な情報を与えることが期待される。ここでは、特に超対称理論や  $E_6$ 超弦模型などで示唆されるヒグス二重項が2個存在する模型について調べる。また、B粒子の崩壊過程は、クォークレベルの相互作用がハドロンレベルでどのようにになっているかについてフレーバー対称性やHQET(Heavy Quark Effective Theory) の妥当性についての重要な情報を与えることが期待される。ここでは、このような目的から特に、クォークレベルでの  $b \rightarrow s + \gamma$ 崩壊が  $B \rightarrow X_s + \gamma$ を再現していることを前提として分析する。

この過程の振幅は標準模型では[1]

$$M(b \rightarrow S + \gamma) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{e}{8\pi^2} \sum_i V_{ib} V_{is}^* f(x_i) q^\mu \epsilon^\nu \bar{s}(p') \sigma_{\mu\nu} (m_b R + m_s L) b(p) \quad (1)$$

$$f(x) = \frac{x}{6(1-x)^3} [8x^2 + 5x - 7 + 6 \frac{x(3x-2)}{1-x} \ln x]$$

与えられる。ここで  $x_i = m_i^2/m_W^2$ である。また、 $x \rightarrow 0$ では、 $f(x)$ は  $x$ に比例するので、軽いup-クォークの寄与は無視することができて、 $f(x)$ は結果として重いクォークのみを考えればよいので、t-クォークのみが寄与する。よって $\gamma$ -包含崩壊の分岐比は

$$B(s \rightarrow s + \gamma) = \frac{3\alpha |f(x_t)|^2}{8\pi\rho(m_c/m_b)} B(b \rightarrow ce\nu) \quad (2)$$

$$\rho(x) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^4 \ln x$$

となる。よって、

$$B(b \rightarrow s + \gamma) = \begin{cases} 8.5 \times 10^{-5} & (m_t = 140\text{GeV}) \\ 4.4 \times 10^{-5} & (m_t = 90\text{GeV}) \end{cases} \quad (3)$$

となる。この過程に関する最近のCLEOの実験で  $B(b \rightarrow s + \gamma) < 8.4 \times 10^{-4}$ が報告されて

\* この報告は、林武美 (皇學館大学)、谷本盛光 (愛媛大学教育学部) 両氏との共同研究による。

いる。  $b \rightarrow s + \gamma$  崩壊では QCD 補正が重要で後で述べるように崩壊幅で約 4 倍の増幅効果があるので、理論値は  $m_t$  を  $3.1 \times 10^{-4}$  とする。

一方ヒグス二重項が 2 個ある場合には、次のハミルトニアンにより荷電ヒグス粒子が  $b \rightarrow s + \gamma$  に寄与する。

$$L_{eff} = \frac{g}{2\sqrt{2}m_W} \cot\beta \bar{u}_i V_{ij} (a_{ij} - b_{ij} \gamma_5) d_j H^+ + h.c. \quad (4)$$

ただし  $\phi_u^0$  と  $\phi_d^0$  の真空期待値を  $v_u, v_d$  とおき  $\tan\beta = \frac{v_u}{v_d}$ ,  $a_{ij} = m_{u_i} + m_{d_j} \tan^2\beta$ ,  $b_{ij} = m_{u_i} - m_{d_j} \tan^2\beta$  である。この式から明らかなように大きいトップ質量による増幅効果は  $\cot\beta > 1$  の時で、これは超対称理論から示唆される  $\tan\beta > 1$  とは逆の場合にあたる。荷電ヒグスが加わることにより、 $f(x)$  は  $f(x) + G_H(y)$  ( $y = m_t^2/m_H^2$ ) で置き換えられる。

$$G_H(y) = \frac{y}{(1-y)^3} \left[ \frac{5y^2 - 8y + 3}{3} - \frac{2}{3}(3y-2)\ln y \right] - \cot^2\beta \frac{y}{(1-y)^4} \left[ \frac{8y^3 - 3y^2 - 12y + 7}{18} + \frac{2}{3}y(1 - \frac{3}{2}y)\ln y \right] \quad (5)$$

QCD 補正まで入れた場合には、 $C_7(m_W) = \frac{1}{4}(f(x) + G_H(y))$  とすると、数値的には

$$C_7(m_b) = 0.686\{C_7(m_W) + 0.073C_8(m_W)\} - 0.196 \quad (6)$$

ここで  $C_8(m_W)$  は、 $b \rightarrow s + gluon$  を与えるハミルトニアン

$$O_8 = \frac{g_3}{16\pi^2} m_b \bar{s} L_\alpha \sigma^{\mu\nu} T_{\alpha\beta}^a b_{R\beta} G_{\mu\nu}^a$$

の係数で

$$C_8(m_W) = \frac{x}{4} \left[ \frac{\frac{1}{2}x^2 - \frac{5}{2}x - 1}{(1-x)^3} - \frac{3x\ln x}{(1-x)^4} \right] - \frac{y}{2} \left[ \frac{\frac{1}{2}y - \frac{3}{2}}{(1-y)^2} - \frac{\ln y}{(1-y)^3} \right] + \cot^2\beta \frac{y}{12} \left[ \frac{\frac{1}{2}y^2 - \frac{5}{2}y - 1}{(1-y)^3} - \frac{3y\ln y}{(1-y)^4} \right] \quad (7)$$

であたえられる[2]。QCD 補正は  $C_7(m_W) \simeq C_8(m_W) \simeq -0.1 \sim -0.2$  であり、-0.196 は

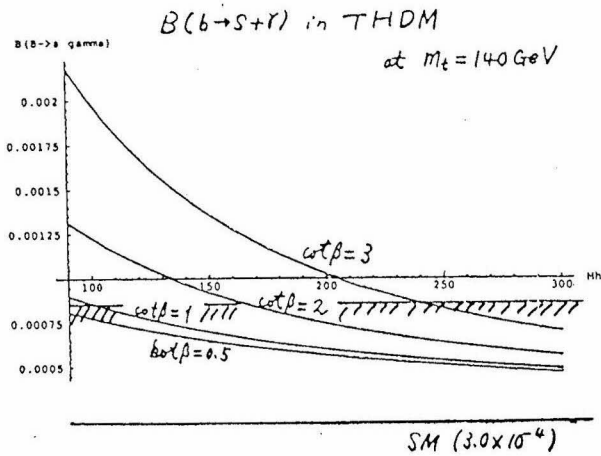


図1.  $b \rightarrow s + \gamma$ の分岐比

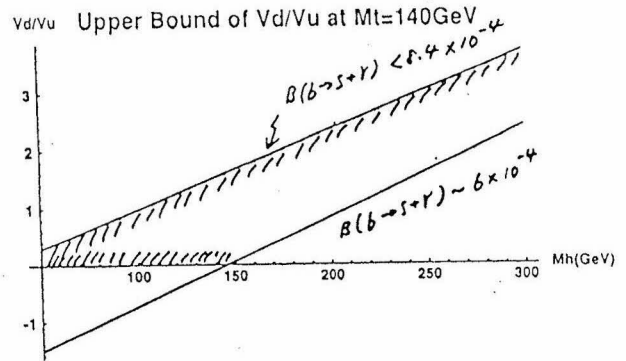


図2. 実験から許される  $m_H - \cot\beta$ の領域

主として

$$O_2 = (\bar{c}_{L\alpha} \gamma^\mu b_{L\alpha})(\bar{S}_{L\beta} \gamma_\mu c_{L\beta})$$

との mixing によるものである。QCD 補正を加味した場合の  $b \rightarrow s + \gamma$ 崩壊の分岐比を図に示す。また現在の実験値の上限からヒグスの質量と  $\cot\beta$ に対する制限がつく(図2)。

$\cot\beta = 0$ の場合にも標準模型の2倍程度( $\approx 6 \times 10^{-4}$ )が予測され、この点でも、このプロセスは、2個以上のヒグス二重項の存在や荷電ヒグスの質量について有用な情報を与えることが期待される。

また exclusive 崩壊について、特に  $B \rightarrow K^* \gamma$ について報告した。この過程が  $B \rightarrow X_s + \gamma$ に占める割合については5[3]、今後の解析が待たれる所であるが、我々はフレーバー対称性を用いて形状因子を決定することにより崩壊幅を計算した[4]。その結果

$$R = \frac{\Gamma(B \rightarrow K^* \gamma)}{\Gamma(b \rightarrow s \gamma)} = 0.033 \pm 0.023$$

を得た。この比  $R$ は、標準模型の場合と荷電ヒグス粒子が寄与する場合で同じであることに注意しておく。他の  $K$  中間子の共鳴状態への崩壊を含めた計算の詳細については現在 preprint を準備中であるのでそれを参照されたい。

また、荷電ヒグス粒子の大きい寄与が期待されるプロセスとしては、ペンギン図に依る  $b \rightarrow s + gluon$  過程があるが、これに依って生ずる包含崩壊  $b \rightarrow s + s + \bar{s}$ や exclusive な崩壊である  $B \rightarrow K + \phi$ や  $B \rightarrow K^* \phi$ の崩壊幅の予測と現在の実験値からの  $M_H$ 及び  $\cot\beta$ のパラメーターへの制限について報告した[5]。

これらBメソンの稀崩壊の分析から、ヒグス二重項が2個存在する場合、その荷電ヒグスの質量が100GeVから300GeVの間で $\cot\beta$ が1程度であれば、B工場での豊富なB崩壊の情報から、これら標準模型を超える粒子についての存在の可否を決めることができるであろう。

## References

- [1] T.Inami and C.S.Lim, Prog. theor. Phys. **65**,(1981),297
- [2] B.Grinstein et al.,Nucl. Phys. **B268**,(1990),269;  
M.Misiak, Phys. Lett. **B269**,(1991), 161
- [3] R.G.Ellis et al.,Phys. Lett. **B179**,(1986),119;  
N.G.Desphande et al., Zeit. Phys. **C40**,(1988),369;  
T.Altomari, Phys. Rev. **D37**,(1988),677;  
A.Ali et al., Phys. Lett.**B264**,(1991),447; Preprint(DESY 92-113(1992));  
Bauer et al.,Zeit. Phys. **C29**,(1985),637
- [4] N.Isgur and W.B.Wise, Phys. Rev. **D44**,(1990),2388;  
M.Tanimoto, Phys. Rev. **D44**,(1991),1499
- [5] A.J.Davies, G.C.Joshi and M.Matsuda, Phys. Rev. **D44**(1991) 2114;  
Z.Physik **C52**(1991) 97