

博士論文

B 中間子における CP 対称性の破れと  
超対称性粒子の効果

山本 恵

新潟大学大学院 自然科学研究科 博士後期課程  
数理物質科学専攻  
素粒子論研究室

# 目次

1	はじめに	3
2	B 中間子における CP 対称性の破れと標準模型	4
2.1	CKM 行列	4
2.2	ユニタリー三角形	5
2.3	CP asymmetry	8
3	観測量とその評価	9
3.1	Effective Theory	9
3.2	Factorization	12
3.3	Mass difference $\Delta M_d, \Delta M_s$	13
3.4	$\epsilon_K$	15
3.5	Non-leptonic CP asymmetry(Time dependent CP asymmetry)	18
3.5.1	$S_{J/\psi K_S}, S_{J/\psi \phi}$	18
3.5.2	$S_{\phi K_S}, S_{\eta' K_S}$	19
3.5.3	$S_{\phi \phi}, S_{\eta' \phi}$	20
3.5.4	$S_{K_0 \bar{K}_0}$	21
3.6	Semileptonic violating CP asymmetry $a_{\text{sl}}^d, a_{\text{sl}}^s$	22
3.7	$b \rightarrow s\gamma$ decay	24
3.7.1	Branching ratio $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$	24
3.7.2	Direct CP asymmetry $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}$	24
3.8	Chromoelectric dipole moment of strange quark $d_C^s$	25
3.9	$\epsilon_K - S_{J/\psi K_S}$ tension	25
4	B 中間子における CP 対称性の破れと超対称性模型	28
4.1	超対称性標準模型とフレーバー混合	28
4.2	Model 1 : Mass Insertion basis	31
4.2.1	数値計算	33
4.3	Model 2 : Mass eigenvalue basis	37
4.3.1	数値計算	38
5	まとめ	46
A	ウィルソン係数	48
B	ループ関数	49
C	$\Delta F = 2$ プロセスでの超対称性粒子の寄与	50

D	$\Delta F = 1$ プロセスでの超対称性粒子の寄与	54
E	cEDM	54

# 1 はじめに

C P 対称性は、粒子と反粒子間の対称性であり、宇宙の物質生成の鍵となる基本的な対称性の一つである。この C P 対称性が破れていること (C P 非対称) が、1964 年に K 中性中間子の崩壊過程において発見された。この現象は 1973 年小林と益川によって三代クォークの枠組み (小林 益川モデル) で説明された。その後、トップクォークが発見され、また、B ファクトリー実験で C P 非対称の予言と実験値が一致したことから、小林 益川モデルの正しさが確かめられた。このように、C P 対称性の破れは素粒子標準模型の確立において重要な役割を果たしてきた。

現在まで素粒子の諸現象は、この標準模型でうまく説明できている。しかし、標準模型はあるエネルギー領域まで成り立つ有効理論と考えられており、この標準模型を超える新しい物理を探求することが課題となっている。新しい物理を探しあてる方法として、加速器のエネルギーを上げて新粒子を直接作り出す直接探査と、量子効果を通じて低エネルギー側の物理に出てくる影響を調べる間接探査の二つがある。現在稼働している大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) において、ヒッグス粒子が発見されたことは記憶に新しい。しかし、新粒子の存在証拠は未だ得られず、超対称模型といった、新しい物理の質量の下限は 1 TeV のエネルギースケールまで上がっている。一方で、LHC 実験は B 中間子を多量に生成するフレーバーファクトリーという面も持ち合わせており、C P 非対称といった新しい物理に敏感な物理量に関する精密実験 (LHCb) も進んでいる。新物理の兆候が直接探査で見つかっていない状況を考えると、新粒子の質量の下限を踏まえ、B 中間子の C P 対称性の破れや稀少崩壊の新しい実験結果をインプットにし、系統的な解析を行うことが標準理論を超える理論の手掛かりを得るために必要である。

本論文では、新しい物理の有力候補である超対称性模型を導入し、B 中間子の崩壊過程に対する超対称粒子スクォークの寄与を系統的に研究した。超対称性模型を導入したことで新たな C P 位相が加わるため、C P 非対称への超対称粒子による寄与を見積もり実験値との比較をすることが重要となる。今回は超対称粒子の中でも、クォーク・スクォーク・グルイーノ相互作用の寄与を主に検討した。

まず、標準模型の理論値と実験値が誤差の範囲内ですでに一致している物理量から、超対称性模型のパラメータに制限をつけた。具体的には、Bd 中間子・Bs 中間子の質量差、時間依存 C P 非対称の大きさ、Direct CP 非対称の大きさ、 $b \rightarrow s\gamma$  崩壊における崩壊分岐比、ストレンジクォークの Chromo-電気双極子モーメントなどからの制限を考慮した。これらの制限から得られた超対称性模型のパラメータを用いて、現在精密測定が進められている  $B_s \rightarrow \phi\phi$  崩壊における C P 非対称や、Bd, Bs 中間子崩壊における Semi-leptonic CP 非対称等を計算し、LHCb 実験、BelleII 実験等での検証可能性を明らかにした。特に、Bs 中間子の崩壊過程における C P 非対称は LHCb で初めて観測されたものであり、Bs 中間子の C P 非対称の予言は、この研究の独創的な点である。

## 2 B 中間子における CP 対称性の破れと標準模型

### 2.1 CKM 行列

標準模型において、CP 対称性の破れのソースは弱い相互作用に起因している。弱荷電カレントは、

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma_\mu d_L W_\mu^+ + \text{h.c.} \quad (2.1)$$

ここで、 $d_L, u_L$  は弱い相互作用の固有状態であり、

$$\bar{u}_L = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \quad d_L = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L.$$

これを質量固有状態に

$$d_L^{\text{mass}} = V_{dL} d_L \quad u_L^{\text{mass}} = V_{uL} d_L$$

を使って書き換えると、

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^{\text{mass}} \gamma_\mu (V_{uL}^\dagger V_{dL}) d_L^{\text{mass}} W_\mu^+ + \text{h.c.} \quad (2.2)$$

この  $(V_{uL}^\dagger V_{dL}) \equiv V_{\text{CKM}}$  は u タイプクォークと d タイプクォークの世代間の混合を意味し、この世代間の混合行列  $V_{\text{CKM}}$  はカビボ 小林 益川行列と呼ばれている。

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

CKM 行列のもつ物理的な自由度を考えてみる。世代数を  $N$  とすると、 $N \times N$  ユニタリー行列の自由度は  $N^2$  である。このうち、 $(2N - 1)$  個はクォークの位相回転の自由度として吸収できる。1 個引いているのは、すべての波動関数を同時に回転させるのは行列を変化させないからである。ゆえに CKM 行列の物理的自由度は

$$N^2 - (2N - 1) = (N - 1)^2 \quad (2.4)$$

である。このうち、世代間の回転の自由度は  $N(N - 1)/2$  個あるので、

$$(N - 1)^2 - \frac{N(N - 1)}{2} = \frac{(N - 1)(N - 2)}{2} \quad (2.5)$$

がCKM行列の複素位相である。一般に、理論中の結合定数が場の位相の自由度で吸収できない複素位相を持つとき、CP対称性の破れが起こる。このような位相が残るためには最低3つの世代が必要なことを指摘したのが小林・益川理論であり、実際にこうした世代間混合の位相によってCPの破れの存在が説明できる [1]。

CKM(カビボ・小林・益川)行列は、次のようなパラメーター表記がよく用いられる。

$$\begin{aligned}
V_{\text{CKM}} &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \\
&\quad (\text{PDG 表記}, c_{ij} = \cos\phi_{ij}, s_{ij} = \sin\phi_{ij}, \delta: \text{CP 位相}) \\
&= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda_c^2}{2} & \lambda_c & A\lambda_c^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda_c & 1 - \frac{\lambda_c^2}{2} & A\lambda_c^2 \\ A\lambda_c^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda_c^2 & 1 \end{pmatrix} \\
&\quad + \begin{pmatrix} -\frac{1}{8}\lambda_c^4 + O(\lambda_c^6) & O(\lambda_c^7) & 0 \\ +\frac{1}{2}A^2\lambda_c^5(1 - 2(\rho - i\eta)) & -\frac{1}{8}\lambda_c^4(1 + 4A^2) + O(\lambda_c^6) & O(\lambda_c^8) \\ \frac{1}{2}A\lambda_c^5(\rho + i\eta) + O(\lambda_c^7) & \frac{1}{2}A\lambda_c^4(1 - 2(\rho + i\eta)) + O(\lambda_c^6) & -\frac{1}{2}A^2\lambda_c^4 + O(\lambda_c^6) \end{pmatrix} \\
&\quad (\text{Wolfenstein 表記})
\end{aligned} \tag{2.6}$$

1、2世代の混合の大きさを表す $\lambda_c$ をカビボ角と呼ぶ。先の表記での独立パラメータが $\phi_{12}, \phi_{13}, \phi_{23}, \delta$ にあるのに対し、Wolfenstein表記では $\lambda, A, \rho, \eta$ である。Wolfenstein表記は $\lambda_c = s_{12}$ で展開したもので、 $O(\lambda_c^3)$ までの近似式がよく用いられる。小林・益川の階層性をよく表しているため、便利である。

CKM行列要素で作られる量にJarlskog invariant  $J$  というものがあり、

$$\text{Im}[V_{ij}V_{kl}V_{il}^*V_{kj}^*] \equiv J \sum_{m,n} \epsilon_{ikm}\epsilon_{jln} \tag{2.7}$$

と定義され、これはクォークの位相変換に対して不変である。PDGやWolfensteinの表記では、

$$J = c_{12}c_{23}c_{13}^2s_{12}s_{23}s_{13}\sin\delta' = A^2\lambda_c^6\eta + O(\lambda_c^8) \tag{2.8}$$

となる。

## 2.2 ユニタリー三角形

CKM行列はユニタリ行列であるので、 $V_{\text{CKM}}V_{\text{CKM}}^\dagger = 1$  である。ゆえに

$$V_{\text{ud}}^*V_{\text{us}} + V_{\text{cd}}^*V_{\text{cs}} + V_{\text{td}}^*V_{\text{ts}} = \delta_{ds} = 0 \tag{2.9}$$

このような条件を6つ得ることが出来る。CKM 行列要素は複素数であるので、3つの項それぞれを複素平面上にベクトルとして書くことが出来、また和が0であることから図1のような三角形を描くことが出来る。これをユニタリー三角形と呼ぶ。三角形の面積は

$$\text{area} = \frac{\eta A^2 \lambda^6}{2} = \frac{|J|}{2} \quad (2.10)$$

であり、すべてのユニタリー三角形の面積は同じであることがわかる。

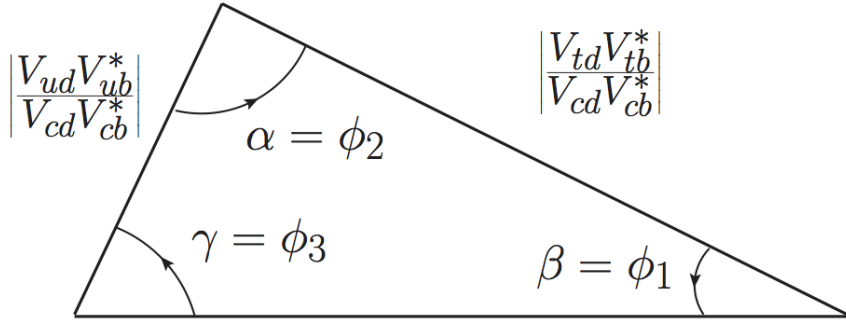


図 1:  $B_d$  中間子の物理に関わるユニタリー三角形

- $B_d$  中間子

最も重要なユニタリー三角形は以下の式で与えられる。

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (2.11)$$

この三角形のそれぞれの角は、後に詳しく扱うが  $B_d^0, \bar{B}_d^0$  の non-leptonic decay における CP asymmetry を測定することで決定できる。

$$\begin{aligned} \beta = \phi_1 &= \pi - \arg \left( \frac{-V_{tb}^* V_{td}}{-V_{cb}^* V_{cd}} \right) \quad (\Leftarrow B_d \rightarrow J/\psi K_s) \\ \alpha = \phi_2 &= \arg \left( \frac{V_{tb}^* V_{td}}{-V_{ub}^* V_{ud}} \right) \quad (\Leftarrow B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-) \\ \gamma = \phi_3 &= \arg \left( \frac{V_{ub}^* V_{ud}}{-V_{cb}^* V_{cd}} \right) \quad (\Leftarrow B_s \rightarrow K_s \rho^0) \end{aligned} \quad (2.12)$$

$\phi_1, \phi_2, \phi_3$  は、それぞれ  $\beta, \alpha, \gamma$  と表記することもある。

三角形の各辺の大きさは、 $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* \simeq V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} = 0$  より、 $B_d^0, \bar{B}_d^0$  の崩壊幅  $|V_{ub}|, |V_{cb}|$  と  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  混合の大きさ  $|V_{td}|$  を測定することにより決定

できる。

三つの角  $\phi_1, \phi_2, \phi_3$ 、三つの辺  $V_{ud}V_{ub}^*, V_{cd}V_{cb}^*, V_{td}V_{tb}^*$  の大きさはすべて独立に決定できる。すべての測定値とあわせて、三角形が閉じているかどうかをテストすることで、小林・益川理論で CP 非保存を記述出来ることを検証することが出来る。B factory 等の実験によって測られた物理量から、この三角形は図 4 のように決定されている [2]。

- $K$  中間子

$$V_{ud}^*V_{us} + V_{cd}^*V_{cs} + V_{td}^*V_{ts} = 0 \quad (2.13)$$

三角形の大きさは CP 対称性の破れの大きさを示している。 $K$  中間子の物理に関わるユニタリー三角形は、 $B_d$  中間子のものよりひしゃげた形になっていることがわかる (図 2)。これは  $K$  中間子の CP 対称性の破れは  $B_d$  中間子に比べて小さいことを示している。

$K$  中間子の CP 対称性の破れは  $B_d$  中間子に比べて小さいが、終状態が寿命差の大きい  $K_S, K_L$  という状態に崩壊する特別な中間子だったため、CP 対称性の破れが見やすかったというわけである。

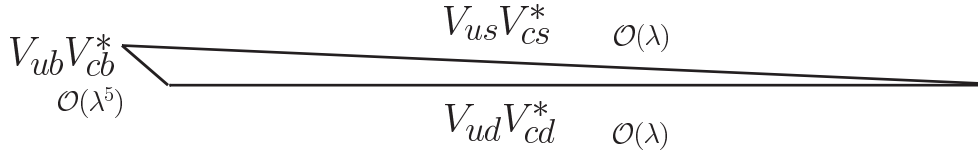


図 2:  $K$  中間子の物理に関わるユニタリー三角形

- $B_s$  中間子

$$V_{us}^*V_{ub} + V_{cs}^*V_{cb} + V_{ts}^*V_{tb} = 0 \quad (2.14)$$

$B_s$  中間子の物理に関わるユニタリー三角形は、 $K$  中間子と同様に  $B_d$  中間子のものよりひしゃげた形になっていることがわかる (図 3)。これは  $B_s$  中間子の CP 対称性の破れは  $B_d$  中間子に比べて小さいことを示している。 $B_d$  中間子と同様に、B factory や LHCb 等の実験から測られた物理量から、この三角形は図 5 のように決定されている [2]。



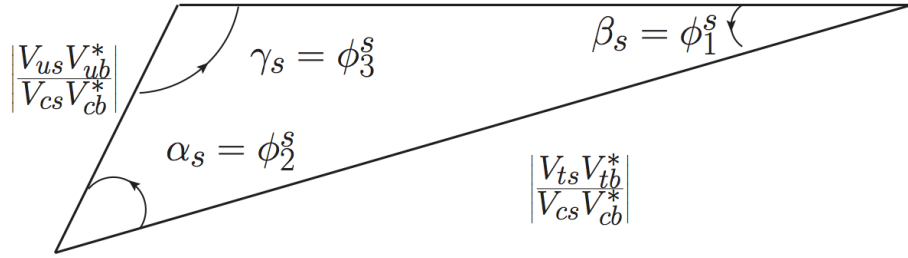


図 3:  $B_s$  中間子の物理に関わるユニタリー三角形

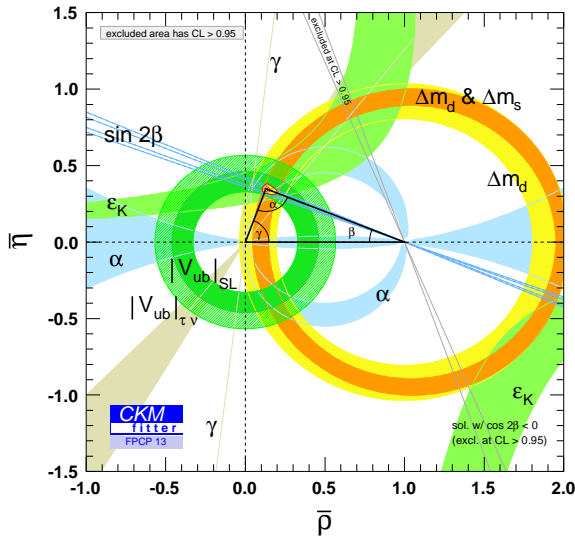


図 4: B 中間子系でのユニタリー三角形への制限 [2]

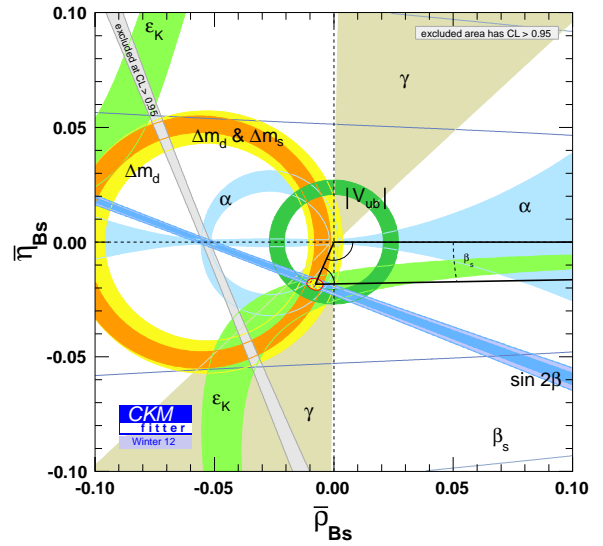


図 5:  $B_s$  中間子系でのユニタリー三角形への制限 [2]

### 2.3 CP asymmetry

もし CP 対称性が保たれているならば、粒子と反粒子の確率振幅は等しくなるはずである。ゆえに、粒子と反粒子の確率振幅の非対称度を示す次のような量を測定することで、CP 対称性が保たれているかどうか分かる。

$$A \equiv \frac{\Gamma(P^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(\bar{P}^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(P^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{P}^0(t) \rightarrow f)} \quad (2.15)$$

これを CP asymmetry と呼ぶ。

$$\text{if } A \neq 0 \Rightarrow \text{CP violation} \quad (2.16)$$

### 3 観測量とその評価

B 中間子などの中間子は図 10 ように、標準模型では W ボゾンを介して混合を起こすことが知られている。B 中間子混合の場合、混合前後でのボトム数の変化は  $\Delta B = 2$  となり、K 中間子混合の場合、混合前後でのストレンジ数の変化は  $\Delta S = 2$  となっている。このプロセスを合わせて  $\Delta F = 2$  プロセスと呼ぶ。一方で、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  崩壊のようなボトム数の変化が  $\Delta B = 1$  のプロセスもあり、このようなプロセスを合わせて  $\Delta F = 1$  プロセスと呼ぶ。

本章では、B 中間子などの物理量を記述する Effective Theory と、本論文のハドロンの評価で用いる Factorization についてまとめた後、B 中間子、K 中間子、Bs 中間子の物理量についてまとめる。

#### 3.1 Effective Theory

中間状態に W ボゾンのような重い粒子が飛ぶループプロセスによって FCNC は起こる。電弱相互作用のエネルギースケールが  $m_W \sim 100\text{GeV}$  とであるのに対し、我々が考えたい B 中間子の崩壊過程のエネルギースケールは  $m_b \sim 5\text{GeV}$  と非常に小さい。このような低エネルギーでの現象では、W ボゾンのような重い粒子を積分した(”つぶしてしまう”)有効理論で記述するのが便利である。こうすることで、B 中間子の反応は軽い粒子( $\sim \text{GeV}$  以下)の相互作用で記述することができる。

例えば、4 フェルミ相互作用  $b \rightarrow c\bar{c}s$  遷移は図 6(a) のように、W ボゾンを介して起こる。外線の運動量は  $m_b$  のエネルギースケールであるので、図 6(b) のように W ボゾンの伝搬関数部分を潰しても、補正は  $\mathcal{O}(m_b^2/m_W^2)$  程度である。

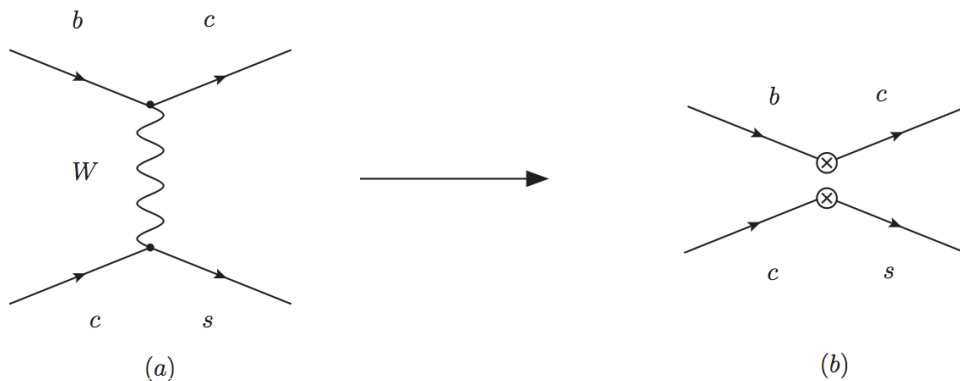


図 6:  $b \rightarrow c\bar{c}s$  遷移

この遷移振幅は、

$$\mathcal{M}(b \rightarrow c\bar{c}s) = \frac{g^2}{q^2 - M_W^2} V_{cb} V_{cs}^* (\bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c) (\bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b) \quad (3.17)$$

$$\xrightarrow{q^2 \ll M_W^2} -\frac{g^2}{M_W^2} V_{cb} V_{cs}^* (\bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c) (\bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b). \quad (3.18)$$

この有効ハミルトニアンは、ウィルソン係数とローカルオペレーターを使って以下のように書ける。

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} C_2 O_2 \quad (3.19)$$

$$\text{ウィルソン係数} \quad C_2 = -V_{cb} V_{cs}^*$$

$$\text{ローカルオペレーター} \quad O_2 = (\bar{s}_i \gamma_\mu P_L c_i) (\bar{c}_j \gamma^\mu P_L b_j)$$

ここで、 $i, j$  はカラーの添字、プロジェクションオペレーター  $P_L = (1 - \gamma_5)/2$  である。また、 $g^2/M_W^2 = G_F/\sqrt{2}$  を使った。

もし QCD 相互作用が無視できるとすると、有効理論を使った上記の表現で十分である。しかし、実際は図 7 のような QCD 相互作用による補正がつく。QCD 相互作用の効果を入れた有効ハミルトニアンは、

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} (C_1(\mu) O_1 + C_2(\mu) O_2) \quad (3.20)$$

$$C_1 = -3 \frac{\alpha_s}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{\mu^2}, \quad C_2 = 1 + \frac{3}{N_c} \frac{\alpha_s}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{\mu^2}$$

$$O_1 = (\bar{s}_i \gamma_\mu P_L c_j) (\bar{c}_j \gamma^\mu P_L b_i), \quad O_2 = (\bar{s}_i \gamma_\mu P_L c_i) (\bar{c}_j \gamma^\mu P_L b_j).$$

QCD 相互作用の効果を取り入れたことで、今までなかった有効演算子  $O_1$  が現れたことがわかる。

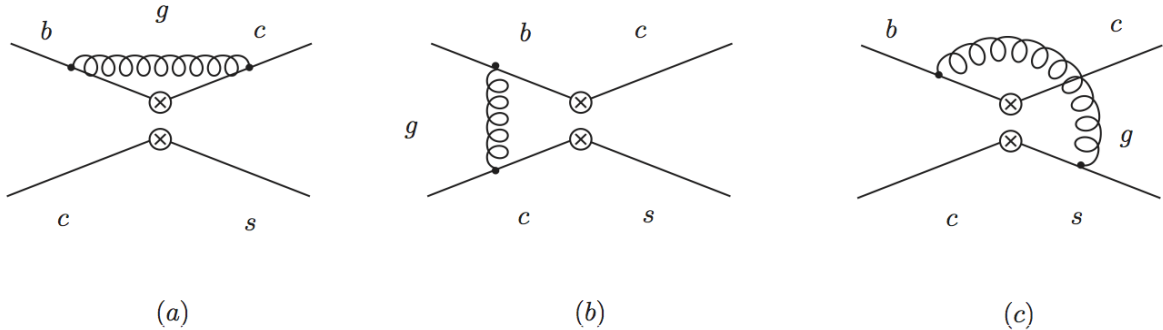


図 7:  $b \rightarrow c\bar{c}s$  遷移への 1 ループ QCD 補正に対応するファイマンダイアグラム

後に我々が考えたい  $\Delta F = 1$  プロセス  $b \rightarrow s, d$  遷移は、上記の current-current 型の有効演算子に加えて、QCD penguin 型、magnetic penguin 型を加えた 8 つの有効演算子で記述出来る [3–5] :

$$H_{eff} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left[ \sum_{q'=u,c} V_{q'b} V_{q's}^* \sum_{i=1,2} C_i O_i^{(q')} - V_{tb} V_{ts}^* \sum_{i=3-6,7\gamma,8G} C_i O_i \right], \quad (3.21)$$

the current-current operator ( 図 8(a) )

$$O_1^{(q')} = (\bar{s}_i \gamma_\mu P_L q'_j) (\bar{q}'_j \gamma^\mu P_L b_i), \quad O_2^{(q')} = (\bar{s}_i \gamma_\mu P_L q'_i) (\bar{q}'_j \gamma^\mu P_L b_j)$$

the QCD penguin operator ( 図 8(b) )

$$O_3 = (\bar{s}_i \gamma_\mu P_L b_i) \sum_q (\bar{q}_j \gamma^\mu P_L q_j), \quad O_4 = (\bar{s}_i \gamma_\mu P_L b_j) \sum_q (\bar{q}_j \gamma^\mu P_L q_i),$$

$$O_5 = (\bar{s}_i \gamma_\mu P_L b_i) \sum_q (\bar{q}_j \gamma^\mu P_R q_j), \quad O_6 = (\bar{s}_i \gamma_\mu P_L b_j) \sum_q (\bar{q}_j \gamma^\mu P_R q_i),$$

the magnetic penguin operator ( 図 8(c) )

$$O_{7\gamma} = \frac{e}{16\pi^2} m_b (\bar{s}_i \sigma^{\mu\nu} P_R b_i) F_{\mu\nu}, \quad O_{8G} = \frac{g_s}{16\pi^2} m_b (\bar{s}_i \sigma^{\mu\nu} P_R T_{ij}^a b_j) G_{\mu\nu}^a,$$

ここで、 $q$  は  $u, d, s, c$  である。ウィルソン係数の詳細は付録 A に記す。

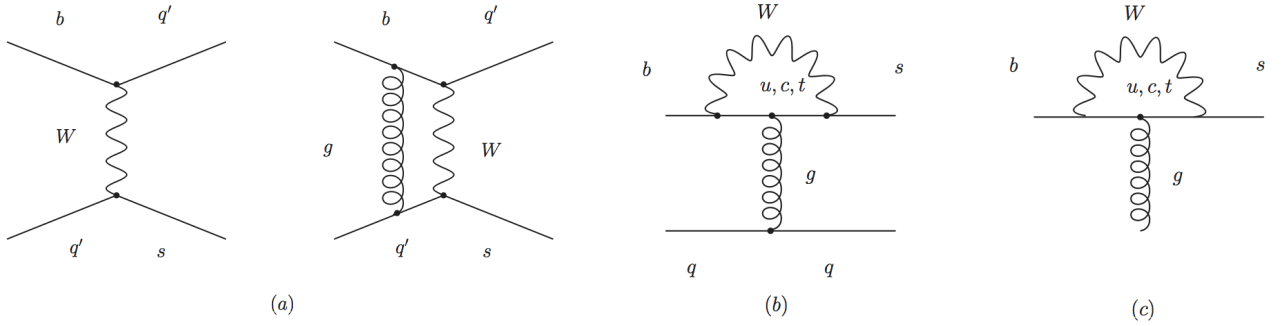


図 8: (a)the current-current operator, (b)the QCD penguin operator, (c)the magnetic penguin operator

例えば、 $B \rightarrow f$  崩壊の崩壊振幅  $\mathcal{A}$  は、この有効演算子を使って次のように書ける。

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(B \rightarrow f) &= \langle f | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle \\ &= \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \sum_i \lambda_i C_i \langle f | \mathcal{O}_i | B \rangle \end{aligned} \quad (3.22)$$

ここで、CKM 行列要素部分を  $\lambda_i$  と表した。ハドロン行列要素  $\langle f | \mathcal{O}_i | B \rangle$  は、本論文でしばしば  $\langle \mathcal{O}_i \rangle$  と略して記す。

### 3.2 Factorization

式 3.22 中に出てきた、ハドロン行列要素  $\langle f | O_i | B \rangle$  の評価法について議論する。ハドロン行列要素の計算は非摂動であるため近似的な評価が必要であり、不定性が大きく評価が難しい部分である。

一般的な”naive factrization” と呼ばれるアプローチについてまとめる。B 中間子が二つの中間子  $M_1, M_2$  に崩壊する、ノンレプトニック崩壊を考える。4 フェルミオペレーター  $O_i$  は、2 つのカレントがかけ合わさった形で書かれている。

$$O_i \equiv j_1 \otimes j_2 \quad (3.23)$$

この 4 フェルミ演算子を 2 つのカレントの行列要素に分けて考える。

$$\langle M_1 M_2 | j_1 \otimes j_2 | B \rangle \sim \langle M_2 | j_1 | 0 \rangle \langle M_1 | j_2 | B \rangle \quad (3.24)$$

このとき、 $B \rightarrow M_1$  遷移に含まれるクォークと、 $M_2$  を構成するクォーク間のグルーオン相互作用は無視することを仮定している。式 3.24 の  $\langle M_2 | j_1 | 0 \rangle$  は崩壊定数、 $\langle M_1 | j_2 | B \rangle$  は form factor を含む項となる。このように、4 フェルミ演算子を 2 つのカレントの行列要素に分けて評価する手法は factorization と呼ばれ、 $B \rightarrow M_1$  と  $M_2$  間のグルーオンの相互作用は無視しているこの手法は特に”naive factorization” と呼ばれている。

例えば、ノンレプトニック崩壊  $B \rightarrow \phi K_S$  の場合を考えよう。この崩壊は標準模型ではツリーレベルで起こらず、図 13 のようなペンギンプロセスで起こる。これを記述する有効演算子は、式 3.21 中の  $O_3 - O_6, O_{8g}$  である。先に述べた factorization を使うと、

$$\langle \phi K_S | j_1 \otimes j_2 | B \rangle \longrightarrow \langle \phi | j_1 | 0 \rangle \langle K_S | j_2 | B \rangle .$$

こうすると、すべてのハドロン行列要素は次の関係式を使って書き下すことが出来る [6, 7]、

$$\langle \phi(p_\phi, \epsilon_\phi) | \bar{s} \gamma_\mu s | 0 \rangle = f_\phi m_\phi^2 \epsilon_\mu^\phi \quad (3.25)$$

$$\langle K_S(p_K) | \bar{s} \gamma_\mu b | B(p_B) \rangle = F_+(t)(p_B + p_K)_\mu + F_-(t)(p_B - p_K)_\mu \quad (3.26)$$

ここで、 $t \equiv (p_B - p_K)^2$ 、 $p$  は運動量、 $\epsilon$  は偏極ベクトル、 $f_\phi$  は崩壊定数、 $F_\pm$  は form factor である。式 3.26 を使って  $O_3 - O_6, O_{8g}$  のハドロン行列要素は次のように得られる。

$$\langle \phi K_S | O_{3,4} | B^0 \rangle = \frac{1}{4} H \left( 1 + \frac{1}{N_c} \right) \quad (3.27)$$

$$\langle \phi K_S | O_5 | B^0 \rangle = \frac{1}{4} H \quad (3.28)$$

$$\langle \phi K_S | O_6 | B^0 \rangle = \frac{1}{4} H \frac{1}{N_c} \quad (3.29)$$

$$\langle \phi K_S | O_{8g} | B^0 \rangle = \kappa \frac{\alpha_s}{2\pi} H \frac{N_c^2 - 1}{2N_c^2} \quad (3.30)$$

$$H \equiv 2(p_B \cdot \epsilon_\phi) f_\phi m_\phi^2 F_+(m_\phi^2)$$

ここで、 $N_C$  はカラーの数である。これらを簡略化すると、次のように書ける。

$$\begin{aligned}\langle O_3 \rangle &= \langle O_4 \rangle = \left(1 + \frac{1}{N_c}\right) \langle O_5 \rangle, \quad \langle O_6 \rangle = \frac{1}{N_c} \langle O_5 \rangle, \\ \langle O_{8G} \rangle &= \frac{\alpha_s(m_b)}{8\pi} \left( -\frac{2m_b}{\sqrt{\langle q^2 \rangle}} \right) \left( \langle O_4 \rangle + \langle O_6 \rangle - \frac{1}{N_c} (\langle O_3 \rangle + \langle O_5 \rangle) \right),\end{aligned}\quad (3.31)$$

ここで、 $\langle q^2 \rangle = 6.3 \text{ GeV}^2$  である。本論文で Time dependent CP asymmetry を評価する際は、この関係式を用いる。

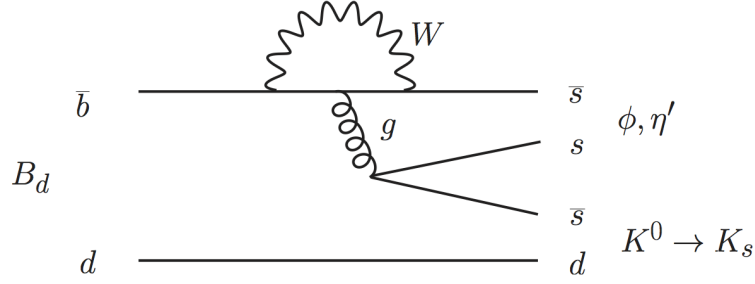


図 9: ノンレプトニック崩壊  $B \rightarrow \phi K_S$

### 3.3 Mass difference $\Delta M_d, \Delta M_s$

質量行列の非対角成分は以下のように与えられる。

$$\langle B^0 | \mathcal{H}^{\Delta B=2} | \bar{B}^0 \rangle \equiv M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \quad (3.32)$$

ここで  $M_{12}$  は質量項、 $\Gamma_{12}$  は崩壊項と呼ばれている。

$$\Delta M_B = -2|M_{12}|$$

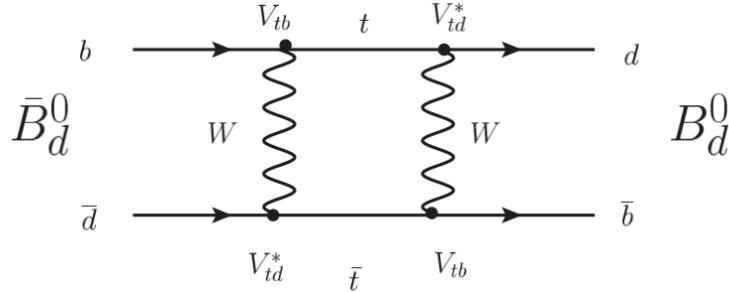


図 10:  $B^0 - \bar{B}^0$  混合をあらわすボックスダイアグラム

$B^0 - \bar{B}^0$  混合は、標準模型においては W ボゾンを介したボックス型の形で起こる (図 10)。内線にはすべてのアップタイプクォークが飛び得るが、 $m_t$  に比べて  $m_{u,c}$  が十分小さいことから最も大きな寄与であるトップループのみを考えても十分によい近似である。この有効ハミルトニアンは以下のように書き下せる [8]。

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\Delta B=2} = \left( \frac{G_F}{4\pi} \right)^2 M_W^2 \hat{\eta}_B (V_{tb} V_{tq})^2 S_0(x_t) (\bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b) (\bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b) \quad (3.33)$$

ここで、 $\hat{\eta}_B$  は QCD radiative correction であり、ループ関数は

$$S_0(x_t) = \frac{4x_t - 11x_t^2 + x_t^3}{4(1 - x_t)^2} - \frac{3x_t^3 \ln x_t}{2(1 - x_t)^3} \left( x_t = \frac{m_t^2}{M_W^2} \right), \quad (3.34)$$

と与えられる。hadronic matrix element は

$$\langle B^0 | \mathcal{O}^{\Delta B=2} | \bar{B}^0 \rangle \equiv -\frac{4}{3} B_B F_B^2 M_B \quad (3.35)$$

ここで、 $\mathcal{O}^{\Delta B=2} = (\bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b) (\bar{d} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b)$  と置いた。 $F_B$  は decay constant であり、 $B_B$  はのちに議論するが、bag factor と呼ばれている。質量項は

$$\begin{aligned} M_{12}^{B,\text{SM}} &= \langle B^0 | \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\Delta B=2} | \bar{B}_0 \rangle \\ &= -\frac{4}{3} \left( \frac{G_F}{4\pi} \right)^2 M_W^2 \hat{\eta}_B (V_{tb} V_{tq})^2 S_0(x_t) B_q F_{B_q}^2 M_{B_q} \end{aligned} \quad (3.36)$$

#### New physics effect on $M_{12}$

のちに導入する超対称性模型のような新物理が存在する場合、B 中間子混合は標準模型の寄与のみではなく、新物理の寄与によって起こる可能性がある。新物理の寄与を考えた時、次のようなパラメーター化が便利である。

$$M_{12}^q = M_{12}^{q,\text{SM}} + M_{12}^{q,\text{NP}} = M_{12}^{q,\text{SM}} (1 + h_q e^{2i\sigma_q}), \quad (q = d, s) \quad (3.37)$$

$h_q$  が新物理の寄与の大きさ、 $\sigma_q$  が標準模型と新物理の相対位相である。ここで、今後崩壊項  $\Gamma_{12}$  には新物理の寄与を考えない。なぜなら本論文で新物理として導入した超対称性粒子は、ツリーレベルでの崩壊が R パリティによって禁止されているため、標準模型の寄与がツリーレベル崩壊  $b \rightarrow c\bar{c}s$ ,  $\tau^+ \tau^- s$  などによって支配されている崩壊項  $\Gamma_{12}$  に影響を与えないと考えられるからである。ゆえに、 $\Gamma_{12}^q = \Gamma_{12}^{q,\text{SM}}$  と考える。

このパラメーター  $h_q$  and  $\sigma_q$  は、CKMfitter によって実験から許される範囲が示されている。[2].

### 3.4 $\epsilon_K$

これまで考えてきたのは、内部に重い粒子が飛び摂動計算できる、short distance dynamics である。しかしブラックボックスの中は本当は何が媒介しているのかわからない。K 中間子混合は  $K^0 \rightarrow \pi^0, \eta, \eta', 2\pi \rightarrow \bar{K}^0$  のような off-shell 遷移からの寄与も持ち得るのだ。このようなプロセスを long distance dynamics と呼び、lattice 計算のような非摂動的手法で評価するしかない。実部分  $\Delta M_K$  は long distance、short distance 両方の寄与を持ち得るが、CP の破れを引き起こす  $M_{12}^K$  の虚部分は、short distance からのみによって生じることに注意が必要である。

B 中間子は重い中間子であったため、long distance の効果を無視した short distance のみの評価で十分であった。しかし K 中間子は B 中間子に比べて軽いため ( $m_K \sim 5\text{MeV}$ 、 $m_B \sim 5\text{GeV}$  と約 1/10 である) long distance の寄与が無視できない。ゆえに、short distance のみを考えてもよい近似であった B 中間子とは違ったアプローチが必要となる。

歴史的に見ると、K 中間子における CP 対称性の破れは 1964 年に  $K_L \rightarrow 2\pi$  崩壊が観測されたことによって発見された。CP 固有値が  $-1$  である CP 固有状態  $K_L$  から、CP 固有値が  $+1$  である  $2\pi$  への崩壊は CP 不変であるならば禁止されているはずだが、これが観測されたのである。CP の破れの度合いを以下のように表すことが出来る。

$$\eta_{+-} \equiv \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H_W | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H_W | K_S \rangle}, \quad \eta_{00} \equiv \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_W | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_W | K_S \rangle} \quad (3.38)$$

これらは複素数であり、その絶対値は崩壊比から測られ、 $\eta_{+-}$  の場合は

$$|\eta_{+-}|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad (3.39)$$

このような量から絶対値は測ることが出来る。実験から

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &= (2.275 \pm 0.019) \times 10^{-3} \\ |\eta_{00}| &= (2.285 \pm 0.019) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (3.40)$$

となることがわかり、 $K_L \rightarrow 2\pi$  崩壊では、わずかではあるが CP 対称性が破れている。

$\eta_{+-}, \eta_{00}$  を次のように定義する。

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &\equiv \epsilon_K + \epsilon'_K \\ \eta_{00} &\equiv \epsilon_K - 2\epsilon'_K \end{aligned} \quad (3.41)$$

ここで、 $\epsilon_K, \epsilon'_K$  は次のように書ける [8]。

$$\begin{aligned} \epsilon_K &= \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_0}{A_0} \right) \\ \epsilon'_K &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{A_2}{A_0} e^{i\delta_2 - \delta_0} \frac{q}{p} \left( \frac{\bar{A}_0}{A_0} - \frac{\bar{A}_2}{A_2} \right) \end{aligned} \quad (3.42)$$



K 中間子の CPV が小さいという近似を使うと、

$$\begin{aligned}\epsilon_K &\approx e^{i\phi_\epsilon} \sin \phi_\epsilon \left( -\frac{\text{Im}(M_{12}^K)}{\Delta M_K} + \xi_0 \right) \\ \epsilon'_K &\approx -\frac{i}{\sqrt{2}} \frac{A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} (\xi_0 - \xi_2)\end{aligned}\quad (3.43)$$

$\epsilon_K$  は混合部分からの CPV を、 $\epsilon'_K$  は崩壊部分からの CPV に対応している。 $\epsilon_K$  第一項目は short distance、第二項目は long distance の寄与を意味する。

$$\epsilon_K = e^{i\phi_\epsilon} \sin \phi_\epsilon \left( \frac{\text{Im}(M_{12}^K)}{\Delta M_K} + \xi \right), \quad \xi = \frac{\text{Im}A_0}{\text{Re}A_0}, \quad \phi_\epsilon = \tan^{-1} \left( \frac{2\Delta M_K}{\Delta \Gamma_K} \right), \quad (3.44)$$

ここで  $A_0$  は  $K \rightarrow \pi\pi$  崩壊におけるアイソスピン 0 の振幅である。

$\Delta S = 2$  の有効ハミルトニアンは次のように書ける：

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\Delta S=2} = \left( \frac{G_F}{4\pi} \right)^2 M_W^2 \left( \eta_{cc} \lambda_c^2 E(x_c) + \eta_{tt} \lambda_t^2 E(x_t) + 2\eta_{ct} \lambda_c \lambda_t E(x_c, x_t) \right) (\bar{d}\gamma_\mu (1-\gamma_5)s)(\bar{d}\gamma^\mu (1-\gamma_5)s). \quad (3.45)$$

hadronic matrix element は

$$\langle K^0 | \mathcal{O}^{\Delta S=2} | \bar{K}^0 \rangle = -\frac{4}{3} B_K F_K^2 M_K \quad (3.46)$$

ここで、 $\mathcal{O}^{\Delta S=2} = (\bar{d}\gamma_\mu (1-\gamma_5)s)(\bar{d}\gamma^\mu (1-\gamma_5)s)$  と置いた。 $F_K$  は K 中間子の decay constant であり、 $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  崩壊から精度よく測られている。 $B_K$  は bag factor と呼ばれていて、hadronic matrix element の非摂動の効果を意味している [9, 10]。定義は

$$\begin{aligned}B_K &= \frac{\langle K^0 | \mathcal{O}^{\Delta S=2} | \bar{K}^0 \rangle}{\frac{8}{3} \langle K^0 | (\bar{d}\gamma_\mu (1-\gamma_5)s) | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{d}\gamma^\mu (1-\gamma_5)s) | \bar{K}^0 \rangle} \\ &= \frac{\langle K^0 | \mathcal{O}^{\Delta S=2} | \bar{K}^0 \rangle}{\frac{8}{3} F_K^2 M_K^2}\end{aligned}$$

であり、lattice で直接計算した  $\mathcal{O}^{\Delta S=2}$  と真空近似との比をとったものである。近年、この lattice 計算の精度が非常によくなっており、最新結果は以下のとおりである [50]。

$$\hat{B}_K = 0.73 \pm 0.03 \quad (3.47)$$

$\hat{B}_K$  は  $B_K$  をくりこみ不変な量に変換したものである [9]。

$$\hat{B}_K = \left( \frac{\bar{g}(\mu)^2}{\pi} \right)^{-\gamma_0/(2\beta_0)} \exp. \left( \int_0^{\bar{g}(\mu)} dg \left( \frac{\gamma(g)}{\beta(g)} + \frac{\gamma_0}{\beta_0 g} \right) \right) B_K(\mu) \quad (3.48)$$

$$\frac{d\bar{g}}{d\ln\mu} = \beta(\bar{g}), \quad \frac{d\mathcal{Q}_R^{\Delta S=2}}{d\ln\mu} = -\gamma(\bar{g}) \mathcal{Q}_R^{\Delta S=2}$$

$$\beta(g) = -\beta_0 \frac{g^3}{(4\pi)^2} - \beta_1 \frac{g^5}{(4\pi)^4} - \dots, \quad \gamma(g) = \gamma_0 \frac{g^2}{(4\pi)^2} + \gamma_1 \frac{g^4}{(4\pi)^4} + \dots$$

$$\beta_0 = \left\{ \frac{11}{3}N - \frac{2}{3}N_f \right\}, \quad \beta_1 = \left\{ \frac{34}{3}N^2 - N_f \left( \frac{13}{3}N - \frac{1}{N} \right) \right\},$$

$$\gamma_0 = \frac{6(N-1)}{N}, \quad \gamma_1 = \frac{N-1}{2N} \left\{ -21 + \frac{57}{N} - \frac{19}{3}N + \frac{4}{3}N_f \right\}.$$

$\epsilon_K$  は  $B_K$  パラメータに比例しているためこの精度は重要であり、のちに議論する  $\epsilon_K - S_{J/\psi K_S}$  tension に大きく影響を及ぼす。質量項  $M_{12}^K$  は以下のように書ける：

$$\begin{aligned} M_K^{12, \text{SM}} &= \langle K | \mathcal{H}^{\Delta F=2} | \bar{K} \rangle \\ &= -\frac{4}{3} \left( \frac{G_F}{4\pi} \right)^2 M_W^2 \hat{B}_K F_K^2 M_K \\ &\quad \times \left( \eta_{cc} (V_{cs} V_{cd}^*)^2 E(x_c) + \eta_{tt} (V_{ts} V_{td}^*)^2 E(x_t) + 2\eta_{ct} (V_{cs} V_{cd}^*) (V_{ts} V_{td}^*) E(x_c, x_t) \right) \end{aligned} \quad (3.49)$$

ここで  $E(x)$  は one-loop 関数である [11]。式 (3.49) を式 (3.44) に代入すると  $\epsilon_K$  が得られる。

ここで、3.9 章で議論する時に便利のように、 $|\epsilon_K^{\text{SM}}|$  を Wolfenstein パラメータを使って書き下しておく。

$$\begin{aligned} |\epsilon_K^{\text{SM}}| &= \kappa_\epsilon C_\epsilon \hat{B}_K |V_{cb}|^2 \lambda^2 \bar{\eta} \left( |V_{cb}|^2 (1 - \bar{\rho}) \eta_{tt} E(x_t) - \eta_{cc} E(x_c) + \eta_{ct} E(x_c, x_t) \right) \\ &= \kappa_\epsilon C_\epsilon \hat{B}_K |V_{cb}|^2 \lambda^2 \left( \frac{1}{2} |V_{cb}|^2 R_t^2 \sin(2\beta) \eta_{tt} E(x_t) + R_t \sin \beta (-\eta_{cc} E(x_c) + \eta_{ct} E(x_c, x_t)) \right), \end{aligned} \quad (3.50)$$

ここで

$$C_\epsilon = \frac{G_F^2 F_K^2 m_K M_W^2}{6\sqrt{2}\pi^2 \Delta M_K}, \quad (3.51)$$

また

$$\bar{\rho} = \rho \left( 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 \right), \quad \bar{\eta} = \eta \left( 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 \right) \quad (3.52)$$

suppression factor  $\kappa_\epsilon$  は  $\xi \neq 0$  として  $\phi_\epsilon < \pi/4$  の効果を表しており、Buras and Guadagnoli [12] によって以下のように与えられている：

$$\kappa_\epsilon = 0.92 \pm 0.02 \quad . \quad (3.53)$$

式 (3.50)2 行目は、以下の Wolfenstein パラメータ間における関係式を使った。

$$R_t \sin \beta = \bar{\eta}, \quad R_t \cos \beta = 1 - \bar{\rho}, \quad (3.54)$$

ここで、 $R_t$  は次のように書ける：

$$R_t = \frac{1}{\lambda} \frac{|V_{td}|}{|V_{ts}|} = \frac{1}{\lambda} \frac{F_{B_s} \sqrt{B_s}}{F_B \sqrt{B}} \sqrt{\frac{M_{B_s}}{M_{B^0}}} \sqrt{\frac{\Delta M_{B^0}^{\text{exp}}}{\Delta M_{B_s}^{\text{exp}}}}. \quad (3.55)$$

New physics effect on  $\epsilon_K$

K 中間子混合に、後に新しい物理の効果を考える。

$$\epsilon_K = \epsilon_K^{\text{SM}} + \epsilon_K^{\text{NP}}. \quad (3.56)$$

ここで、式 (3.37) と同様にして質量項に新物理の効果を加えたものが  $\epsilon_K^{\text{SM}} + \epsilon_K^{\text{NP}}$  である。

### 3.5 Non-leptonic CP asymmetry (Time dependent CP asymmetry)

#### 3.5.1 $S_{J/\psi K_S}, S_{J/\psi \phi}$

$B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ 、 $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  崩壊における Time dependent CP asymmetry は、ユニタリ三角形の  $\beta(\beta_s)$  角に対応するゴールドンモードであり、Belle 実験や LHCb 実験で積極的に測られている重要な物理量である。これらはツリーレベルで崩壊し (図 11、図 12)、混合してから崩壊する場合と直接崩壊する場合との二つの経路の干渉で CP を破る位相があらわれる。このタイプは Mixing-induced CP violation と呼ばれている。

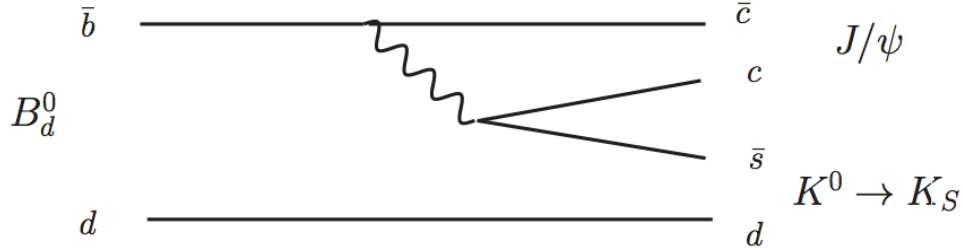


図 11:  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$  崩壊

$B^0$ 、 $B_s$  崩壊における Time dependent CP asymmetry は以下のように定義される [13]。

$$S_f = \frac{2\text{Im}\lambda_f}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad (3.57)$$

ここで

$$\lambda_f = \frac{q}{p} \bar{\rho}, \quad \frac{q}{p} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^{q*}}{M_{12}^q}}, \quad \bar{\rho} \equiv \frac{\bar{A}(\bar{B}_q^0 \rightarrow f)}{A(B_q^0 \rightarrow f)}. \quad (3.58)$$

$B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ 、 $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  崩壊において、 $\lambda_{J/\psi K_S}$  そして  $\lambda_{J/\psi \phi}$  はそれぞれ以下のようにならわせる：

$$\lambda_{J/\psi K_S} \equiv -e^{-i\phi_d}, \quad \lambda_{J/\psi \phi} \equiv e^{-i\phi_s}. \quad (3.59)$$

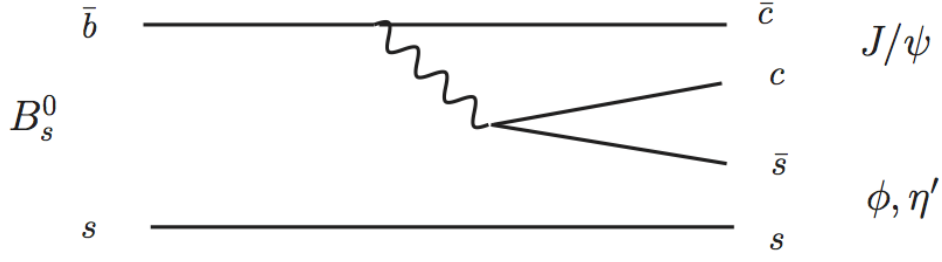


図 12:  $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  崩壊

標準模型では、位相  $\phi_d$  は  $B^0$  のユニタリー三角形の角度であった  $\beta$  を用いて  $\phi_d = 2\beta$  と与えられる。一方、 $\phi_s$  は  $B_s$  のユニタリー三角形の角度であった  $\beta_s$  を用いて  $\phi_s = -2\beta_s$  と与えられる。 $\phi_d$  をインプットすると、 $\phi_s$  の標準模型での予言値が以下のように求めている [14] :

$$\phi_s = -0.0363 \pm 0.0017 . \quad (3.60)$$

その際、崩壊部分の相対位相は小さい ( $|\rho| = 1$ ) ことを使っている。最近の実験値は以下のようになっている [15, 16] :

$$\sin \phi_d = 0.679 \pm 0.020 , \quad \phi_s = 0.07 \pm 0.09 \pm 0.01 , \quad (3.61)$$

#### New physics effect on $\epsilon_K$

the gluino-squark-quark のような新物理の効果があつた場合、その寄与は以下のようにあらわせる。

$$\phi_d = 2\beta + \arg(1 + h_d e^{2i\sigma_d}) , \quad \phi_s = -2\beta_s + \arg(1 + h_s e^{2i\sigma_s}) , \quad (3.62)$$

ここで、 $\beta(\beta_s)$  は CKM 行列要素を使って与えられる。

#### 3.5.2 $S_{\phi K_S}, S_{\eta' K_S}$

さきほど考えた  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ 、 $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  崩壊はツリーレベル崩壊であつたが、今度は 1 ループで起こる崩壊での CP asymmetry に目を向ける。ループで起きる分標準模型の寄与が元々小さいため、新物理の感度が高い事が期待される。

まずは  $b \rightarrow s$  遷移である  $B^0 \rightarrow \phi K_S$ 、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊 (図 13) における CP asymmetry を考えよう。標準模型において、この崩壊における CP の複素位相は  $B - \bar{B}$  混合部分にしかなく、 $B \rightarrow J/\psi K_S$  崩壊の CP asymmetry とほぼ等しくなることが予想される。もし新物理の寄与があるとすると、新たな複素位相が加わり  $S_{J/\psi K_S}$  からずれたところに  $S_{\phi K_S}, S_{\eta' K_S}$  が出てくる事が期待できる。2003 年頃、これらの CP asymmetry がずれている可能性があることが報告されていたが、近年測定が進むにつれそのずれが小さくなっている。Belle 実験や Babar 実験、LHCb 実験などの近年の実験値を平均した値を HFAG グループが以下のように発表している [16]。

$$S_{J/\psi K_S} = 0.679 \pm 0.020 , \quad S_{\phi K_S} = 0.74_{-0.13}^{+0.11} , \quad S_{\eta' K^0} = 0.59 \pm 0.07 . \quad (3.63)$$

エラーを含めると標準模型と無矛盾な結果であるが、そのエラーはまだ大きく新物理の寄与が入りうる余地があることから、我々は  $S_{\phi K_S}, S_{\eta' K_S}$  に対する新物理の寄与も考慮する。

この Time dependent CP asymmetry は以下の  $\lambda_f$  式 (3.58) を使って計算できる。

$$\lambda_{\phi K_S, \eta' K^0} = -e^{-i\phi_d} \frac{\sum_{i=3-6,7\gamma,8G} (C_i^{\text{SM}} \langle O_i \rangle + C_i^{\text{NP}} \langle O_i \rangle)}{\sum_{i=3-6,7\gamma,8G} (C_i^{\text{SM}*} \langle O_i \rangle + C_i^{\text{NP}} \langle O_i \rangle)} \quad (3.64)$$

ウィルソン係数  $C_i^{\text{NP}}$  が新物理の寄与である。  $\langle O_i \rangle$  はハドロン行列要素  $\langle f | O_i | B^0 \rangle$  略である。

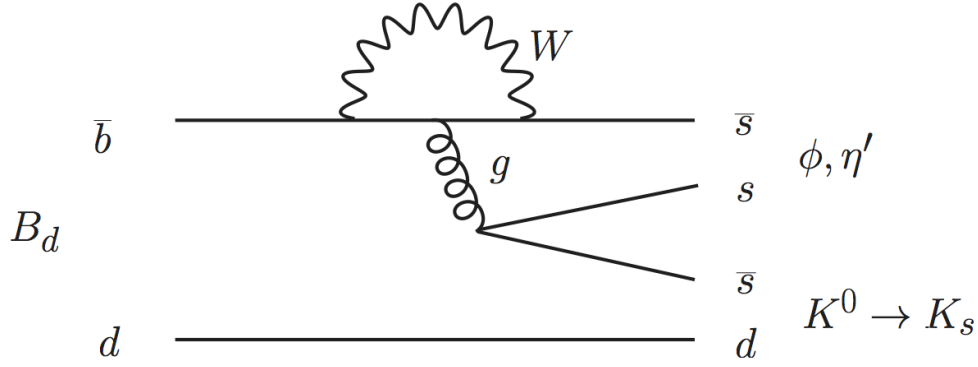


図 13:  $B^0 \rightarrow \phi K_S$  崩壊

### 3.5.3 $S_{\phi\phi}, S_{\eta'\phi}$

今度は  $b \rightarrow d$  遷移である  $B_s \rightarrow \phi\phi$ 、 $B_s \rightarrow \phi\eta'$  崩壊における Time dependent CP asymmetry  $S_{\phi\phi}, S_{\eta'\phi}, S_{K_0\bar{K}_0}$  を考える。これらは 1 ループのグルーオンペンギン型で崩壊し (図 14)、 $B_s - \bar{B}_s$  混合を起こして崩壊する場合と直接崩壊する場合との二つの経路の干渉で CP を破る位相があらわれる。

これらは標準模型で 1 ループで崩壊するため、新物理の寄与が見やすい事が期待される。 $B_s$  中間子は  $B$  中間子とは違って CP の破れが小さく、大量の粒子を生み出す LHC が稼働するまであまり観測が進んでいなかった。しかし近年 LHCb 実験によって観測がすすみその精度も上がっている。実際、 $S_{\phi\phi}$  は近年はじめて LHCb 実験から測られた [17]。

$$\phi_s = [-2.46, -0.76] \text{ rad} , \quad (3.65)$$

これは 68% C.L. の結果でありまだ精度が悪く、今後実験が進むにつれ更に観測精度が向上されることが期待される。 $S_{\eta'\phi}$  はまだ測られていない。

$B_s \rightarrow \phi\phi$ 、 $B_s \rightarrow \phi\eta'$  崩壊に対する  $\lambda_f$  は、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ 、 $B_s \rightarrow J/\psi\phi$  崩壊と時と同様にして得られる:

$$\lambda_{\phi\phi, \phi\eta'} = e^{-i\phi_s} \frac{\sum_{i=3-6,7\gamma,8G} C_i^{\text{SM}} \langle O_i \rangle + C_i^{\text{NP}} \langle O_i \rangle}{\sum_{i=3-6,7\gamma,8G} C_i^{\text{SM}*} \langle O_i \rangle + C_i^{\text{NP}} \langle O_i \rangle} \quad (3.66)$$

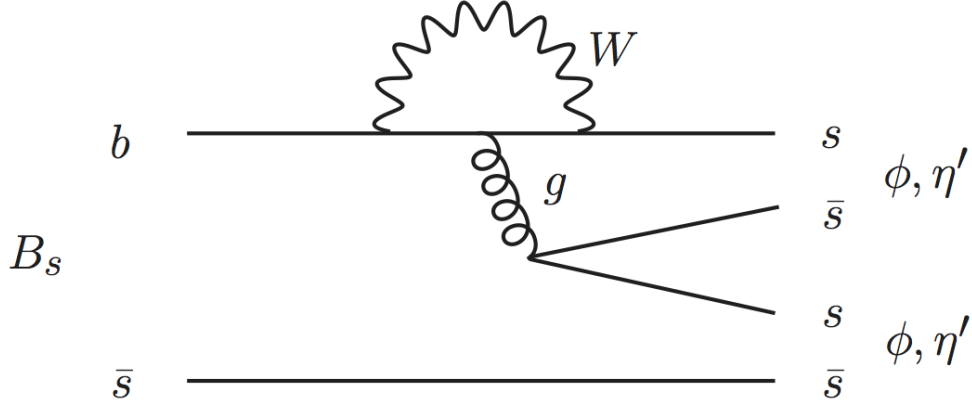


図 14:  $B_s \rightarrow \phi\phi$ 、 $B_s \rightarrow \phi\eta'$  崩壊

#### 3.5.4 $S_{K^0\bar{K}^0}$

$B^0 \rightarrow K^0\bar{K}^0$  崩壊での The time dependent CP asymmetry  $S_{K^0\bar{K}^0}$  もまた標準模型においてツリーレベルで崩壊出来ないの、新物理探索において面白い物理量である [18,19]。先ほど考えた  $B^0 \rightarrow \phi K_S$ 、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ 、 $B_s \rightarrow \phi\phi$ 、 $B_s \rightarrow \phi\eta'$  崩壊はすべて  $b \rightarrow s$  遷移だったのに対し、これは  $b \rightarrow d$  遷移で起こる。崩壊振幅  $\bar{A}(\bar{B}^0 \rightarrow K^0\bar{K}^0)$  は Ref. [18] で与えられ、これは hadronic matrix elements の評価に the QCD factorization が用いられている [20]。

$$\bar{A}(\bar{B}^0 \rightarrow K^0\bar{K}^0) \simeq \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \sum_{q=u,c} V_{qb}V_{qd}^* [a_4^q(m_b) + r_\chi a_6^q(m_b)] X. \quad (3.67)$$

ここで  $X$  は factorized matrix element (See Ref. [18].) を意味している。

$$X = -if_K F_0(m_K^2)(m_B^2 - m_K^2), \quad (3.68)$$

ここで  $f_K$ 、 $F_0(m_K^2)$  はそれぞれ K 中間子の the decay coupling constant と the form factor である。また、 $r_\chi = 2m_K^2/((m_b - m_s)(m_s + m_d))$  は chiral enhancement factor を

あらわす。係数  $a_i^q$  は以下のように与えられる [18, 20] :

$$\begin{aligned}
a_4^q(m_b) &= (C_4 - \tilde{C}_4) + \frac{(C_3 - \tilde{C}_3)}{N_c} + \frac{\alpha_s(m_b)}{4\pi} \frac{C_F}{N_c} \left[ (C_3 - \tilde{C}_3) [F_K + G_K(s_d) + G_K(s_b)] \right. \\
&\quad \left. + C_2 G_K(s_q) + \left[ (C_4 - \tilde{C}_4) + (C_6 - \tilde{C}_6) \right] \sum_{f=u}^b G_K(s_f) + (C_{8G} - \tilde{C}_{8G}) G_{K,g} \right], \\
a_6^q(m_b) &= (C_6 - \tilde{C}_6) + \frac{(C_5 - \tilde{C}_5)}{N_c} + \frac{\alpha_s(m_b)}{4\pi} \frac{C_F}{N_c} \left[ (C_3 - \tilde{C}_3) [G'_K(s_d) + G'_K(s_b)] \right. \\
&\quad \left. + C_2 G'_K(s_q) + \left[ (C_4 - \tilde{C}_4) + (C_6 - \tilde{C}_6) \right] \sum_{f=u}^b G'_K(s_f) + (C_{8G} - \tilde{C}_{8G}) G'_{K,g} \right],
\end{aligned} \tag{3.69}$$

ここで  $q$  は  $u$  または  $c$  クォークであり、 $C_F = (N_c^2 - 1)/(2N_c)$ 、the loop functions  $F_K$ ,  $G_K$ ,  $G_{K,g}$ ,  $G'_K$ ,  $G'_{K,g}$  は Refs. [18, 20] で与えられている。ペンギンダイアグラムのループを媒介するクォークは  $s_f = m_f^2/m_b^2$ 。  $\tilde{C}_i$  ( $i = 3 - 6, 8G$ ) の負符号は、終状態のパリティから来ている。The CP asymmetry  $S_{K^0 \bar{K}^0}$  は  $\lambda_{K^0 \bar{K}^0}$  を使って以下のように表せる:

$$\lambda_{K^0 \bar{K}^0} = -e^{-i\phi_d} \frac{\bar{A}(\bar{B}^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^0)}{A(B^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^0)}. \tag{3.70}$$

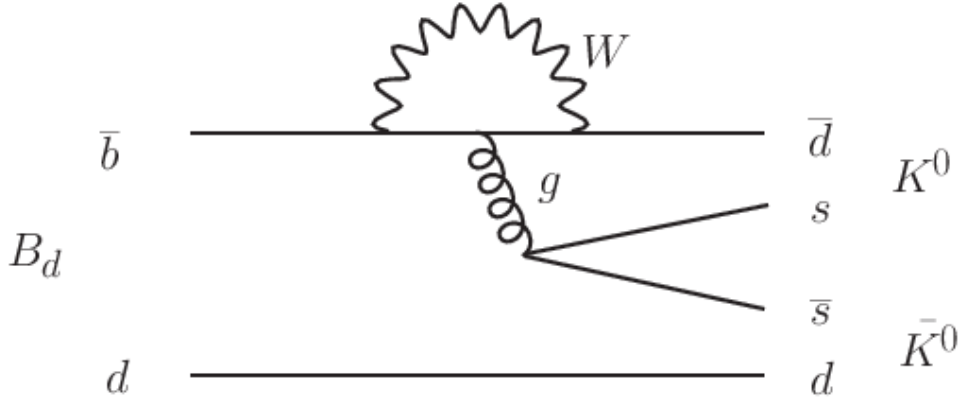


図 15:  $B^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^0$  崩壊

### 3.6 Semileptonic violating CP asymmetry $a_{\text{sl}}^d, a_{\text{sl}}^s$

終状態にレプトンが出てくる  $B_q \rightarrow \mu^- X (q = d, s)$  崩壊の CP asymmetry を考える (図 16)。  $B_q \rightarrow \mu^- X (q = d, s)$  のような”wrong-sign”が出てくる ( $B \rightarrow \bar{B} \rightarrow f'$  と混合を起こして崩壊することで、終状態のレプトンの電荷が  $B \rightarrow f$  の時と変わっている、これ

を”wrong-sign”と呼ぶ) セミレプトニック崩壊は、混合部分の複素位相が CP の破れを引き起こす。この Semileptonic violating CP asymmetry  $a_{sl}^q$  は、

$$a_{sl}^q \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ X) - \Gamma(B_q \rightarrow \mu^- X)}{\Gamma(\bar{B}_q \rightarrow \mu^+ X) + \Gamma(B_q \rightarrow \mu^- X)} \simeq \text{Im} \left( \frac{\Gamma_{12}^q}{M_{12}^q} \right) = \frac{|\Gamma_{12}^q|}{|M_{12}^q|} \sin \phi_{sl}^q, \quad (3.71)$$

と定義される。ここで  $\Gamma_{12}^q$  は  $B_q$ - $\bar{B}_q$  ( $q = d, s$ ) 混合の質量項である。

標準模型での CP 位相  $\phi_{sl}^{s\text{SM}}$  は [21]、

$$\phi_{sl}^{s\text{SM}} = (3.84 \pm 1.05) \times 10^{-3}, \quad \phi_{sl}^{d\text{SM}} = -(7.50 \pm 2.44) \times 10^{-2}, \quad (3.72)$$

対応する  $a_{sl}^{q,\text{SM}}$  は、

$$a_{sl}^{s\text{SM}} = (1.9 \pm 0.3) \times 10^{-5}, \quad a_{sl}^{d\text{SM}} = -(4.1 \pm 0.6) \times 10^{-4}. \quad (3.73)$$

寄与する CKM 要素の違いから、 $a_{sl}^s$  が  $a_{sl}^d$  よりも 10 分の 1 以下で小さい。

現在、Semileptonic CP asymmetry  $a_{sl}^d$  Belle、Babar 実験から、 $a_{sl}^s$  は LHCb 実験から報告されている。最新の実験結果は、[22, 23]

$$a_{sl}^s = (-0.24 \pm 0.54 \pm 0.33) \times 10^{-2}, \quad a_{sl}^d = (-0.3 \pm 2.1) \times 10^{-3}. \quad (3.74)$$

標準模型の予言値に実験精度がまだ届いていないが、Belle II 等が稼働すれば更に精度がよくなる事が期待される。エラーを考えると標準模型と無矛盾であるが、まだ新物理の寄与が入る余地があることから、我々は  $a_{sl}^d, a_{sl}^s$  に対する新物理の寄与も考慮する。

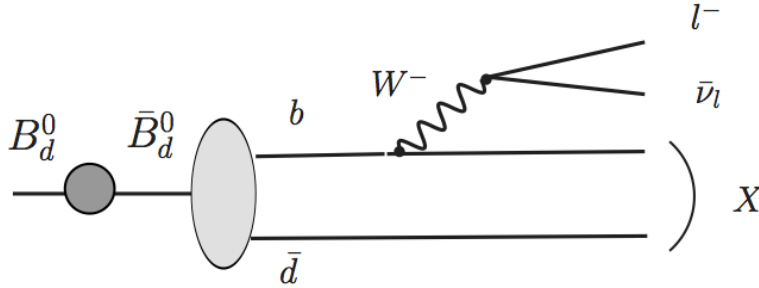


図 16:  $B_q \rightarrow \mu^- X$  ( $q = d, s$ ) 崩壊

New physics effect on  $a_{sl}^q$

3.3 で議論したように、質量項  $\Gamma_{12}^q$  is dominated への新物理の寄与は無視する。ゆえに、 $a_{sl}^q$  への新物理の寄与は崩壊項  $M_{12}^q$  のみにあり、

$$a_{sl}^{q,\text{SM+NP}} \simeq \text{Im} \left( \frac{\Gamma_{12}^q}{M_{12}^{q,\text{SM}} + M_{12}^{q,\text{NP}}} \right) \quad (3.75)$$

と書ける。



### 3.7 $b \rightarrow s\gamma$ decay

#### 3.7.1 Branching ratio $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$

$b \rightarrow s\gamma$  崩壊も、新物理に制限を与える重要な物理量である。崩壊振幅  $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$  は以下のように与えられる [4] :

$$\frac{\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)}{\text{BR}(b \rightarrow ce\bar{\nu}_e)} = \frac{|V_{ts}^* V_{tb}|^2}{|V_{cb}|^2} \frac{6\alpha}{\pi f(z)} (|C_{7\gamma}(m_b)|^2 + |\tilde{C}_{7\gamma}(m_b)|^2), \quad (3.76)$$

ここで

$$f(z) = 1 - 8z + 8z^3 - z^4 - 12z^2 \ln z, \quad z = \frac{m_{c,pole}^2}{m_{b,pole}^2}. \quad (3.77)$$

ここで  $C_{7\gamma}(m_b)$  そして  $\tilde{C}_{7\gamma}(m_b)$  標準模型からの寄与と the gluino-squark flavor changing プロセスの寄与を持ち得る。標準模型の予言値は the next-to-next-to-leading order 補正が考慮されていて [24]、

$$\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)(\text{SM}) = (3.15 \pm 0.23) \times 10^{-4}, \quad (3.78)$$

一方で実験値のほうは [23]、

$$\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)(\text{exp}) = (3.53 \pm 0.24) \times 10^{-4}. \quad (3.79)$$

このような実験値を考慮することで、the gluino-squark flavor changing process のような新物理の寄与を制限できる。

#### 3.7.2 Direct CP asymmetry $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}$

$b \rightarrow s\gamma$  ( $q = s, d$ ) 崩壊における direct CP violation  $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow q\gamma}$  を考える。 $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow q\gamma}$  は次のように計算される [44]

$$\begin{aligned} A_{\text{CP}}^{b \rightarrow q\gamma} &= \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow X_q \gamma) - \Gamma(B \rightarrow X_{\bar{q}} \gamma)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow X_q \gamma) + \Gamma(B \rightarrow X_{\bar{q}} \gamma)} \Big|_{E_\gamma > (1-\delta)E_\gamma^{\text{max}}} \\ &= \frac{\alpha_s(m_b)}{|C_{7\gamma}|^2 + |\tilde{C}_{7\gamma}|^2} \left[ \frac{40}{81} \text{Im}[C_2 C_{7\gamma}^*] - \frac{8z}{9} [v(z) + b(z, \delta)] \text{Im} \left[ \left( 1 + \frac{V_{uq}^* V_{ub}}{V_{tq}^* V_{tb}} \right) C_2 C_{7\gamma}^* \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{4}{9} \text{Im}[C_{8G} C_{7\gamma}^* + \tilde{C}_{8G} \tilde{C}_{7\gamma}^*] + \frac{8z}{27} b(z, \delta) \text{Im} \left[ \left( 1 + \frac{V_{uq}^* V_{ub}}{V_{tq}^* V_{tb}} \right) C_2 C_{8G}^* \right] \right], \quad (3.80) \end{aligned}$$

ここで  $v(z)$ 、 $b(z, \delta)$  の詳細は [44] で与えられているものを使った。また、 $C_i$ 、 $\tilde{C}_i$  ( $i = 7\gamma, 8G$ ) は標準模型と新物理の両方の寄与を含んでいる。

### 3.8 Chrome Electric dipole moment of strange quark $d_C^s$

$\Delta B = 2, 1$  プロセスでの CP の破れに加えて、時間対称性 (T) の破れについても議論する。もし、中性子や電子の電気双極子モーメントが測られたら、それは T 対称性の破れが起きていることを意味する。中性子電気双極子モーメントの実験の上限値は、ストレンジクォークの chromo-EDM(cEDM) の上限値を与える。

ストレンジクォークの cEDM  $d_s^C$  は、gluino-sbottom-quark 相互作用によって (付録 E) 与えられ得る。この上限値は、中性子電気双極子モーメントの実験の上限値から以下のように与えられている [28] :

$$e|d_s^C| < 0.5 \times 10^{-25} \text{ ecm}. \quad (3.81)$$

これは後に議論するように、超対称性模型のパラメーターに有力な制限を与える [25–27]。超対称性模型を導入すると、例として図 17 のようなストレンジクォークの chromo-EDM ダイアグラムを考える事ができる。

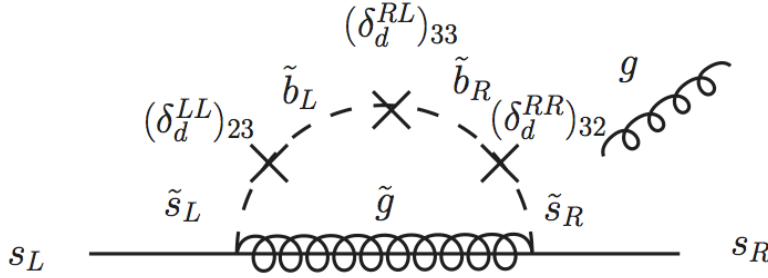


図 17: 超対称性模型でのストレンジクォークの chromo-EDM

### 3.9 $\epsilon_K - S_{J/\psi K_S}$ tension

式 Eq.(3.50), からわかるように、 $|\epsilon_K^{\text{SM}}|$  は  $\sin(2\beta)$  を使って書き下せる。標準模型には CP を破る位相がひとつのみであることから理解できる。もし標準模型が正しいとすると、 $|\epsilon_K^{\text{SM}}|$  が比例する  $\sin(2\beta)$  は、まさに実験から測られる  $S_{J/\psi K_S} (= \sin(2\beta^{\text{exp}}))$  と等しいはずである。これを確かめるために、式 (3.50)2 行目を使って  $|\epsilon_K^{\text{SM}}|$  の  $\sin(2\beta)$  依存性をプロットした (図 18)。

ここで、 $B_K$  の誤差を見やすくするため、 $|\epsilon_K^{\text{SM}}|$  を式 (3.47)  $\hat{B}_K$  で割ったものを縦軸にとった。インプットパラメータは  $\lambda$ (中心値)、 $|V_{cb}|$ (90 % C.L.),  $R_t \propto \sqrt{\Delta M_d / \Delta M_s}$ (90 % C.L.) の 3 つである。

図 18 からわかるとおり、 $|\epsilon_K|$  と  $\sin(2\beta)$  の標準模型の予言値と、実験値とが一致する領域が狭い。1 – 2 $\sigma$  レベルでの tension があることがわかる。これは  $\epsilon_K - S_{J/\psi K_S}$  tension と呼ばれ、Buras, Guadagnoli [12] によって指摘された。3.4 で議論した  $B_K$  パラメータの重要性がここで出てくる。 $\epsilon_K$  は  $B_K$  パラメータに比例しているため、その影響を大きく受け

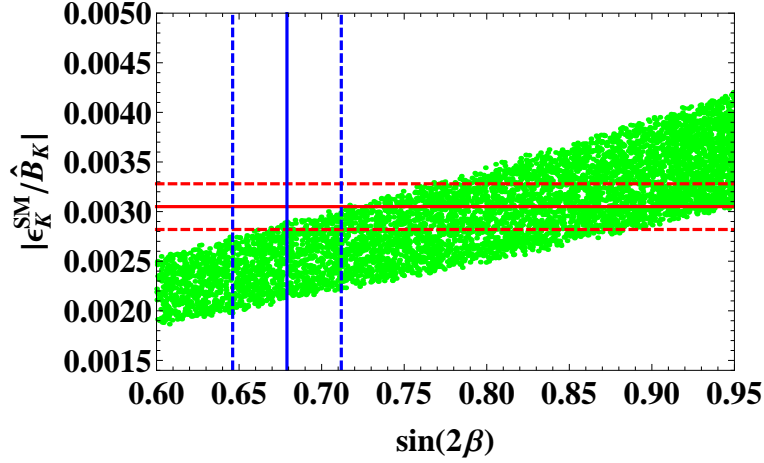


図 18:  $|\epsilon_K^{\text{SM}}|$  の  $\sin(2\beta)$  依存性。点線はそれぞれ  $\epsilon_K$ 、 $S_{J/\psi K_S}$  の実験値 90 % C.L. エラーバーである。

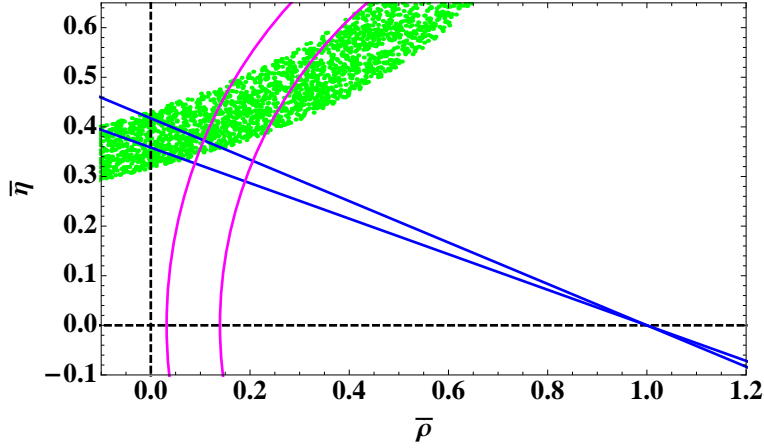


図 19: 黄緑:  $\epsilon_K$ 、青:  $\beta (= 1/2 \sin^{-1}(S_{J/\psi K_S}))$ 、ピンク:  $\Delta M_d/\Delta M_s$

る。 $B_K$  パラメータの最新結果 (3.47) は以前の計算値よりも中心値が小さくなり、そのぶん  $\epsilon_K$  の計算値も下がるため、tension を強めることになった。また、QCD cirrection  $\eta_{cc,tt,ct}$  の計算値が最近アップグレードされ、この影響にも注意が必要である。

この問題を、ユニタリー三角形で考えてみる。 $\epsilon_K$ 、 $S_{J/\psi K_S}$  はそれぞれ K 中間子ならびに B 中間子混合のパラメータであり、ユニタリー三角形を描くパラメータのひとつである。90 % C.L. 実験値をインプットにし、 $\epsilon_K$ 、 $\beta (= 1/2 \sin^{-1}(S_{J/\psi K_S}))$ 、 $\Delta M_d/\Delta M_s$  をプロットした (図 19)。全てが重なる範囲が狭くなっており、ここからも tension があることが読み取れる。つまりはユニタリー三角形が、 $\epsilon_K$ 、 $\sin(2\beta)$ 、 $\Delta M_d/\Delta M_s$  の実験値と無矛盾になってるかというテストになるわけである [29]。

後に議論するように、本論文では K 中間子・B 中間子・Bs 中間子混合全てに超対称性粒子の寄与を考え、この tension を解決することを試みる。これらは全てループプロセスであり、超対称性粒子のようなループプロセスで寄与する新物理の影響が出やすいことが

期待される。

《計算手順》

以下の4つのパラメータをインプットにし、

$ V_{us}  (= \lambda)$	: 中心値
$ V_{cb}  (= A/\lambda^2)$	: 90% C.L.
$R_t (= \Delta M_s^{\text{exp}}/\Delta M_d^{\text{exp}})$	: 90% C.L.
$\beta$	: ランダム

他のCKM行列要素は(3.54)の関係式を使って導出する。 $\beta$ を $= 1/2(\sin^{-1}(0.6) \sim \sin^{-1}(0.9))$ の範囲内でランダムスキャッターし、 $\epsilon_K$ 、 $S_{J/\psi K_s}$ 、 $\Delta M_d/\Delta M_s$ の実験値と矛盾のない領域を取り出す。

## 4 B 中間子における CP 対称性の破れと超対称性模型

以下の章で我々は、3 章で議論した K 中間子、B 中間子、Bs 中間子の物理量に対するグルイーノ・スクォーク・クォーク相互作用の影響を系統的に議論する。4.2 章は [30–32] の結果に、4.3 章は [33] の結果に基づいている。質量差  $\Delta M_d$ 、 $\Delta M_s$ 、そして Time dependent CP asymmetry  $S_{J/\psi K_S} S_{\phi K_S}$  の高精度の実験値から超対称性模型のパラメーターに制限をつける。その際、ストレンジクォークの CEDM や、 $b \rightarrow s\gamma$  崩壊の Direct CP violation、崩壊分岐比などからの制限を考慮する。また、 $\epsilon_K - \sin(2\beta)$  テンションの解決も同時に考える。最終的に、現在精密測定が進められている  $B^0 \rightarrow \phi K_S$ 、 $B^0 \rightarrow \eta' K_S$ 、 $B_s \rightarrow \phi\phi$ 、 $B_s \rightarrow \eta'\phi$  そして  $B^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^0$  崩壊における Time dependent CP asymmetry と、Semi-leptonic CP asymmetry  $a_{\text{sl}}^d$ 、 $a_{\text{sl}}^s$  を予言し、将来 Belle II 実験や LHCb 実験等での検証可能性を示す。

### 4.1 超対称性標準模型とフレーバー混合

$\text{SU}(3)_C \times \text{SU}(2)_C \times \text{U}(1)_Y$  不変なスーパーポテンシャルは次のように書ける。

$$W_{\text{MSSM}} = Y_D^{ij} \bar{D}_i Q_j H_1 + Y_U^{ij} \bar{U}_i Q_j H_2 + Y_E^{ij} \bar{E}_i L_j H_1 + \mu H_1 H_2 \quad (4.82)$$

ここで、 $Y_D^{ij}$ 、 $Y_U^{ij}$ 、 $Y_E^{ij}$  は湯川結合定数である。また、実験と矛盾する大きな陽子崩壊を避けるため、R パリティを仮定している。もし超対称性が厳密に存在するのならば、同じ質量のボゾンとフェルミオンが対になって表れることがわかるが、現実にはそのような対称性は見つかっていないため破れていなければならない。ボゾンとフェルミオンの質量の縮退を破ることで、ソフトな破れが起きていると考える。標準模型にソフトに破れた超対称性を加えて拡張した模型を、極小超対称標準模型 (MSSM : Minimal Supersymmetric Standard Model) と呼ぶ。超対称性をソフトに破る項を次のように導入する [34]。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{soft}}^{\text{MSSM}} = & -\tilde{Q}^\dagger \mathbf{m}_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger \mathbf{m}_{\tilde{L}}^2 \tilde{L} - \tilde{u} \mathbf{m}_{\tilde{u}}^2 \tilde{u}^\dagger - \tilde{d} \mathbf{m}_{\tilde{d}}^2 \tilde{d}^\dagger - \tilde{e} \mathbf{m}_{\tilde{e}}^2 \tilde{e}^\dagger \\ & - m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (b H_u H_d + \text{c.c.}) \\ & - \left( \tilde{u} \mathbf{a}_u \tilde{Q} H_u - \tilde{d} \mathbf{a}_d \tilde{Q} H_d - \tilde{e} \mathbf{a}_e \tilde{L} H_d + \text{c.c.} \right) \\ & - \frac{1}{2} \left( M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{W} \tilde{W} + M_1 \tilde{B} \tilde{B} + \text{c.c.} \right). \end{aligned} \quad (4.83)$$

1 行目はスカラークォークとスカラーレプトン ( $\tilde{Q}$ ,  $\tilde{L}$ ,  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{d}$ ,  $\tilde{e}$ ) の質量項、2 行目はヒッグス ( $H_u$ ,  $H_d$ ) の質量項、3 行目はスカラーの 3 点結合、そして 4 行目はゲージノ ( $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ ) の質量項である。これらの質量パラメータは任意パラメータであり、超対称性からは決ま

らず模型に依っている。また一般に複素位相を持ち、クォーク・レプトンの質量行列（湯川行列）と同時対角化できるとは限らないため、CP の破れの新たな起源となり標準理論では禁止（または抑制）されていた FCNC を引き起こす。本論文では、クォーク・レプトンの質量行列は対角化されているが、スクォークの質量行列は対角化されておらず非対角成分にフレーバーを変える寄与が残っているという、Super CKM basis を考える。

例として、ダウタイプスクォークの質量行列を考えてみる。

$$(Massmatrix) = \begin{pmatrix} \tilde{d}_L^* & \tilde{d}_R^* \end{pmatrix} M_d^2 \begin{pmatrix} \tilde{d}_L \\ \tilde{d}_R \end{pmatrix} \quad (4.84)$$

$$= \begin{pmatrix} \tilde{d}_L^* & \tilde{d}_R^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{d_{LL}}^2 & M_{d_{LR}}^2 \\ M_{d_{RL}}^2 & M_{d_{RR}}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{d}_L \\ \tilde{d}_R \end{pmatrix} \quad (4.85)$$

ここで、 $\tilde{d}_L, \tilde{d}_R$  はそれぞれ 1 – 3 世代ずつあり、質量行列  $M_{d_{LL}}^2, M_{d_{RR}}^2, M_{d_{LR}}^2, M_{d_{RL}}^2$  は  $3 \times 3$  行列である。

**Mass Insertion 表記** もし 1 – 3 世代の 6 個のスクォーク質量  $m_{\tilde{q}}$  がほぼ縮退していると考えたと、質量行列は以下のようにパラメーター化する事が出来る。

$$\begin{pmatrix} M_{d_{LL}}^2 & M_{d_{LR}}^2 \\ M_{d_{RL}}^2 & M_{d_{RR}}^2 \end{pmatrix} = \text{diag}(m_{\tilde{q}}^2) + m_{\tilde{q}}^2 \begin{pmatrix} \delta_d^{LL} & \delta_d^{LR} \\ \delta_d^{RL} & \delta_d^{RR} \end{pmatrix} \quad (4.86)$$

$$\begin{aligned} M_{d_{LL}}^2 &= m_{\tilde{q}}^2 \begin{pmatrix} 1 + (\delta_d^{LL})_{11} & (\delta_d^{LL})_{12} & (\delta_d^{LL})_{13} \\ (\delta_d^{LL})_{12}^* & 1 + (\delta_d^{LL})_{22} & (\delta_d^{LL})_{23} \\ (\delta_d^{LL})_{13}^* & (\delta_d^{LL})_{23}^* & 1 + (\delta_d^{LL})_{33} \end{pmatrix}, \\ M_{d_{RR}}^2 &= m_{\tilde{q}}^2 \begin{pmatrix} 1 + (\delta_d^{RR})_{11} & (\delta_d^{RR})_{12} & (\delta_d^{RR})_{13} \\ (\delta_d^{RR})_{12}^* & 1 + (\delta_d^{RR})_{22} & (\delta_d^{RR})_{23} \\ (\delta_d^{RR})_{13}^* & (\delta_d^{RR})_{23}^* & 1 + (\delta_d^{RR})_{33} \end{pmatrix}, \\ M_{d_{LR}}^2 &= (M_{d_{RL}}^2)^\dagger = m_{\tilde{q}}^2 \begin{pmatrix} (\delta_d^{LR})_{11} & (\delta_d^{LR})_{12} & (\delta_d^{LR})_{13} \\ (\delta_d^{LR})_{12}^* & (\delta_d^{LR})_{22} & (\delta_d^{LR})_{23} \\ (\delta_d^{LR})_{13}^* & (\delta_d^{LR})_{23}^* & (\delta_d^{LR})_{33} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4.87)$$

ここで、 $m_{\tilde{q}}$  は平均したスクォーク質量である。 $(\delta_d^{LL})_{ij}, (\delta_d^{LR})_{ij}, (\delta_d^{RL})_{ij}$ , そして  $(\delta_d^{RR})_{ij}$  は mass insertion (MI) パラメーターと呼ばれており、今スクォーク質量  $m_{\tilde{q}}$  がほぼ縮退している条件で考えているため 1 より小さい。この MI パラメーターの大きさはフレーバーの変わり具合の大きさととらえる事ができる。例えば、 $(\delta_d^{LL})_{12}$  は  $\tilde{s}_L \rightarrow \tilde{d}_L$  遷移に、 $(\delta_d^{LL})_{13}$  は  $\tilde{b}_L \rightarrow \tilde{d}_L$  遷移に対応している。例えばこのような FCNC があるとき、図 20 のようなゲルイーノ・スクォーク・クォークのボックスダイアグラムを考える事ができる。図中の  $\times$  印部分でソフトな SUSY の破れが起きており、これが MI パラメーターに対応している。このセットアップを使った評価を 4.2 で示す。

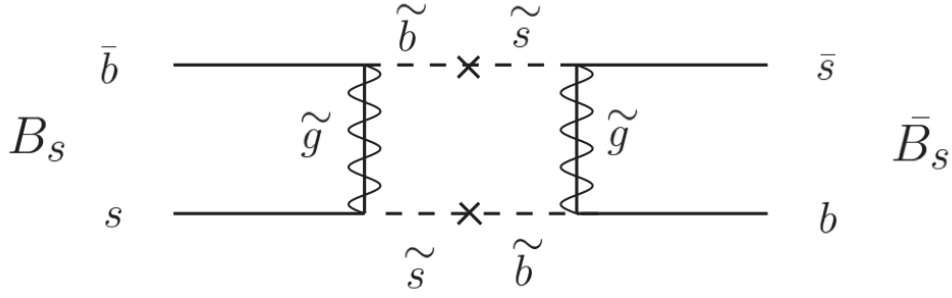


図 20:  $B_s - \bar{B}_s$  混合におけるグルイーノ・スクォーク・クォークボックスダイアグラム

**Universality** 超対称性標準模型では超対称性をソフトに破る多くの任意パラメーターが存在し、それらはどのように超対称性を破るかに依存していた。その超対称性の破れの機構のひとつとして、超対称重力模型がある [35]。最も単純な枠組みでは、大統一理論のスケールで以下のようなソフトに超対称性を破る項が作り出される。

$$M_3 = M_2 = M_1 = m_{1/2}, \quad (4.88)$$

$$\mathbf{m}_Q^2 = \mathbf{m}_{\bar{u}}^2 = \mathbf{m}_{\bar{d}}^2 = \mathbf{m}_L^2 = \mathbf{m}_e^2 = m_0^2 \mathbf{1}, \quad m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2 = m_0^2, \quad (4.89)$$

$$\mathbf{a}_u = A_0 \mathbf{y}_u, \quad \mathbf{a}_d = A_0 \mathbf{y}_d, \quad \mathbf{a}_e = A_0 \mathbf{y}_e, \quad (4.90)$$

$$b = B_0 \mu, \quad (4.91)$$

重力はフレーバーを識別しないので、フレーバーはユニバーサルになっており、質量は対角化されている。ゆえに、大統一理論のスケールではCKM行列以外にフレーバー混合を起こす寄与はない。ところが電弱スケールまでスケールを下げてくると、繰り込みの効果によって、湯川結合をとおしてフレーバー混合が起きる。これで低エネルギーで先に述べたようなFCNCが起こる。

## 4.2 Model 1 : Mass Insertion basis

ウィルソン係数  $C_i^{\tilde{g}}$  への超対称性粒子の寄与を評価していくが、まずは 4.1 でも議論した、SUSY breaking mass スペクトラムが縮退しているという Mass Insertion basis で考える。

$B_q\text{-}\bar{B}_q$  混合への超対称性粒子の寄与グルイーノ・スクォーク・クォーク相互作用は、以下のように書き下す事が出来る [36, 37]。

$$M_{12}^{q,SUSY} = A_1^q \left[ A_2 \{ (\delta_d^{LL})_{ij}^2 + (\delta_d^{RR})_{ij}^2 \} + A_3^q (\delta_d^{LL})_{ij} (\delta_d^{RR})_{ij} \right. \\ \left. + A_4^q \{ (\delta_d^{LR})_{ij}^2 + (\delta_d^{RL})_{ij}^2 \} + A_5^q (\delta_d^{LR})_{ij} (\delta_d^{RL})_{ij} \right], \quad (4.92)$$

ここで  $A_1^q \sim A_5^q$  は以下のように定義される：

$$A_1^q = -\frac{\alpha_S^2}{216 m_{\tilde{q}}^2} \frac{2}{3} M_{B_q} f_{B_q}^2, \quad A_2 = 24x f_6(x) + 66 \tilde{f}_6(x), \\ A_3^q = \left\{ 384 \left( \frac{M_{B_q}}{m_j + m_i} \right)^2 + 72 \right\} x f_6(x) + \left\{ -24 \left( \frac{M_{B_q}}{m_j + m_i} \right)^2 + 36 \right\} \tilde{f}_6(x), \\ A_4^q = \left\{ -132 \left( \frac{M_{B_q}}{m_j + m_i} \right)^2 \right\} x f_6(x), \quad A_5^q = \left\{ -144 \left( \frac{M_{B_q}}{m_j + m_i} \right)^2 - 84 \right\} \tilde{f}_6(x). \quad (4.93)$$

ここで、 $x = m_{\tilde{g}}^2/m_{\tilde{q}}^2$  であり、 $m_{\tilde{g}}$  はグルイーノ質量である。 $q = d, q = s$  の場合、それぞれ  $(i, j) = (1, 3)$ 、 $(i, j) = (2, 3)$  に対応しており、 $m_1 = m_d$ 、 $m_2 = m_s$  そして  $m_3 = m_b$  である。ループ関数  $f_6(x)$ 、 $\tilde{f}_6(x)$  は付録 B に記す。

我々が解析で用いた mass insertion パラメータのセットアップについて記す。 $x \simeq 1$  であるとき、 $A_2 \simeq -1$ 、 $A_3^q \simeq 30$ 、 $A_4^q \simeq -10$  そして  $A_5^q \simeq 10$  となり、 $(\delta_d^{LL})_{ij}(\delta_d^{RR})_{ij}$  項が  $M_{12}^{q,SUSY}$  に主に寄与することがわかる。一方で、 $(\delta_d^{LR})_{ij}$ 、 $(\delta_d^{RL})_{ij}$  は、後に詳しく議論するが  $b \rightarrow s\gamma$  崩壊から強く制限を受ける。

$\Delta B = 1$  の有効ハミルトニアンは次のように書き下せる。

$$H_{eff} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left[ \sum_{q'=u,c} V_{q'b} V_{q's}^* \sum_{i=1,2} C_i O_i^{(q')} - V_{tb} V_{ts}^* \sum_{i=3-6,7\gamma,8G} \left( C_i O_i + \tilde{C}_i \tilde{O}_i \right) \right], \quad (4.94)$$

ここで  $C_i$ 、 $\tilde{C}_i$  はウィルソン係数であり、 $\tilde{C}_i$  と  $\tilde{O}_i$  は、チルダ無しの  $L(R)$  と  $R(L)$  をひっくり返したものである。また、 $C_i$  は標準模型の寄与と gluino-squark shark 相互作用の寄与両方を含んでおり、 $C_i = C_i^{\text{SM}} + C_i^{\tilde{g}}$  とあらわせる。ここで、 $C_i^{\text{SM}}$  は Ref. [3] で与えられており、 $C_i^{\tilde{g}}$  は以下のように与えられる [38]:



$$\begin{aligned}
C_3^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}) &\simeq \frac{\sqrt{2}\alpha_s^2}{4G_F V_{tb} V_{tq}^* m_{\tilde{q}}^2} (\delta_d^{LL})_{k3} \left[ -\frac{1}{9}B_1(x) - \frac{5}{9}B_2(x) - \frac{1}{18}P_1(x) - \frac{1}{2}P_2(x) \right], \\
C_4^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}) &\simeq \frac{\sqrt{2}\alpha_s^2}{4G_F V_{tb} V_{tq}^* m_{\tilde{q}}^2} (\delta_d^{LL})_{k3} \left[ -\frac{7}{3}B_1(x) + \frac{1}{3}B_2(x) + \frac{1}{6}P_1(x) + \frac{3}{2}P_2(x) \right], \\
C_5^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}) &\simeq \frac{\sqrt{2}\alpha_s^2}{4G_F V_{tb} V_{tq}^* m_{\tilde{q}}^2} (\delta_d^{LL})_{k3} \left[ \frac{10}{9}B_1(x) + \frac{1}{18}B_2(x) - \frac{1}{18}P_1(x) - \frac{1}{2}P_2(x) \right], \\
C_6^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}) &\simeq \frac{\sqrt{2}\alpha_s^2}{4G_F V_{tb} V_{tq}^* m_{\tilde{q}}^2} (\delta_d^{LL})_{k3} \left[ -\frac{2}{3}B_1(x) + \frac{7}{6}B_2(x) + \frac{1}{6}P_1(x) + \frac{3}{2}P_2(x) \right], \\
C_{7\gamma}^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}) &\simeq -\frac{\sqrt{2}\alpha_s\pi}{6G_F V_{tb} V_{tq}^* m_{\tilde{q}}^2} \left[ (\delta_d^{LL})_{k3} \left( \frac{8}{3}M_3(x) - \mu \tan \beta \frac{m_{\tilde{g}}}{m_{\tilde{q}}^2} \frac{8}{3}M_a(x) \right) + (\delta_d^{LR})_{k3} \frac{m_{\tilde{g}}}{m_b} \frac{8}{3}M_1(x) \right], \\
C_{8G}^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}) &\simeq -\frac{\sqrt{2}\alpha_s\pi}{2G_F V_{tb} V_{tq}^* m_{\tilde{q}}^2} \left[ (\delta_d^{LL})_{k3} \left\{ \left( \frac{1}{3}M_3(x) + 3M_4(x) \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \mu \tan \beta \frac{m_{\tilde{g}}}{m_{\tilde{q}}^2} \left( \frac{1}{3}M_a(x) + 3M_b(x) \right) \right\} + (\delta_d^{LR})_{k3} \frac{m_{\tilde{g}}}{m_b} \left( \frac{1}{3}M_1(x) + 3M_2(x) \right) \right],
\end{aligned} \tag{4.95}$$

ここで  $k = 2, 1$  はそれぞれ  $b \rightarrow q$  ( $q = s, d$ ) 遷移に対応している。ここで double mass insertion が  $C_{7\gamma}^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}})$  と  $C_{8G}^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}})$  に含まれている。ウィルソン係数  $\tilde{C}_i^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}})$  は、 $C_i^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}})$  の  $L(R)$  と  $R(L)$  をひっくり返した者である。式 (4.95) におけるループ関数は付録 B に記す。本計算において、 $C_{7\gamma}$  と  $C_{8G}$  は  $b \rightarrow s$  そして  $b \rightarrow d$  遷移における CP の破れの dominant term を与える。 $C_{7\gamma}(m_b)$  そして  $C_{8G}(m_b)$  有効ウィルソン係数は、QCD の leading order で以下のように与えられる [3]:

$$\begin{aligned}
C_{7\gamma}^{\tilde{g}}(m_b) &= \zeta C_{7\gamma}^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}) + \frac{8}{3}(\eta - \zeta)C_{8G}^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}), \\
C_{8G}^{\tilde{g}}(m_b) &= \eta C_{8G}^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}),
\end{aligned} \tag{4.96}$$

ここで

$$\zeta = \left( \frac{\alpha_s(m_{\tilde{g}})}{\alpha_s(m_t)} \right)^{\frac{16}{21}} \left( \frac{\alpha_s(m_t)}{\alpha_s(m_b)} \right)^{\frac{16}{23}}, \quad \eta = \left( \frac{\alpha_s(m_{\tilde{g}})}{\alpha_s(m_t)} \right)^{\frac{14}{21}} \left( \frac{\alpha_s(m_t)}{\alpha_s(m_b)} \right)^{\frac{14}{23}}. \tag{4.97}$$

Time dependent CP asymmetry  $S_{\phi K_S}, S_{\eta' K_S}$  の評価について議論する。この Time dependent CP asymmetry は以下の  $\lambda_f$  を使って計算出来る。

$$\lambda_{\phi K_S, \eta' K^0} = -e^{-i\phi_d} \frac{\sum_{i=3-6, 7\gamma, 8G} \left( C_i^{\text{SM}} \langle O_i \rangle + C_i^{\tilde{g}} \langle O_i \rangle + \tilde{C}_i^{\tilde{g}} \langle \tilde{O}_i \rangle \right)}{\sum_{i=3-6, 7\gamma, 8G} \left( C_i^{\text{SM}*} \langle O_i \rangle + C_i^{\tilde{g}*} \langle O_i \rangle + \tilde{C}_i^{\tilde{g}*} \langle \tilde{O}_i \rangle \right)}, \tag{4.98}$$

ここで、 $C_i^{\tilde{g}}$ 、 $\tilde{C}_i^{\tilde{g}}$  はグルイーノ・スクォーク・クォーク相互作用の寄与を表している。最も大きな寄与を持つのは、left-right mixing を持つ the gluon penguin  $C_{8G}^{\tilde{g}}$  であるため、終状態  $f = \phi K_S$  と  $f = \eta' K^0$  の崩壊振幅は以下のように与えられる:

$$\begin{aligned}\bar{A}(\bar{B}^0 \rightarrow \phi K_S) &\propto C_{8G}(m_b) + \tilde{C}_{8G}(m_b), \\ \bar{A}(\bar{B}^0 \rightarrow \eta' \bar{K}^0) &\propto C_{8G}(m_b) - \tilde{C}_{8G}(m_b).\end{aligned}\quad (4.99)$$

ここで、 $\tilde{C}_{8G}$  の前の符号が違うことから、 $\phi K_S$  と  $\eta' K^0$  は違った超対称性の寄与を持っている事がわかる。これは、終状態  $f = \phi K_S$  と  $f = \eta' K^0$  でパリティが違う事に由縁する [39]。

$$\langle f | O_i | B^0 \rangle = -(-1)^{P_f} \langle f | \tilde{O}_i | B^0 \rangle \quad (4.100)$$

3.5.2 章で議論したように、標準模型では  $S_{J/\psi K_S} \simeq S_{\phi K_S}, S_{\eta' K^0}$  となることが予想されていた。しかしもし大きな超対称性模型の寄与があるとすると、終状態  $f = \phi K_S$  と  $f = \eta' K^0$  の崩壊振幅は違う形の超対称性の寄与を持つ事から、 $S_{\phi K_S}$ 、 $S_{\eta' K^0}$  が互いに違う大きさになることが予想される [40]。このことから数値解析では、超対称性粒子の寄与を入れた事で  $S_{\phi K_S}$ 、 $S_{\eta' K^0}$  の大きさが互いにずれるかどうか注目する。

Time dependent CP asymmetry  $S_{\phi\phi}, S_{\phi\eta'}$  の評価についても同様に議論できる。 $B_s \rightarrow \phi\phi$ 、 $B_s \rightarrow \phi\eta'$  崩壊に対する  $\lambda_f$ :

$$\lambda_{\phi\phi, \phi\eta'} = e^{-i\phi_s} \frac{\sum_{i=3-6, 7\gamma, 8G} C_i^{\text{SM}} \langle O_i \rangle + C_i^{\tilde{g}} \langle O_i \rangle + \tilde{C}_i^{\tilde{g}} \langle \tilde{O}_i \rangle}{\sum_{i=3-6, 7\gamma, 8G} C_i^{\text{SM}*} \langle O_i \rangle + C_i^{\tilde{g}*} \langle O_i \rangle + \tilde{C}_i^{\tilde{g}*} \langle \tilde{O}_i \rangle}, \quad (4.101)$$

ここで  $\langle \phi\phi | O_i | B_s \rangle = -\langle \phi\phi | \tilde{O}_i | B_s \rangle$ 、そして  $\langle \phi\eta' | O_i | B_s \rangle = \langle \phi\eta' | \tilde{O}_i | B_s \rangle$ 。である。終状態  $f = \phi\phi$  (s-wave) また  $f = \phi\eta'$  に対する崩壊振幅は以下のように与えられる:

$$\begin{aligned}\bar{A}(\bar{B}_s \rightarrow \phi\phi) &\propto C_{8G}(m_b) - \tilde{C}_{8G}(m_b), \\ \bar{A}(\bar{B}_s \rightarrow \phi\eta') &\propto C_{8G}(m_b) + \tilde{C}_{8G}(m_b).\end{aligned}\quad (4.102)$$

ここで、ハドロン行列要素は 3.2 章で記した Factorization 関係式を用いて評価した。

崩壊分岐比  $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$  は、3.7.1 章で記述した式を用いて評価する。Direct CP violation  $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}$  は 3.7.2 章で記述した式を用いて評価した。

#### 4.2.1 数値計算

**セットアップ** Mass Insertion パラメータ  $(\delta_d^{LL})_{23}$ 、 $(\delta_d^{RR})_{23}$ 、 $(\delta_d^{LR})_{23}$ 、 $(\delta_d^{RL})_{23}$  を以下のように設定する:

$$(\delta_d^{LL})_{23} = |(\delta_d^{LL})_{23}| e^{2i\theta_{23}^{LL}}, \quad (\delta_d^{RR})_{23} = |(\delta_d^{LL})_{23}| e^{2i\theta_{23}^{RR}} \quad (4.103)$$

$$(\delta_d^{LR})_{23} = |(\delta_d^{LR})_{23}| e^{2i\theta_{23}^{LR}}, \quad (\delta_d^{RL})_{23} = |(\delta_d^{LR})_{23}| e^{2i\theta_{23}^{RL}} \quad (4.104)$$

簡単のため、 $|(\delta_d^{LL})_{23}| = |(\delta_d^{RR})_{23}|$ 、 $|(\delta_d^{LR})_{23}| = |(\delta_d^{RL})_{23}|$  と仮定した。一方、位相はそれぞれ独立にとる。解析では、大きさ  $|(\delta_d)_{23}|$ 、位相  $\theta_{23}$  をそれぞれランダムにふらし、様々な実験値から制限をかけて許される範囲を求めている。式 4.92 で見たように  $(\delta_d^{LL})_{23}$ 、 $(\delta_d^{RR})_{23}$  は B 中間子混合によく効き、その実験値から  $|(\delta_d^{LL})_{23}|, |(\delta_d^{RR})_{23}| \leq \mathcal{O}(10^{-2})$  と制限がつく [30]。一方で、 $(\delta_d^{LR})_{23}$ 、 $(\delta_d^{RL})_{23}$  は  $C_{7\gamma}^{\tilde{g}}$  と  $C_{8G}^{\tilde{g}}$  によく効くため  $b \rightarrow s\gamma$  崩壊等から制限がつくことを後に記す。

スクォーク質量、グルイーノ質量は次のように設定する：

$$m_{\tilde{q}} = 1.5 \text{ TeV}, \quad m_{\tilde{g}} = 1.5 \text{ TeV}, \quad (4.105)$$

これは 2012 年時点で LHC 実験から許される範囲であったが、後に述べるように近年は質量の下限が  $m_{\tilde{q}} > 1.8 \text{ TeV}$  まで上がっている。しかし本章ではこの質量の設定のもと、2012 年時点での解析結果について簡単に述べる。

まずはじめに、図 21 (a) は Mass Insertion パラメータの大きさ  $|(\delta_d^{LR})_{23}|$  と位相  $\theta_{23}^{LR}$  の許される領域を示している。これは  $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$  の制限がかかっている。Mass Insertion パラメータの大きさ  $(\delta_d^{LR})_{23}$  は  $|(\delta_d^{LR})_{23}| \lesssim 9 \times 10^{-2}$  の範囲が許されている事がわかる。また、 $(\delta_d^{LR})_{23}$  の上限値は約  $9 \times 10^{-2}$  であり、その際位相は  $2\theta_{23}^{LR} = 0$  か  $2\pi$  であることがわかる。 $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$  からの制限に加えて  $S_{J/\psi K_S}$ 、 $S_{\phi K_S}$ 、 $S_{\eta' K^0}$  の実験値を加えたものが図 21 (b) であり、 $S_{J/\psi K_S}$ 、 $S_{\phi K_S}$ 、 $S_{\eta' K^0}$  の実験値の制限は厳しいことがわかる。 $|(\delta_d^{LR})_{23}| \lesssim 5 \times 10^{-3}$ 。がいかなる位相でも許されているが、 $|(\delta_d^{LR})_{23}|$  の最も大きい値は位相  $\theta_{23}^{LR}$ 、 $\pi/4$  and  $3\pi/4$  付近で  $2 \times 10^{-2}$  に対応する事がわかる。得られた範囲  $|(\delta_d^{LR})_{23}| \lesssim 2 \times 10^{-2}$  はグルイーノ質量とスクォーク質量に依っている。もしこれらが増えれば、 $|(\delta_d^{LR})_{23}| \times m_{\tilde{q}}/(1.5 \text{ TeV})$  となる。

上記のように制限がつけられた  $(\delta_d^{LR})_{23}$  を用いて、 $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}$ 、 $S_{K^*\gamma}$ 、 $S_{\phi\phi}$ 、 $S_{\phi\eta'}$  を予言する。図 22 では、direct CP asymmetry  $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}$  V.S.  $|(\delta_d^{LR})_{23}|$  の範囲を示している。ここで  $|(\delta_d^{LR})_{23}| = 0$  の状況は標準模型の予言値と対応しており、 $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}(\text{SM}) \simeq 4 \times 10^{-3}$  である [44]。スクォーク・フレーバー混合による  $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}$  への予言範囲は、 $-3 \times 10^{-2} \lesssim A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma} \lesssim 3 \times 10^{-2}$  である。実験のエラーバーがまだ大きいので  $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}(\text{exp}) = -0.008 \pm 0.029$  [23]、われわれの予言領域は実験値と無矛盾な範囲である。より高精度な実験値が将来報告されれば、更に Mass Insertion パラメータに制限がつくだろう。

図 23 では、CP asymmetry,  $S_{K^*\gamma}$  の予言領域を示した。標準模型の予言値は  $S_{K^*\gamma}(\text{SM}) \simeq (2m_s/m_b) \sin \phi_d \simeq 4 \times 10^{-2}$  であり [41]、一方実験値は  $S_{K^*\gamma}(\text{exp}) = -0.15 \pm 0.22$  [23] である。我々の予言領域は  $-0.4 \lesssim S_{K^*\gamma} \lesssim 0.2$  であり、実験値と無矛盾である。 $S_{K^*\gamma}$  に関してもより高精度な実験結果が報告される事が期待される。

解析では Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi K_S}$ 、 $S_{\eta' K^0}$  の実験値が考慮されているが、 $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$  からの制限があることから、実験値全範囲がいつも満たされているとは限らない。ゆえにこれらの許される領域も示した (図 24)。標準模型の予言値は  $S_{J/\psi K_S}(\text{SM}) = S_{\phi K_S}(\text{SM}) = S_{\eta' K^0}(\text{SM})$  であり、実験値は式 (3.63) に記されたとおりである。図右下の範囲が許されていないことがわかる。これは将来実験でテスト可能である。

図 25 では、Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi\phi}$  and  $S_{\phi\eta'}$  の予言結果を示した。 $S_{J/\psi\phi}$

の実験値  $\phi_s$  は式 (3.61) を使った。緑の範囲が標準模型の値である。結果として、グルーイノ・スクォーク混合を考慮すると  $-0.2 \lesssim S_{\phi\phi} \lesssim 0.4$ 、 $-0.5 \lesssim S_{\phi\eta'} \lesssim 0.4$  の範囲まで許される事がわかった。位相  $\phi_s$  はまだ実験のエラーが大きいため、 $S_{J/\psi\phi}$  が将来 LHCb で精度よく測られれば我々の予言も進展させる事ができる。合わせて、Time dependent CP asymmetry  $S_{\phi\phi}$  の精密測定が進展することも期待される。

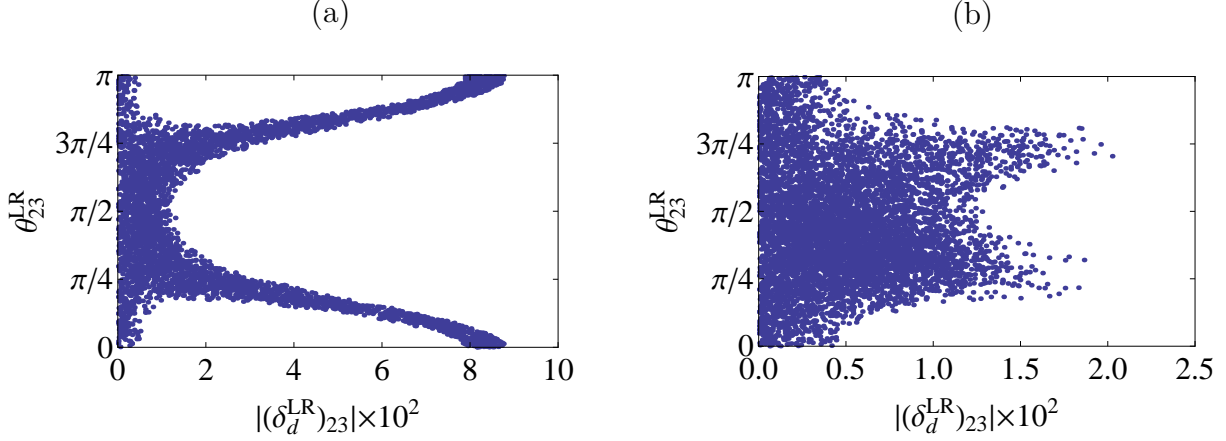


図 21:  $(\delta_d^{LR})_{23}$  の許される領域である。図 (a)、図 (b) とともに、横軸は  $(\delta_d^{LR})_{23}$  の大きさを、縦軸は位相を表している。図 (a) は  $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$  からのみの制限を考慮しているのに対し、図 (b) は  $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$  の他に  $S_{\phi K_S}$ 、 $S_{\eta' K^0}$  の実験値の制限が考慮されている。

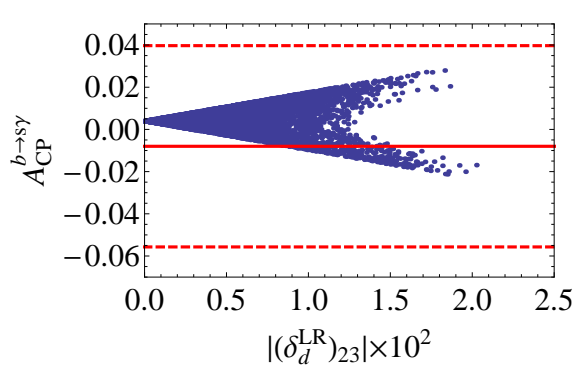


図 22:  $b \rightarrow s\gamma$  崩壊の Direct CP asymmetry  $A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}$  V.S.  $|(\delta_d^{LR})_{23}|$ 。赤の点線は 90% C.L. の実験のエラーバー、実線は中心値である。

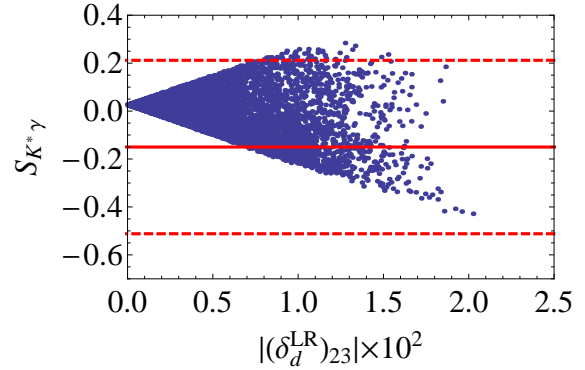


図 23:  $B^0 \rightarrow K^* \gamma$  の CP asymmetry,  $S_{K^* \gamma}$  V.S.  $|(\delta_d^{LR})_{23}|$  の予言領域。赤の点線は 90% C.L. の実験のエラーバー、実線は中心値である。

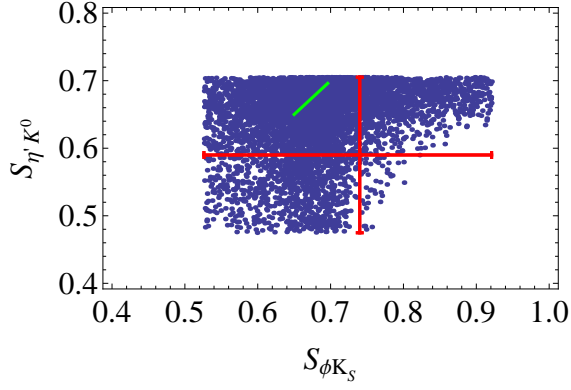


図 24: Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi K_S}$  と  $S_{\eta'K^0}$  の許される範囲。標準模型の予言値  $S_{J/\psi K_S} = S_{\phi K_S} = S_{\eta'K^0}$  は緑の線で表されている。赤の点線は 90% C.L. の実験のエラーバー、実線は中心値である。

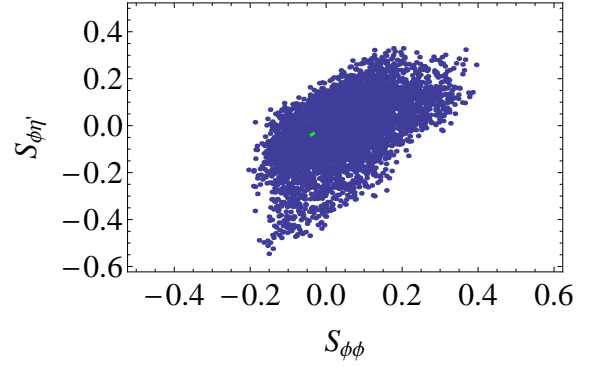


図 25: Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi\phi}$  と  $S_{\phi\eta'}$  の許される範囲。 $S_{J/\psi\phi}$  の標準模型の予言値は緑の線で表されている。

	Exp.	SM	our prediction
$\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$	$(3.53 \pm 0.24) \times 10^{-4}$ [23]	$(3.15 \pm 0.23) \times 10^{-4}$ [24]	constraint
$\text{BR}(b \rightarrow d\gamma)$	$(1.41 \pm 0.57) \times 10^{-5}$ [42, 43]	$(1.54^{+0.26}_{-0.31}) \times 10^{-5}$ [43]	constraint
$A_{\text{CP}}^{b \rightarrow s\gamma}$	$-0.008 \pm 0.029$ [23]	$4 \times 10^{-3}$ [44]	$-0.03 \sim 0.03$
$A_{\text{CP}}^{b \rightarrow d\gamma}$	—	$-0.09$	$-0.16 \sim 0.06$
$S_{J/\psi K_S}$	$0.679 \pm 0.020$ [16]	input	constraint
$S_{\phi K_S}$	$0.74^{+0.11}_{-0.13}$ [16]	$\mathcal{O}(\lambda^4)$	constraint
$S_{\eta'K^0}$	$0.59 \pm 0.07$ [16]	$\mathcal{O}(\lambda^4)$	constraint
$\phi_s(S_{J/\psi\phi} = \sin \phi_s)$	$-0.004 \pm 0.166 \pm 0.054$ [45]	$-0.0363^{+0.0016}_{-0.0015}$ [46]	constraint
$S_{\phi\phi}$	—	$= S_{J/\psi\phi}$	$-0.2 \sim 0.4$
$S_{\phi\eta'}$	—	$= S_{J/\psi\phi}$	$-0.5 \sim 0.4$
$S_{K^*\gamma}$	$-0.15 \pm 0.22$ [23]	$0.04$ [41]	$-0.4 \sim 0.2$
$S_{\rho\gamma}$	$-0.8 \pm 0.7$ [23]	$0.002$ [41]	$-1 \sim 1$
$S_{K^0\bar{K}^0}$	$-0.8 \pm 0.5$ [23]	$0.02 \sim 0.13$ [18]	$-1 \sim 1$
$C_{K^0\bar{K}^0}$	$-0.0 \pm 0.4$ [23]	$-0.17 \sim -0.15$ [18]	$-1 \sim 1$

表 1: 標準模型の予言値、実験値、我々の予言値のまとめ

### 4.3 Model 2 : Mass eigenvalue basis

4.2 章では、MI パラメーターで記述されたセットアップで考えたが、この時は 6 個全てのスクォーク質量  $m_{\tilde{q}}$  がほぼ縮退しているということを前提としていた。しかし、縮退していることは仮定であり、スクォーク質量スペクトラムはどうなっているかわからない。ゆえに、今度はスクォーク質量行列を対角化させた、質量固有状態のベースで考えてみる。 $6 \times 6$  ダウンタイプスクォーク行列  $M_{\tilde{d}}^2$  を、以下のように回転行列をかけて対角化する。

$$\tilde{m}_{\tilde{d}\text{dia}}^2 = \Gamma_G^{(d)} M_{\tilde{d}}^2 \Gamma_G^{(d)\dagger}, \quad (4.106)$$

ここで回転行列  $\Gamma_G^{(q)}$  は  $6 \times 6$  のユニタリー行列であり、これを  $\Gamma_G^{(q)} = (\Gamma_{GL}^{(q)}, \Gamma_{GR}^{(q)})^T$  のように  $3 \times 6$  行列に分解して表記することにする。そうすると、gluino-squark-quark 相互作用は以下のように与えられる

$$\mathcal{L}_{\text{int}}(\tilde{g}q\tilde{q}) = -i\sqrt{2}g_s \sum_{\{q\}} \tilde{q}_i^*(T^a) \tilde{G}^a \left[ (\Gamma_{GL}^{(q)})_{ij} P_L + (\Gamma_{GR}^{(q)})_{ij} P_R \right] q_j + \text{h.c.}, \quad (4.107)$$

ここで  $\tilde{G}^a$  はグルイーノ場である。この相互作用は、ボックスやペンギンダイアグラムの形でグルイーノ・スクォークを媒介させた、 $\Delta F = 2$  そして  $\Delta F = 1$  flavor changing プロセスを起こす。

本枠組みでは、1・2 世代のスクォークが数 TeV 以上であるのに対し、3 世代のスクォーク、ストップとスボトムが約 1 TeV 付近にある状況を考える。このような場合、gluino-squark 相互作用を通してフレーバーを変えるような 1・2 世代のスクォークの寄与は、その質量の重さによって抑えられる。さらに、K 中間子系での FCNC を抑えるため [36]、U(2) のようなフレーバー対称性を課す [47]。ストップとスボトムの相互作用は、gluino-squark が媒介した flavor changing プロセスに効いてくる。ゆえに、 $\Delta B = 2$  そして  $\Delta B = 1$  プロセスへスボトムの相互作用が効く。混合行列  $\Gamma_{GL}^{(d)}$  そして  $\Gamma_{GR}^{(d)}$  を以下のようにとる [48]:

$$\Gamma_{GL}^{(d)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \delta_{13}^{dL} c_\theta & 0 & 0 & -\delta_{13}^{dL} s_\theta e^{i\phi} \\ 0 & 1 & \delta_{23}^{dL} c_\theta & 0 & 0 & -\delta_{23}^{dL} s_\theta e^{i\phi} \\ -\delta_{13}^{dL*} & -\delta_{23}^{dL*} & c_\theta & 0 & 0 & -s_\theta e^{i\phi} \end{pmatrix},$$

$$\Gamma_{GR}^{(d)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \delta_{13}^{dR} s_\theta e^{-i\phi} & 1 & 0 & \delta_{13}^{dR} c_\theta \\ 0 & 0 & \delta_{23}^{dR} s_\theta e^{-i\phi} & 0 & 1 & \delta_{23}^{dR} c_\theta \\ 0 & 0 & s_\theta e^{-i\phi} & -\delta_{13}^{dR*} & -\delta_{23}^{dR*} & c_\theta \end{pmatrix}, \quad (4.108)$$

ここで  $c_\theta = \cos \theta$  そして  $s_\theta = \sin \theta$ , であり、 $\theta$  は  $\tilde{b}_{L,R}$  セクターの混合角である。また、混合パラメーター  $\delta_{j3}^{dL}, \delta_{j3}^{dR}$  はフレーバーの変わり具合に相当するパラメータである。ここで、混合角  $\theta$  は trilinear SUSY breaking から来ている。もしこの breaking が無視出来たら、 $\theta$  はなくなる。今回は大きな trilinear SUSY breaking を考えており、これは  $\tilde{b}_L - \tilde{b}_R$  セクターで大きな mixing angle  $\theta$  を与える。これらの回転行列を使うことで、 $K, B^0$  そ

して  $B_s$  中間子崩壊における gluino-sbottom が媒介した flavor changing プロセスを評価する。

数値計算の前に、スクォークの質量を設定しておこう。3 世代目スクォークは、大きな湯川結合によって left-handed スクォークと right-handed スクォークとの間に大きな混合を引き起こすことが考えられる。我々の計算では、典型的な例として  $m_{\tilde{b}_1}$ 、 $m_{\tilde{b}_2}$  そして gluino mass  $m_{\tilde{g}}$  を以下のように設定する：

$$m_{\tilde{b}_1} = 1 \text{ TeV}, \quad m_{\tilde{b}_2} = 1.1 \text{ TeV}, \quad m_{\tilde{g}} = 2 \text{ TeV}, \quad (4.109)$$

これらは 2012 年当時の実験からの制限を考慮している [49]。left-handed スボトム と the right-handed スボトムの混合角  $\theta$  は、GUT で universal mass を仮定した繰り込み群方程式を使って、大まかに見積もることが出来るが、詳細は SUSY パラメーターに依っている [35]。ゆえに、数値計算では  $\theta$  を  $10^\circ - 35^\circ$  の中でふらして用いる。大きな質量差  $m_{\tilde{b}_2} - m_{\tilde{b}_1}$  は、小さな混合角  $\theta$  を与える。例えば、 $m_{\tilde{b}_1} = 1 \text{ TeV}$  そして  $m_{\tilde{b}_2} = 1.2 \text{ TeV}$  ととると、 $\theta$  の大きさは式 (4.109) の場合の半分にまで近似的に減らされる。この質量差への依存性は数値計算の部分で議論する。混合パラメータ  $\delta_{13}^{dL}$  そして  $\delta_{23}^{dL}$  は複素数であり、様々な実験値から制限される。単純化のために、以下のような仮定をとる：

$$|\delta_{13}^{dR}| = |\delta_{13}^{dL}|, \quad |\delta_{23}^{dR}| = |\delta_{23}^{dL}|, \quad (4.110)$$

一方で、 $\delta_{23}^{dR}$ 、 $\delta_{13}^{dR}$  そして  $\phi$  はフリーパラメータである。このようにして、式 (4.108) には 3 つの混合角と 5 つの位相があることになり、我々の計算ではフリーパラメータとして扱う。

#### 4.3.1 数値計算

数値計算結果にうつる。gluino-sbottom-quark 混合パラメータに制限をつけるため、CP の破れの実験値、 $\epsilon_K$ 、 $\phi_d$  そして  $\phi_s$  をインプットする。ストレンジクォークの cEDM の上限値も制限として採用する。これらの実験値からの制限に加えて、質量差  $\Delta M_{B^0}$  と  $\Delta M_{B_s}$ 、CKM 混合パラメータ、そして  $b \rightarrow s\gamma$  崩壊の実験値も考慮する。手法としては、 $\delta_{13}^{dL(dR)}$ 、 $\delta_{23}^{dL(dR)}$  の大きさは  $0 \sim 0.1$  の間で散らし、これらの位相は  $0 \sim 2\pi$  の間で散らす。インプットした実験値は 90 % C.L. である。CKM パラメータ  $|V_{cb}|$  そして  $|V_{us}|$  もまたインプットした。他の CKM 要素は、 $\Delta M_{B^0}/\Delta M_{B_s}$  そして  $\sin(2\beta)$  によって決定されている。数値計算で用いたインプット値は表 2 にまとめている。

まずはじめに、 $|\epsilon_K^{\text{SM}}|/\hat{B}_K$  と  $\sin(2\beta)$  の許される範囲を図 26 に示した。これは、式 (3.62) と (3.56) の標準模型の寄与のみがプロットされている。式 (3.61) における  $\sin \phi_d$  の最近の実験値は、 $\sin(2\beta) = 0.57 - 0.88$  の範囲を許している、ここで  $\beta$  はユニタリー三角形の角であった。gluino-sbottom-quark 相互作用を考慮すると、 $|\epsilon_K|$  と  $\sin \phi_d$  の許される領域は実験値のエラーバーの中におさまる。

$\sin 2\beta$ 、 $\Delta M_{B^0}^{\text{SM}}/\Delta M_{B_s}^{\text{SM}}$  を固定したとき、 $|V_{ub}|$  が予言される。図 27 では、 $\sin(2\beta)$  と  $|V_{ub}|$  の関係性を示した。この際、 $|V_{ub}|$  の実験値のエラーからはずれるものはカットして

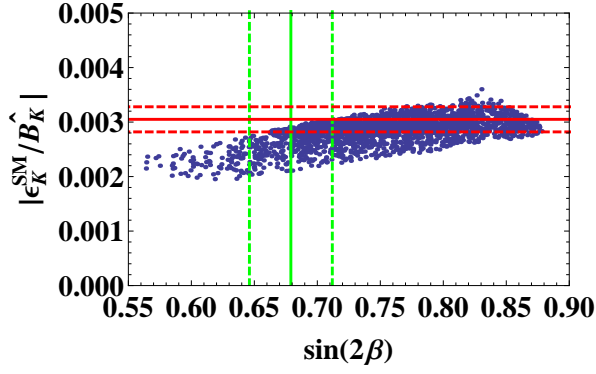


図 26:  $|\epsilon_K^{\text{SM}}|/\hat{B}_K - \sin(2\beta)$  への標準模型の寄与領域。点線は 90% C.L. の実験のエラーバーであり、実線は実験の中心値である。

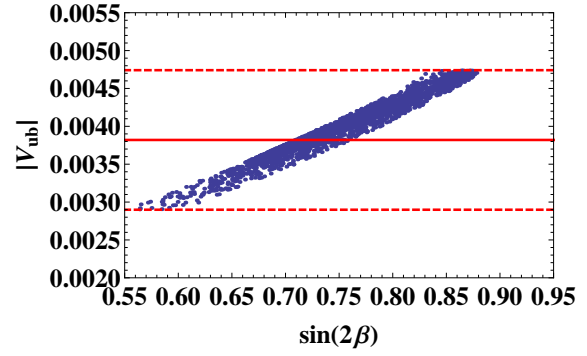


図 27:  $|V_{ub}|$  V.S.  $\sin(2\beta)$ 。点線は 90% C.L. の実験のエラーバーであり、実線は実験の中心値である。

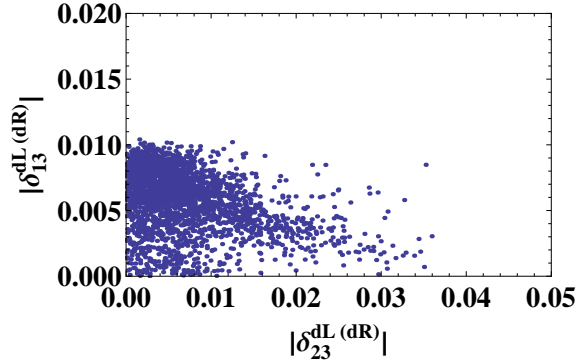


図 28: mixing パラメーター  $|\delta_{13}^{dL(dR)}|$ 、 $|\delta_{23}^{dL(dR)}|$  の許される範囲。

いる。 $|V_{ub}|$  の現在の測定では、exclusive 崩壊からの測定値と inclusive 崩壊からの測定値のあいだで  $2.6 \sigma$  のずれがあることが知られている [50]:

$$|V_{ub}| = (3.28 \pm 0.30) \times 10^{-3} \text{ (exclusive)}, \quad |V_{ub}| = (4.40 \pm 0.31) \times 10^{-3} \text{ (inclusive)}, \quad (4.111)$$

この平均値は  $|V_{ub}| = (3.82 \pm 0.56) \times 10^{-3}$  である。より精度よく  $|V_{ub}|$  が測定されれば、それに伴って  $\sin(2\beta)$  も決定されることがわかる。

混合パラメータ  $|\delta_{13}^{dL(dR)}|$ 、 $|\delta_{23}^{dL(dR)}|$  の許される領域は図 28 に示されている。図 28 からわかるように、これらの許される領域は

$$|\delta_{13}^{dL(dR)}| = 0 \sim 0.01, \quad |\delta_{23}^{dL(dR)}| = 0 \sim 0.04. \quad (4.112)$$

である。以下議論では、この制限のつけられた SUSY の混合パラメータを用いて、 $B^0$  として  $B_s$  崩壊における CP の破れへの SUSY の感度を見ていく。



$\alpha_s(M_Z) = 0.1184$ [23]
$m_c(m_c) = 1.275$ GeV [23]
$m_t(m_t) = 160.0$ GeV ( $\overline{MS}$ ) [23]
$M_{B_s} = 5.36677(24)$ GeV [23]
$\Delta M_{B_s} = (116.942 \pm 0.1564) \times 10^{-13}$ GeV [51]
$\Delta M_{B^0} = (3.337 \pm 0.033) \times 10^{-13}$ GeV [23]
$f_{B_s} = (233 \pm 10)$ MeV [50]
$f_{B_s}/f_{B^0} = 1.200 \pm 0.02$ [50]
$\xi_s = 1.21(6)$ [12]
$\lambda = 0.2255(7)$ [23]
$ V_{cb}  = (4.12 \pm 0.11) \times 10^{-2}$ [50]
$\eta_{cc} = 1.43(23)$ [12]
$\eta_{ct} = 0.47(4)$ [12]
$\eta_{tt} = 0.5765(65)$ [12]
$f_K = (156.1 \pm 1.1)$ MeV [23]
$\kappa_\epsilon = 0.92(2)$ [12]

表 2: 数値計算で用いたインプットパラメータ

Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi K_S}$  and  $S_{\eta' K^0}$  の議論をしていこう。標準模型では、 $S_{J/\psi K_S}(\text{SM}) \simeq S_{\phi K_S}(\text{SM}) = S_{\eta' K^0}(\text{SM})$  と見積もることができる一方、最近の Time dependent CP asymmetry の実験値は式 (3.63) で与えられている。図 29 は、標準模型からのずれを 2 つのケースに分けて予言している。ストレンジクォークの cEDM の上限値からの制限を考慮したものと、そうでないものの 2 つである。ストレンジクォークの cEDM からの制限によって、標準模型からのずれが小さくなったことが明らかである。これらの結果より、このノンレプトニック崩壊における CP の破れの観測で、gluino-sbottom-quark の寄与を見ることは難しいことがわかる。

図 30 では、Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi\phi}$ 、 $S_{\phi\eta'}$  の予言領域を示した。cEDM からの制限も考慮されている。計算の際、位相  $\phi_s$  に対応する  $S_{J/\psi\phi}$  の実験値は、式 (3.61) を用いた。図のピンクの領域は、標準模型の予言値  $S_{J/\psi\phi}(\text{SM}) = -0.0363 \pm 0.0017$  [14] を示している。 $S_{\phi\phi}$  はほとんど  $S_{\phi\eta'}$  に比例していることが図からわかる。もし  $\Delta B = 1$  への SUSY の寄与が測定可能な大きさであったとすれば、式 (4.102) で見たように、これらの asymmetry はそれぞれ違う大きさになるはずである。つまり、 $\Delta B = 1$  プロセスでの CP の破れへの gluino 相互作用の寄与はたいへん小さいことがわかる。一方で、 $\Delta B = 2$  プロセスへの寄与 (SUSY ボックスダイアグラムに該当) は式 (3.62)、(4.101) からもわかるとおり、測定可能な大きさである。この状況は、 $C_{8G}^{\tilde{g}}(m_b)$  へのふたつのスボトム  $\tilde{b}_1$ 、 $\tilde{b}_2$  からの寄与の間にキャンセレーションが起きていることから理解出来る。付録参照。  $C_{8G}^{\tilde{g}}$  は  $(1/m_{\tilde{b}_1}^2 - 1/m_{\tilde{b}_2}^2) \sin 2\theta$  に比例しており、これは  $m_{\tilde{b}_2} = 1.1 \sim 1.5$  TeV  $m_{\tilde{b}_1} = 1$  TeV の範囲で約 7% 変わる。実際、 $m_{\tilde{b}_2} = 1.5$  TeV としてみたところ、式 (4.112) は数%変

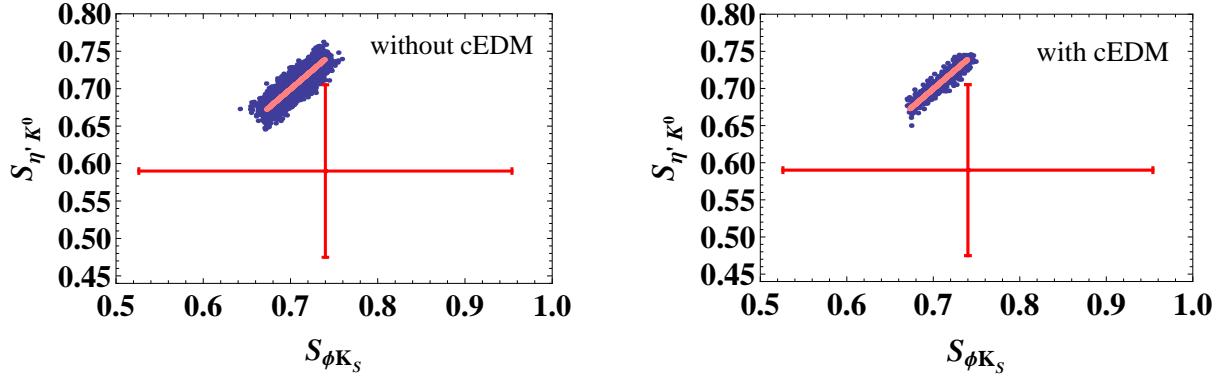


図 29: Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi K_S}-S_{\eta' K^0}$  の予測領域。左はストレンジクォークの cEDM の制限を考慮したもの、右はそうでないものである。標準模型の予測値  $S_{J/\psi K_S} \simeq S_{\phi K_S} = S_{\eta' K^0}$  のラインはピンクで記してある。90% C.L. の実験値のエラーバーは、赤の実線で示してある。

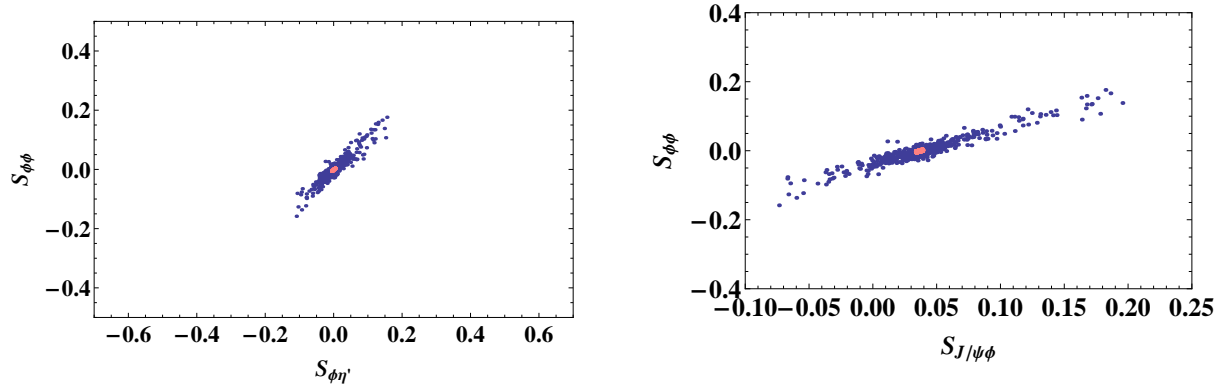


図 30: Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi\eta'}-S_{\phi\phi}$  の予測領域。ピンクの領域は標準模型の予測値である。

図 31:  $S_{\phi\phi}$  vs  $S_{J/\psi\phi}$  の予測領域。 $S_{J/\psi\phi}$  が 90% C.L. の実験値エラーバーで示されている。ピンクの領域は標準模型の予測値である。

わった。

結論として、 $-0.1 \lesssim S_{\phi\phi} \lesssim 0.2$  そして  $-0.1 \lesssim S_{\phi\eta'} \lesssim 0.2$  が予測領域である。位相  $\phi_s$  はまだ大きな実験エラーを持っているため、近い将来 LHCb からより精度の良い  $S_{J/\psi\phi}$  が測られれば、我々の予測結果も改善されることが期待出来る。この状況をよりクリアに理解するために、予測値  $S_{\phi\phi}$  の  $S_{J/\psi\phi}$  依存性をプロットした図 31。

LHCb は最近ではじめてこの  $B_s \rightarrow \phi\phi$  崩壊における Time-dependent CP-violating asymmetry を測定した [17]。式 (3.65) にある CP-violating phase は  $\phi_s = [-2.46, -0.76]$  rad と測られている。この CP violating phase の測定のエラーは統計に依るものが大きいため、近い将来 LHCb のデータがたまったときに大きく改善されることが期待される。

図 32 では、予測した Time dependent CP asymmetry  $S_{K^0 \bar{K}^0}$  の  $|\delta_{13}^{dL(dR)}|$  依存性が示されている。予測領域は  $-0.4 \leq S_{K^0 \bar{K}^0} \leq 0.3$  である一方、標準模型での予測値は  $S_{K^0 \bar{K}^0}(\text{SM}) \simeq$

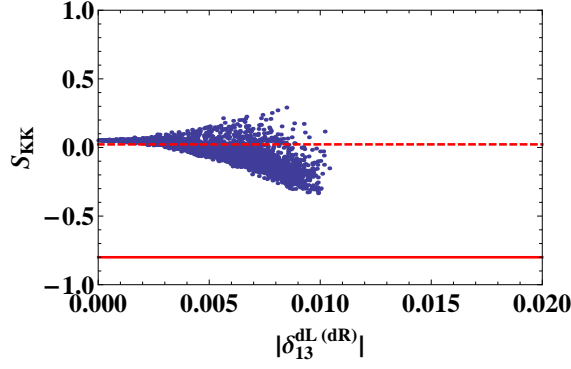


図 32: Time dependent CP asymmetry  $S_{K^0\bar{K}^0}$  vs  $|\delta_{13}^{dL(dR)}|$  の予言領域。赤の実線と点線は、それぞれ実験値の中心値と 90% C.L. のエラーバーを示している。

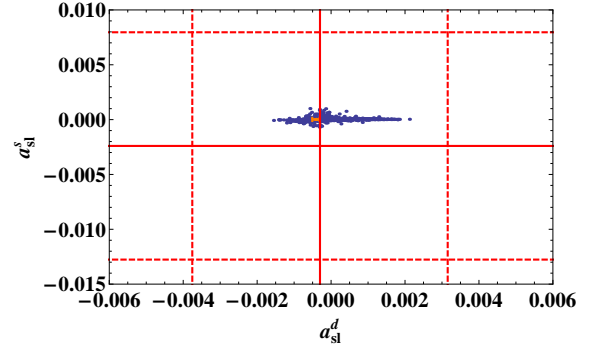


図 33: Semi-leptonic CP asymmetry  $a_{sl}^d$  と  $a_{sl}^s$  の予言領域。赤の実線と点線は、それぞれ実験値の中心値と 90% C.L. のエラーバーを示している。

0.06 であると報告されている [18]。現在の実験値は、 $S_{K^0\bar{K}^0}(\text{exp}) = -0.8 \pm 0.5$  [23]。標準模型での予言値が非常に小さいので、将来より精度よく測定出来れば、SUSY の寄与を測定するチャンスになると言える。

最後に、Indirect CP violation であった Semi-leptonic CP asymmetry  $a_{sl}^d$  and  $a_{sl}^s$  の予言値を図 33 に示した。予言領域は  $a_{sl}^d = -0.0017 \sim 0.002$  and  $a_{sl}^s = -0.001 \sim 0.001$  である。一方、標準模型の予言値は式 (3.73) で示したとおり、 $a_{sl}^{d\text{SM}} = -(4.1 \pm 0.6) \times 10^{-4}$  and  $a_{sl}^{s\text{SM}} = (1.9 \pm 0.3) \times 10^{-5}$  である。実験値はまだ大きなエラーを持っている [22, 23]。この Semi-leptonic asymmetry  $a_{sl}^d$  は将来 Belle II で精度よく測られることが期待され、SUSY の寄与への面白いテストになるであろうことが期待される。

## ヒッグス質量との整合性

2012 年 7 月にヒッグス粒子が見つかり、その質量が  $m_H \sim 126\text{GeV}$  であることが報告された [52]。ここでは、ヒッグス質量と無矛盾な超対称性粒子の質量スペクトラムを考えた上で、B 中間子の物理量に対する影響について調べた事を簡単にコメントする。

超対称性が破れるスケール  $\Lambda$  で、以下のようにユニバーサルパラメータをとる。

$$m_1^2 = m_2^2 = m_0^2 \quad (4.113)$$

$$m_Q^2 = m_u^2 = m_d^2 = m_L^2 = m_e^2 = m_0^2 \quad (4.114)$$

$$M_3 = M_2 = M_1 = m_{1/2} \quad (4.115)$$

$$A_u = A_0 y_u, \quad A_d = A_0 y_d, \quad A_e = A_0 y_e \quad (4.116)$$

これらを標準模型のスケールまで繰り込み群方程式でおろして来たときに、ヒッグス質量 ( $m_H \sim 126\text{GeV}$ ) が再現できるようにスケール  $\Lambda$  での初期条件を調整する。ここで、繰り込み群方程式は [35] を参考にした。たとえば、超対称性から標準模型へ切り替わるスケール  $Q_0$  が、 $10\text{TeV}$  であるときを考える。このとき  $\tan\beta = 10$ 、 $\Lambda = 10^{17}\text{GeV}$  であり [53]、 $m_0 = Q_0$  とし  $m_{1/2}$ 、 $A_t$  の初期条件を調整した。このときの RGE running の結果を図 34 に示した。

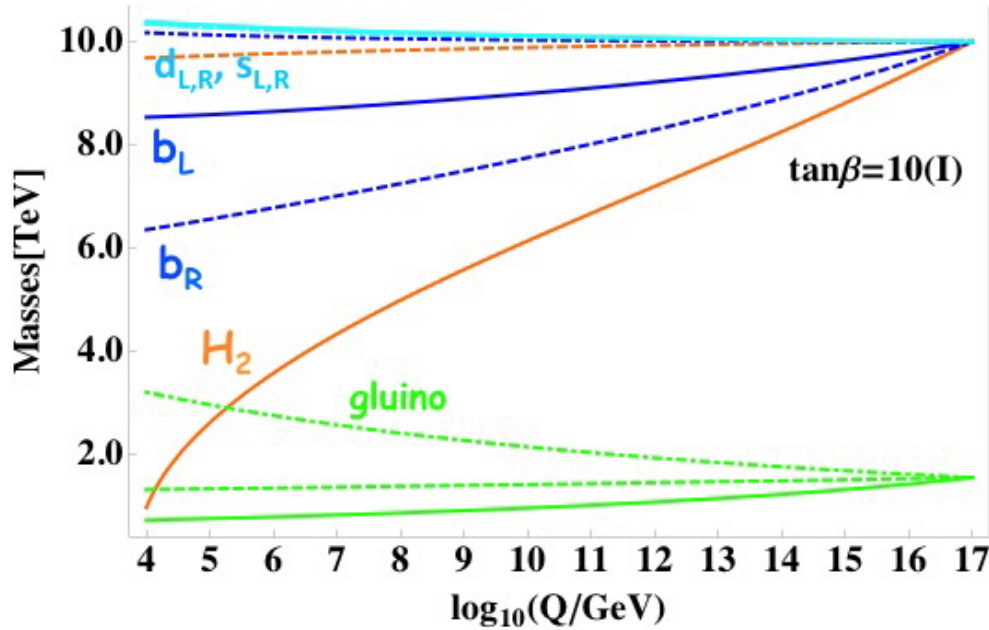


図 34:  $Q_0 = 10\text{TeV}$ 、 $\tan\beta = 10$ 、 $\Lambda = 10^{17}\text{GeV}$  であるときの RGE running。水色：1、2 世代ダウントタイプスクォークの質量、青実線：左巻きストップ質量、青点線：右巻きストップ質量、オレンジ実線：ヒッグス質量、黄緑ドット点線：グルイーノ質量

$m_{\bar{d}}$ 、 $m_{\bar{s}}$  がほとんど縮退している事から、 $\delta_{12} = 0$  であり、式 4.108 と同じセットアップが使える。

RGE running の結果から、ヒッグス質量と整合性を持つスボトム質量  $m_{\tilde{b}_1}$ 、 $m_{\tilde{b}_2}$ 、そしてグルーイノ質量  $M_3$  を決める事ができた。この時の Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi K_S}-S_{\eta' K^0}$  の预言領域を図 35 に示す。図 36 では、 $S_{\phi K_S}$  と  $S_{\eta' K^0}$  のずれ具合を見るために  $S_{\phi K_S}/S_{\eta' K^0}$  の  $\delta_{23}^{dL(dR)}$  依存性を記した。図から明らかなように、 $\delta_{23}^{dL(dR)}$  が大きくなるほど  $S_{\phi K_S}$  と  $S_{\eta' K^0}$  のずれが大きくなっていく、つまり  $C_{8G}$  の寄与が大きくなっていることがわかる。また、Semi-leptonic CP asymmetry  $a_{sl}^d$  と  $a_{sl}^s$  の预言領域を図 37 に示す。図 38 では、 $a_{sl}^d$  の  $\delta_{13}^{dL(dR)}$  依存性を示した。 $Q_0 = 10\text{TeV}$  という、超対称性粒子の質量が高いスケールであっても、Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi K_S}$ 、 $S_{\eta' K^0}$ 、また Semi-leptonic CP asymmetry  $a_{sl}^d$  は標準模型の预言値からずれる可能性があり、感度を持ちうる事がわかった。

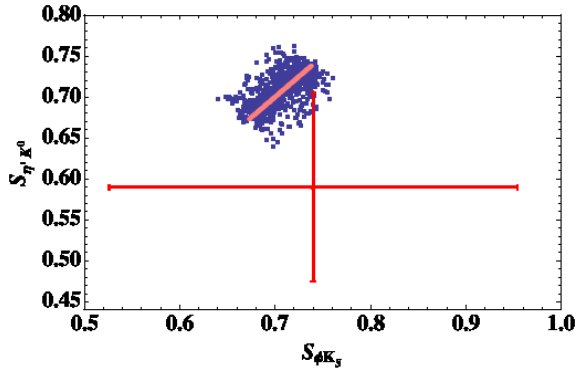


図 35: Time dependent CP asymmetries  $S_{\phi K_S}-S_{\eta' K^0}$  の预言領域。標準模型の预言値  $S_{J/\psi K_S} \simeq S_{\phi K_S} = S_{\eta' K^0}$  のラインはピンクで記してある。90% C.L. の実験値のエラーバーは、赤の実線で示してある。

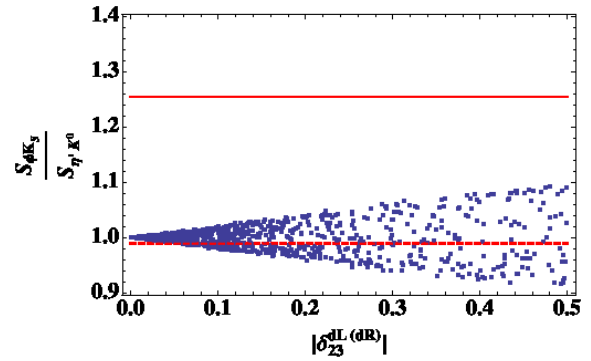


図 36:  $S_{\phi K_S}/S_{\eta' K^0}$  vs.  $\delta_{23}^{dL(dR)}$  の预言領域。

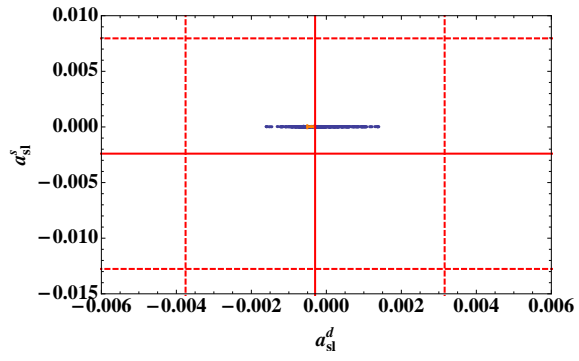


図 37: Semi-leptonic CP asymmetry  $a_{sl}^d$  と  $a_{sl}^s$  の予言領域。赤の実線と点線は、それぞれ実験値の中心値と 90% C.L. のエラーバーを示している。

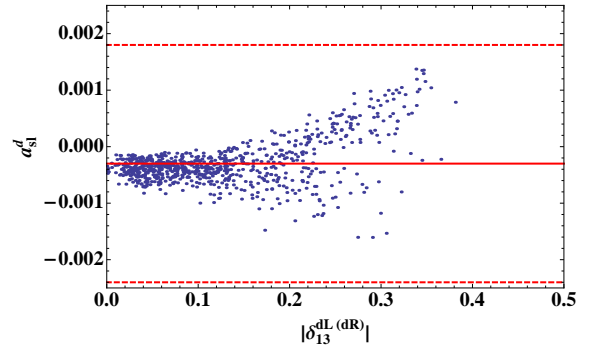


図 38:  $a_{sl}^d$  vs.  $\delta_{13}^{dL(dR)}$  の予言領域。

## 5 まとめ

本論文では、標準模型を超えた新しい物理の有力候補である超対称性模型を導入し、K 中間子、B 中間子、Bs 中間子の崩壊過程に対する超対称粒子スクォークの寄与を系統的に評価した。今回は超対称粒子の中でも、クォーク・スクォーク・グルイーノ相互作用の寄与を主に検討した。

解析では 2 タイプのセットアップを考え、1 番目はスクォーク質量  $m_{\tilde{q}}$  がほぼ縮退していると考えた Mass Insertion basis をとり、2 番目は 1、2 世代スクォーク質量が重いのに対して 3 世代スクォーク質量が軽いと考えた Mass eigenvalue basis をとった。解析の流れとして、まず、標準模型の理論値と実験値が誤差の範囲内ですでに一致している物理量から、超対称性模型のパラメータに制限をつけた。その際 Bd 中間子・Bs 中間子の質量差、時間依存 C P 非対称の大きさ、Direct CP 非対称の大きさ、 $b \rightarrow s\gamma$  崩壊における崩壊分岐比、ストレンジクォークの Chromo-電気双極子モーメントなどからの制限を考慮した。これらの制限から得られた超対称性模型のパラメータを用いて、現在精密測定が進められている  $B_s \rightarrow \phi\phi$  崩壊における C P 非対称や、Bd, Bs 中間子崩壊における Semi-leptonic CP 非対称等を計算し、LHCb 実験、BelleII 実験等での検証可能性を明らかにした。特に、Bs 中間子の崩壊過程における C P 非対称は LHCb で初めて観測されたものであり、今後精密測定が進むことが期待される。

以上の研究から以下のような結論が導かれた。

1. K 中間子の C P 非対称性 K と Bd 中間子の C P 非対称  $\sin(2\beta)$  の間で矛盾がある可能性 ( $\epsilon_K - S_{J/\psi K_S}$  テンション) が指摘されてきたが、スクォークのフレーバー混合の寄与で説明できた。
2. Bd 中間子の非レプトン崩壊モードにおける C P 非対称は、クォーク・スクォーク・グルイーノ相互作用によって標準模型の予言値より大きくなり得る。
3.  $B_s \rightarrow \phi\phi$  崩壊における C P 非対称は標準模型の理論値から大きくずれる可能性がある。この C P 非対称は今後 LHCb での精密測定によりテストされる。
4. Bd 中間子と Bs 中間子の Semi-leptonic 崩壊における CP 非対称は、標準模型の予言値から大きくずれる可能性がある。近い将来、稼働予定の BelleII 実験での精密測定において、重要なテストとなる。

## 謝辞

この論文を執筆するにあたって、多くの方々のお力沿いを頂きました。

指導教官として全面的にご指導くださった、谷本盛光教授に深く感謝いたします。いつも丁寧にご指導くださり、また多くの成長の機会を与えて下さいました。博士論文を執筆できたのはひとえに谷本教授のおかげです。また、中野博章准教授、浅賀岳彦准教授、江尻信司准教授には大変有益なご指摘、ご助言を頂きました。感謝いたします。そして、Max-Planck 研究所に移られた清水勇介先輩にも議論に多大な時間を割いて頂きました。感謝いたします。最後に、いつも温かく支えてくださった研究室の皆さまに御礼申し上げます。熱心で意欲の高い方々に囲まれ研究生活を送れたことを、非常に恵まれたことだと感じております。

学びの多い充実した研究生活を送る事が出来ましたのもひとえに皆様のお陰です。関わって下さった全ての方々に感謝致します。さらなる研究室のご発展と皆様のご活躍をお祈りしながら、ここに謝辞とさせていただきます。



# Appendix

## A ウィルソン係数

$\mu = M_W$  スケールでのウィルソン係数 [3].

$$\begin{aligned}
C_1(M_W) &= 1 - \frac{11}{6} \frac{\alpha_s(M_W)}{4\pi}, \\
C_2(M_W) &= \frac{11}{2} \frac{\alpha_s(M_W)}{4\pi}, \\
C_3(M_W) = C_5(M_W) &= -\frac{1}{6} \tilde{E}_0 \left( \frac{m_t^2}{M_W^2} \right) \frac{\alpha_s(M_W)}{4\pi}, \\
C_4(M_W) = C_6(M_W) &= \frac{1}{2} \tilde{E}_0 \left( \frac{m_t^2}{M_W^2} \right) \frac{\alpha_s(M_W)}{4\pi}, \\
C_7(M_W) &= f \left( \frac{m_t^2}{M_W^2} \right) \frac{\alpha(M_W)}{6\pi}, \\
C_9(M_W) &= \left[ f \left( \frac{m_t^2}{M_W^2} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta_W} g \left( \frac{m_t^2}{M_W^2} \right) \right] \frac{\alpha(M_W)}{4\pi}, \\
C_8(M_W) = C_{10}(M_W) &= 0,
\end{aligned} \tag{A.117}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
\tilde{E}_0(x) &= -\frac{7}{12} + O(1/x), \\
f(x) &= \frac{x}{2} + \frac{4}{3} \ln x - \frac{125}{36} + O(1/x), \\
g(x) &= -\frac{x}{2} - \frac{3}{2} \ln x + O(1/x),
\end{aligned} \tag{A.118}$$

また、

$$\begin{aligned}
C_{7\gamma}(M_W) &= -\frac{1}{3} + O(1/x), \\
C_{8g}(M_W) &= -\frac{1}{8} + O(1/x).
\end{aligned} \tag{A.119}$$

## B ループ関数

$$\begin{aligned}
f_6(x) &= \frac{6(1+3x)\log x + x^3 - 9x^2 - 9x + 17}{6(x-1)^5}, \\
\tilde{f}_6(x) &= \frac{6x(1+x)\log x - x^3 - 9x^2 + 9x + 1}{3(x-1)^5}, \\
N_1(x) &= \frac{3 + 44x - 36x^2 - 12x^3 + x^4 + 12x(2+3x)\log x}{6(1-x)^6}, \\
N_2(x) &= -\frac{10 + 9x - 18x^2 - x^3 + 3(1+6x+3x^2)\log x}{3(1-x)^6}, \\
B_1(x) &= \frac{1 + 4x - 5x^2 + 4x\log x + 2x^2\log x}{8(1-x)^4}, \\
B_2(x) &= x \frac{5 - 4x - x^2 + 2\log x + 4x\log x}{2(1-x)^4}, \\
P_1(x) &= \frac{1 - 6x + 18x^2 - 10x^3 - 3x^4 + 12x^3\log x}{18(x-1)^5}, \\
P_2(x) &= \frac{7 - 18x + 9x^2 + 2x^3 + 3\log x - 9x^2\log x}{9(x-1)^5}, \\
M_1(x) &= 4B_1(x), \quad M_2(x) = -xB_2(x), \\
M_3(x) &= \frac{-1 + 9x + 9x^2 - 17x^3 + 18x^2\log x + 6x^3\log x}{12(x-1)^5}, \\
M_4(x) &= \frac{-1 - 9x + 9x^2 + x^3 - 6x\log x - 6x^2\log x}{6(x-1)^5}, \\
M_a(x) &= \frac{1 + 9x - 9x^2 - x^3 + (6x + 6x^2)\log x}{2(x-1)^5}, \\
M_b(x) &= -\frac{3 - 3x^2 + (1 + 4x + x^2)\log x}{(x-1)^5}. \tag{B.120}
\end{aligned}$$

## C $\Delta F = 2$ プロセスでの超対称性粒子の寄与

グルイーノ・スクォーク相互作用の  $\Delta F = 2$  有効ラグランジアンは、

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\Delta F=2} = & -\frac{1}{2}[C_{VLL}O_{VLL} + C_{VRR}O_{VRR}] \\ & -\frac{1}{2}\sum_{i=1}^2\left[C_{SLL}^{(i)}O_{SLL}^{(i)} + C_{SRR}^{(i)}O_{SRR}^{(i)} + C_{SLR}^{(i)}O_{SLR}^{(i)}\right],\end{aligned}\quad (\text{C.121})$$

ここで  $P^0$ - $\bar{P}^0$  混合の質量項  $M_{12}$  は次のように書ける：

$$M_{12} = -\frac{1}{2m_P}\langle P^0|\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\Delta F=2}|\bar{P}^0\rangle. \quad (\text{C.122})$$

ハドロン行列要素は、非摂動パラメータ  $B_i$  を用いて次のように書ける：

$$\begin{aligned}\langle P^0|\mathcal{O}_{VLL}|\bar{P}^0\rangle &= \frac{2}{3}m_P^2f_P^2B_1, & \langle P^0|\mathcal{O}_{VRR}|\bar{P}^0\rangle &= \langle P^0|\mathcal{O}_{VLL}|\bar{P}^0\rangle, \\ \langle P^0|\mathcal{O}_{SLL}^{(1)}|\bar{P}^0\rangle &= -\frac{5}{12}m_P^2f_P^2R_PB_2, & \langle P^0|\mathcal{O}_{SRR}^{(1)}|\bar{P}^0\rangle &= \langle P^0|\mathcal{O}_{SLL}^{(1)}|\bar{P}^0\rangle, \\ \langle P^0|\mathcal{O}_{SLL}^{(2)}|\bar{P}^0\rangle &= \frac{1}{12}m_P^2f_P^2R_PB_3, & \langle P^0|\mathcal{O}_{SRR}^{(2)}|\bar{P}^0\rangle &= \langle P^0|\mathcal{O}_{SLL}^{(2)}|\bar{P}^0\rangle, \\ \langle P^0|\mathcal{O}_{SLR}^{(1)}|\bar{P}^0\rangle &= \frac{1}{2}m_P^2f_P^2R_PB_4, & \langle P^0|\mathcal{O}_{SLR}^{(2)}|\bar{P}^0\rangle &= \frac{1}{6}m_P^2f_P^2R_PB_5,\end{aligned}\quad (\text{C.123})$$

ここで

$$R_P = \left(\frac{m_P}{m_Q + m_q}\right)^2, \quad (\text{C.124})$$

また  $(P, Q, q) = (B_d, b, d), (B_s, b, s), (K, s, d)$  である。

式 (C.121) で用いられていた、グルイーノ相互作用のウィルソン係数は [54]、

$$\begin{aligned}
C_{VLL}(m_{\tilde{g}}) &= \frac{\alpha_s^2}{m_{\tilde{g}}^2} \sum_{I,J=1}^6 (\lambda_{GLL}^{(d)})_I^{ij} (\lambda_{GLL}^{(d)})_J^{ij} \left[ \frac{11}{18} g_{2[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) + \frac{2}{9} g_{1[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) \right], \\
C_{VRR}(m_{\tilde{g}}) &= C_{VLL}(m_{\tilde{g}})(L \leftrightarrow R), \\
C_{SRR}^{(1)}(m_{\tilde{g}}) &= \frac{\alpha_s^2}{m_{\tilde{g}}^2} \sum_{I,J=1}^6 (\lambda_{GLR}^{(d)})_I^{ij} (\lambda_{GLR}^{(d)})_J^{ij} \frac{17}{9} g_{1[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}), \\
C_{SLL}^{(1)}(m_{\tilde{g}}) &= C_{SRR}^{(1)}(m_{\tilde{g}})(L \leftrightarrow R), \\
C_{SRR}^{(2)}(m_{\tilde{g}}) &= \frac{\alpha_s^2}{m_{\tilde{g}}^2} \sum_{I,J=1}^6 (\lambda_{GLR}^{(d)})_I^{ij} (\lambda_{GLR}^{(d)})_J^{ij} \left( -\frac{1}{3} \right) g_{1[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}), \\
C_{SLL}^{(2)}(m_{\tilde{g}}) &= C_{SRR}^{(2)}(m_{\tilde{g}})(L \leftrightarrow R), \\
C_{SLR}^{(1)}(m_{\tilde{g}}) &= \frac{\alpha_s^2}{m_{\tilde{g}}^2} \sum_{I,J=1}^6 \left\{ (\lambda_{GLR}^{(d)})_I^{ij} (\lambda_{GRL}^{(d)})_J^{ij} \left( -\frac{11}{9} \right) g_{2[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) \right. \\
&\quad \left. + (\lambda_{GLL}^{(d)})_I^{ij} (\lambda_{GRR}^{(d)})_J^{ij} \left[ \frac{14}{3} g_{1[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) - \frac{2}{3} g_{2[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) \right] \right\}, \\
C_{SLR}^{(2)}(m_{\tilde{g}}) &= \frac{\alpha_s^2}{m_{\tilde{g}}^2} \sum_{I,J=1}^6 \left\{ (\lambda_{GLR}^{(d)})_I^{ij} (\lambda_{GRL}^{(d)})_J^{ij} \left( -\frac{5}{3} \right) g_{2[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) \right. \\
&\quad \left. + (\lambda_{GLL}^{(d)})_I^{ij} (\lambda_{GRR}^{(d)})_J^{ij} \left[ \frac{2}{9} g_{1[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) + \frac{10}{9} g_{2[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) \right] \right\}, \quad (C.125)
\end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned}
(\lambda_{GLL}^{(d)})_K^{ij} &= (\Gamma_{GL}^{(d)\dagger})_i^K (\Gamma_{GL}^{(d)})_K^j, & (\lambda_{GRR}^{(d)})_K^{ij} &= (\Gamma_{GR}^{(d)\dagger})_i^K (\Gamma_{GR}^{(d)})_K^j, \\
(\lambda_{GLR}^{(d)})_K^{ij} &= (\Gamma_{GL}^{(d)\dagger})_i^K (\Gamma_{GR}^{(d)})_K^j, & (\lambda_{GRL}^{(d)})_K^{ij} &= (\Gamma_{GR}^{(d)\dagger})_i^K (\Gamma_{GL}^{(d)})_K^j.
\end{aligned} \quad (C.126)$$

$(i, j) = (1, 3), (2, 3), (1, 2)$  はそれぞれ  $B^0$ ,  $B_s$ , そして  $K^0$  中間子に対応している。ループ関数は次のように書ける：

- If  $x_I^{\tilde{g}} \neq x_J^{\tilde{g}}$  ( $x_{I,J}^{\tilde{g}} = m_{\tilde{d}_{I,J}}^2/m_{\tilde{g}}^2$ ),

$$\begin{aligned}
g_{1[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) &= \frac{1}{x_I^{\tilde{g}} - x_J^{\tilde{g}}} \left( \frac{x_I^{\tilde{g}} \log x_I^{\tilde{g}}}{(x_I^{\tilde{g}} - 1)^2} - \frac{1}{x_I^{\tilde{g}} - 1} - \frac{x_J^{\tilde{g}} \log x_J^{\tilde{g}}}{(x_J^{\tilde{g}} - 1)^2} + \frac{1}{x_J^{\tilde{g}} - 1} \right), \\
g_{2[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_J^{\tilde{g}}) &= \frac{1}{x_I^{\tilde{g}} - x_J^{\tilde{g}}} \left( \frac{(x_I^{\tilde{g}})^2 \log x_I^{\tilde{g}}}{(x_I^{\tilde{g}} - 1)^2} - \frac{1}{x_I^{\tilde{g}} - 1} - \frac{(x_J^{\tilde{g}})^2 \log x_J^{\tilde{g}}}{(x_J^{\tilde{g}} - 1)^2} + \frac{1}{x_J^{\tilde{g}} - 1} \right). \quad (C.127)
\end{aligned}$$

- If  $x_I^{\tilde{g}} = x_J^{\tilde{g}}$ ,

$$\begin{aligned} g_{1[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_I^{\tilde{g}}) &= -\frac{(x_I^{\tilde{g}} + 1) \log x_I^{\tilde{g}}}{(x_I^{\tilde{g}} - 1)^3} + \frac{2}{(x_I^{\tilde{g}} - 1)^2}, \\ g_{2[1]}(x_I^{\tilde{g}}, x_I^{\tilde{g}}) &= -\frac{2x_I^{\tilde{g}} \log x_I^{\tilde{g}}}{(x_I^{\tilde{g}} - 1)^3} + \frac{x_I^{\tilde{g}} + 1}{(x_I^{\tilde{g}} - 1)^2}. \end{aligned} \quad (\text{C.128})$$

QCD1 次のオーダーのウィルソン係数は次のように書ける：

$$\begin{aligned} C_{VLL}(m_b(\Lambda = 2 \text{ GeV})) &= \eta_{VLL}^{B(K)} C_{VLL}(m_{\tilde{g}}), \quad C_{VRR}(m_b(\Lambda = 2 \text{ GeV})) = \eta_{VRR}^{B(K)} C_{VLL}(m_{\tilde{g}}), \\ \begin{pmatrix} C_{SLL}^{(1)}(m_b(\Lambda = 2 \text{ GeV})) \\ C_{SLL}^{(2)}(m_b(\Lambda = 2 \text{ GeV})) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} C_{SLL}^{(1)}(m_{\tilde{g}}) \\ C_{SLL}^{(2)}(m_{\tilde{g}}) \end{pmatrix} X_{LL}^{-1} \eta_{LL}^{B(K)} X_{LL}, \\ \begin{pmatrix} C_{SRR}^{(1)}(m_b(\Lambda = 2 \text{ GeV})) \\ C_{SRR}^{(2)}(m_b(\Lambda = 2 \text{ GeV})) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} C_{SRR}^{(1)}(m_{\tilde{g}}) \\ C_{SRR}^{(2)}(m_{\tilde{g}}) \end{pmatrix} X_{RR}^{-1} \eta_{RR}^{B(K)} X_{RR}, \\ \begin{pmatrix} C_{SLR}^{(1)}(m_b(\Lambda = 2 \text{ GeV})) \\ C_{SLR}^{(2)}(m_b(\Lambda = 2 \text{ GeV})) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} C_{SLR}^{(1)}(m_{\tilde{g}}) \\ C_{SLR}^{(2)}(m_{\tilde{g}}) \end{pmatrix} X_{LR}^{-1} \eta_{LR}^{B(K)} X_{LR}, \end{aligned} \quad (\text{C.129})$$

ここで

$$\begin{aligned} \eta_{VLL}^B &= \eta_{VRR}^B = \left( \frac{\alpha_s(m_{\tilde{g}})}{\alpha_s(m_t)} \right)^{\frac{6}{21}} \left( \frac{\alpha_s(m_t)}{\alpha_s(m_b)} \right)^{\frac{6}{23}}, \\ \eta_{LL}^B &= \eta_{RR}^B = S_{LL} \begin{pmatrix} \eta_{b\tilde{g}}^{d_{LL}^1} & 0 \\ 0 & \eta_{b\tilde{g}}^{d_{LL}^2} \end{pmatrix} S_{LL}^{-1}, \quad \eta_{LR}^B = S_{LR} \begin{pmatrix} \eta_{b\tilde{g}}^{d_{LR}^1} & 0 \\ 0 & \eta_{b\tilde{g}}^{d_{LR}^2} \end{pmatrix} S_{LR}^{-1}, \\ \eta_{b\tilde{g}} &= \left( \frac{\alpha_s(m_{\tilde{g}})}{\alpha_s(m_t)} \right)^{\frac{1}{14}} \left( \frac{\alpha_s(m_t)}{\alpha_s(m_b)} \right)^{\frac{3}{46}}, \\ \eta_{VLL}^K &= \eta_{VRR}^K = \left( \frac{\alpha_s(m_{\tilde{g}})}{\alpha_s(m_t)} \right)^{\frac{6}{21}} \left( \frac{\alpha_s(m_t)}{\alpha_s(m_b)} \right)^{\frac{6}{23}} \left( \frac{\alpha_s(m_b)}{\alpha_s(\Lambda = 2 \text{ GeV})} \right)^{\frac{6}{25}}, \\ \eta_{LL}^K &= \eta_{RR}^K = S_{LL} \begin{pmatrix} \eta_{\Lambda\tilde{g}}^{d_{LL}^1} & 0 \\ 0 & \eta_{\Lambda\tilde{g}}^{d_{LL}^2} \end{pmatrix} S_{LL}^{-1}, \quad \eta_{LR}^K = S_{LR} \begin{pmatrix} \eta_{\Lambda\tilde{g}}^{d_{LR}^1} & 0 \\ 0 & \eta_{\Lambda\tilde{g}}^{d_{LR}^2} \end{pmatrix} S_{LR}^{-1}, \\ \eta_{\Lambda\tilde{g}} &= \left( \frac{\alpha_s(m_{\tilde{g}})}{\alpha_s(m_t)} \right)^{\frac{1}{14}} \left( \frac{\alpha_s(m_t)}{\alpha_s(m_b)} \right)^{\frac{3}{46}} \left( \frac{\alpha_s(m_b)}{\alpha_s(\Lambda = 2 \text{ GeV})} \right)^{\frac{3}{50}}, \\ d_{LL}^1 &= \frac{2}{3}(1 - \sqrt{241}), \quad d_{LL}^2 = \frac{2}{3}(1 + \sqrt{241}), \quad d_{LR}^1 = -16, \quad d_{LR}^2 = 2, \\ S_{LL} &= \begin{pmatrix} \frac{16+\sqrt{241}}{60} & \frac{16-\sqrt{241}}{60} \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad S_{LR} = \begin{pmatrix} -2 & 1 \\ 3 & 0 \end{pmatrix}, \\ X_{LL} &= X_{RR} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 4 & 8 \end{pmatrix}, \quad X_{LR} = \begin{pmatrix} 0 & -2 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{C.130})$$

我々が用いた  $B$  中間子の  $B_i^{(d)} (i = 2 - 5)$  パラメータの値は以下のとおりである [55] :

$$\begin{aligned}
B_2^{(B_d)}(m_b) &= 0.79(2)(4), & B_3^{(B_d)}(m_b) &= 0.92(2)(4), \\
B_4^{(B_d)}(m_b) &= 1.15(3)(^{+5}_{-7}), & B_5^{(B_d)}(m_b) &= 1.72(4)(^{+20}_{-6}), \\
B_2^{(B_s)}(m_b) &= 0.80(1)(4), & B_3^{(B_s)}(m_b) &= 0.93(3)(8), \\
B_4^{(B_s)}(m_b) &= 1.16(2)(^{+5}_{-7}), & B_5^{(B_s)}(m_b) &= 1.75(3)(^{+21}_{-6}) .
\end{aligned} \tag{C.131}$$

一方で、 $\hat{B}_1^{(d)}$  と  $\hat{B}_1^{(s)}$  は次の値を用いた [50, 56] :

$$\hat{B}_1^{(B_s)} = 1.33 \pm 0.06 , \quad \hat{B}_1^{(B_s)} / \hat{B}_1^{(B_d)} = 1.05 \pm 0.07 . \tag{C.132}$$

$B_i^K (i = 2 - 5)$  パラメータについては、以下の値を用いた [57] :

$$\begin{aligned}
B_2^{(K)}(2\text{GeV}) &= 0.66 \pm 0.04, & B_3^{(K)}(2\text{GeV}) &= 1.05 \pm 0.12, \\
B_4^{(K)}(2\text{GeV}) &= 1.03 \pm 0.06, & B_5^{(K)}(2\text{GeV}) &= 0.73 \pm 0.10,
\end{aligned} \tag{C.133}$$

$B_1^{(K)}(2\text{GeV})$  を得るために式 (3.47) の最新の値を用いた。

## D $\Delta F = 1$ プロセスでの超対称性粒子の寄与

ウィルソン係数  $C_{7\gamma}$ 、 $C_{8G}$  へのグルイーノの寄与は以下のように書ける [54] :

$$C_{7\gamma}^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}) = \frac{8}{3} \frac{\sqrt{2}\alpha_s\pi}{2G_F V_{tb}V_{tq}^*} \times \left[ \frac{(\Gamma_{GL}^{(d)})_{k3}^*}{m_{\tilde{d}_3}^2} \left\{ (\Gamma_{GL}^{(d)})_{33} \left( -\frac{1}{3}F_2(x_{\tilde{g}}^3) \right) + \frac{m_{\tilde{g}}}{m_b} (\Gamma_{GR}^{(d)})_{33} \left( -\frac{1}{3}F_4(x_{\tilde{g}}^3) \right) \right\} \right. \\ \left. + \frac{(\Gamma_{GL}^{(d)})_{k6}^*}{m_{\tilde{d}_6}^2} \left\{ (\Gamma_{GL}^{(d)})_{36} \left( -\frac{1}{3}F_2(x_{\tilde{g}}^6) \right) + \frac{m_{\tilde{g}}}{m_b} (\Gamma_{GR}^{(d)})_{36} \left( -\frac{1}{3}F_4(x_{\tilde{g}}^6) \right) \right\} \right], \quad (\text{D.134})$$

$$C_{8G}^{\tilde{g}}(m_{\tilde{g}}) = \frac{8}{3} \frac{\sqrt{2}\alpha_s\pi}{2G_F V_{tb}V_{tq}^*} \left[ \frac{(\Gamma_{GL}^{(d)})_{k3}^*}{m_{\tilde{d}_3}^2} \left\{ (\Gamma_{GL}^{(d)})_{33} \left( -\frac{9}{8}F_1(x_{\tilde{g}}^3) - \frac{1}{8}F_2(x_{\tilde{g}}^3) \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{m_{\tilde{g}}}{m_b} (\Gamma_{GR}^{(d)})_{33} \left( -\frac{9}{8}F_3(x_{\tilde{g}}^3) - \frac{1}{8}F_4(x_{\tilde{g}}^3) \right) \right\} \right. \\ \left. + \frac{(\Gamma_{GL}^{(d)})_{k6}^*}{m_{\tilde{d}_6}^2} \left\{ (\Gamma_{GL}^{(d)})_{36} \left( -\frac{9}{8}F_1(x_{\tilde{g}}^6) - \frac{1}{8}F_2(x_{\tilde{g}}^6) \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{m_{\tilde{g}}}{m_b} (\Gamma_{GR}^{(d)})_{36} \left( -\frac{9}{8}F_3(x_{\tilde{g}}^6) - \frac{1}{8}F_4(x_{\tilde{g}}^6) \right) \right\} \right], \quad (\text{D.135})$$

ここで  $k = 2, 1$  は  $b \rightarrow q$  ( $q = s, d$ ) 遷移にそれぞれ対応している。ループ関数  $F_i(x_{\tilde{g}}^I)$  は以下の通りである :

$$F_1(x_{\tilde{g}}^I) = \frac{x_{\tilde{g}}^I \log x_{\tilde{g}}^I}{2(x_{\tilde{g}}^I - 1)^4} + \frac{(x_{\tilde{g}}^I)^2 - 5x_{\tilde{g}}^I - 2}{12(x_{\tilde{g}}^I - 1)^3}, \\ F_2(x_{\tilde{g}}^I) = -\frac{(x_{\tilde{g}}^I)^2 \log x_{\tilde{g}}^I}{2(x_{\tilde{g}}^I - 1)^4} + \frac{2(x_{\tilde{g}}^I)^2 + 5x_{\tilde{g}}^I - 1}{12(x_{\tilde{g}}^I - 1)^3}, \\ F_3(x_{\tilde{g}}^I) = \frac{\log x_{\tilde{g}}^I}{(x_{\tilde{g}}^I - 1)^3} + \frac{x_{\tilde{g}}^I - 3}{2(x_{\tilde{g}}^I - 1)^2}, \\ F_4(x_{\tilde{g}}^I) = -\frac{x_{\tilde{g}}^I \log x_{\tilde{g}}^I}{(x_{\tilde{g}}^I - 1)^3} + \frac{x_{\tilde{g}}^I + 1}{2(x_{\tilde{g}}^I - 1)^2} = \frac{1}{2}g_{2[1]}(x_{\tilde{g}}^I, x_{\tilde{g}}^I), \quad (\text{D.136})$$

ここで  $x_{\tilde{g}}^I = m_{\tilde{g}}^2/m_{\tilde{d}_I}^2$  ( $I = 3, 6$ )。

## E cEDM

ストレンジスォークの cEDM に対するグルイーノの寄与は以下の通りである [54] :

$$d_s^C = -2\sqrt{4\pi\alpha_s(m_{\tilde{g}})}\text{Im}[A_s^{g22}], \quad (\text{E.137})$$

ここで

$$\begin{aligned} A_s^{g22} = & -\frac{\alpha_s(m_{\tilde{g}})}{4\pi} \frac{1}{3} \left[ \frac{1}{2m_{\tilde{d}_3}^2} \left\{ \left( m_s(\lambda_{GLL}^{(d)})_3^{22} + m_s(\lambda_{GRR}^{(d)})_3^{22} \right) \left( 9F_1(x_{\tilde{g}}^3) + F_2(x_{\tilde{g}}^3) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + m_{\tilde{g}}(\lambda_{GLR}^{(d)})_3^{22} \left( 9F_3(x_{\tilde{g}}^3) + F_4(x_{\tilde{g}}^3) \right) \right\} \right. \\ & \left. + \frac{1}{2m_{\tilde{d}_6}^2} \left\{ \left( m_s(\lambda_{GLL}^{(d)})_6^{22} + m_s(\lambda_{GRR}^{(d)})_6^{22} \right) \left( 9F_1(x_{\tilde{g}}^6) + F_2(x_{\tilde{g}}^6) \right) + m_{\tilde{g}}(\lambda_{GLR}^{(d)})_6^{22} \left( 9F_3(x_{\tilde{g}}^6) + F_4(x_{\tilde{g}}^6) \right) \right\} \right]. \end{aligned} \quad (\text{E.138})$$



## 参考文献

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [2] J. Charles *et al.* [CKMfitter Group Collaboration], Eur. Phys. J. C **41** (2005) 1 [hep-ph/0406184], updated results and plots available at <http://ckmfitter.in2p3.fr/>.
- [3] G. Buchalla, A. J. Buras and M. E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys. **68** (1996) 1125 [hep-ph/9512380].
- [4] A. J. Buras, hep-ph/9806471.
- [5] M. Neubert, hep-ph/0512222.
- [6] R. Barbieri and A. Strumia, Nucl. Phys. B **508** (1997) 3 [hep-ph/9704402].
- [7] R. Harnik, D. T. Larson, H. Murayama and A. Pierce, Phys. Rev. D **69** (2004) 094024 [hep-ph/0212180].
- [8] See I.I.Bigi and A.I.Sanda, “CP violation”, Cambridge University Press, 2000.
- [9] G. Colangelo, S. Durr, A. Juttner, L. Lellouch, H. Leutwyler, V. Lubicz, S. Necco and C. T. Sachrajda *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1695 [arXiv:1011.4408 [hep-lat]].
- [10] C. Aubin, J. Laiho and R. S. Van de Water, Phys. Rev. D **81** (2010) 014507 [arXiv:0905.3947 [hep-lat]].
- [11] T. Inami and C. S. Lim, Prog. Theor. Phys. **65** (1981) 297 [Erratum-ibid. **65** (1981) 1772].
- [12] A. J. Buras and D. Guadagnoli, Phys. Rev. D **78** (2008) 033005 [arXiv:0805.3887].
- [13] T. Aushev, W. Bartel, A. Bondar, J. Brodzicka, T. E. Browder, P. Chang, Y. Chao and K. F. Chen *et al.*, arXiv:1002.5012 [hep-ex].
- [14] J. Charles *et al.* [CKMfitter Group], Eur. Phys. J. C **41** (2005) 1 [hep-ph/0406184].
- [15] RAaij *et al.* [LHCb Collaboration], arXiv:1304.2600 [hep-ex].
- [16] Y. Amhis *et al.* [Heavy Flavor Averaging Group], arXiv:1207.1158 [hep-ex].
- [17] RAaij *et al.* [LHCb Collaboration], arXiv:1303.7125 [hep-ex].
- [18] A. K. Giri and R. Mohanta, JHEP **0411** (2004) 084 [hep-ph/0408337].

- [19] R. Fleischer and S. Recksiegel, Eur. Phys. J. C **38** (2004) 251 [hep-ph/0408016].
- [20] T. Muta, A. Sugamoto, M. -Z. Yang and Y. -D. Yang, Phys. Rev. D **62** (2000) 094020 [hep-ph/0006022].
- [21] A. Lenz and U. Nierste, arXiv:1102.4274 [hep-ph];
- [22] M. Vesterinen [on behalf of the LHCb Collaboration], arXiv:1306.0092 [hep-ex].
- [23] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.
- [24] M. Misiak, H. M. Asatrian, K. Bieri, M. Czakon, A. Czarnecki, T. Ewerth, A. Ferroglia and P. Gambino *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 022002 [hep-ph/0609232].
- [25] J. Hisano and Y. Shimizu, Phys. Lett. B **581** (2004) 224 [hep-ph/0308255].
- [26] J. Hisano and Y. Shimizu, Phys. Rev. D **70** (2004) 093001 [hep-ph/0406091].
- [27] J. Hisano, M. Nagai and P. Paradisi, Phys. Rev. D **80** (2009) 095014 [arXiv:0812.4283 [hep-ph]].
- [28] K. Fuyuto, J. Hisano and N. Nagata, Phys. Rev. D **87** (2013) 054018 [arXiv:1211.5228].
- [29] E. Lunghi and A. Soni, arXiv:1104.2117 [hep-ph].
- [30] A. Hayakawa, Y. Shimizu, M. Tanimoto and K. Yamamoto, Phys. Lett. B **710** (2012) 446 [arXiv:1202.0486 [hep-ph]].
- [31] Y. Shimizu, M. Tanimoto and K. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. **128** (2012) 273 [arXiv:1205.1705 [hep-ph]].
- [32] Y. Shimizu, M. Tanimoto and K. Yamamoto, Phys. Rev. D **87** (2013) 056004 [arXiv:1212.6486 [hep-ph]].
- [33] Y. Shimizu, M. Tanimoto and K. Yamamoto, Phys. Lett. B **726** (2013) 747 [arXiv:1307.0374].
- [34] H. E. Haber and G. L. Kane, Phys. Rept. **117** (1985) 75.
- [35] S. P. Martin, In \*Kane, G.L. (ed.): Perspectives on supersymmetry II\* 1-153 [hep-ph/9709356].
- [36] F. Gabbiani, E. Gabrielli, A. Masiero and L. Silvestrini, Nucl. Phys. B **477** (1996) 321 [hep-ph/9604387].

- [37] W. Altmannshofer, A. J. Buras, S. Gori, P. Paradisi and D. M. Straub, Nucl. Phys. B **830** (2010) 17 [arXiv:0909.1333 [hep-ph]].
- [38] M. Endo and S. Mishima, hep-ph/0408138.
- [39] A. L. Kagan, lecture at the 30th SLAC Summer Institute on Particle Physics: Secrets of the B Meson, 5-16 August 2002, Stanford, USA. (<http://www-conf.slac.stanford.edu/ssi/2002/>).
- [40] M. Endo, S. Mishima and M. Yamaguchi, Phys. Lett. B **609** (2005) 95 [hep-ph/0409245].
- [41] D. Atwood, M. Gronau and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 185 [hep-ph/9704272].
- [42] P. del Amo Sanchez *et al.* [BABAR Collaboration], Phys. Rev. D **82** (2010) 051101 [arXiv:1005.4087 [hep-ex]].
- [43] A. Crivellin and L. Mercolli, Phys. Rev. D **84** (2011) 114005 [arXiv:1106.5499 [hep-ph]].
- [44] A. L. Kagan and M. Neubert, Phys. Rev. D **58** (1998) 094012 [hep-ph/9803368].
- [45] S. Stone [LHCb collaboration], talk slide at ICHEP 2012.
- [46] J. Charles, O. Deschamps, S. Descotes-Genon, R. Itoh, H. Lacker, A. Menzel, S. Monteil and V. Niess *et al.*, Phys. Rev. D **84** (2011) 033005 [arXiv:1106.4041 [hep-ph]].
- [47] A. Pomarol and D. Tommasini, Nucl. Phys. B 466 (1996) 3 [hep-ph/9507462];  
R. Barbieri, G. R. Dvali and L. J. Hall, Phys. Lett. B 377 (1996) 76 [hep-ph/9512388];  
R. Barbieri, G. Isidori, J. Jones-Perez, P. Lodone and D. M. Straub, Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1725 [arXiv:1105.2296 [hep-ph]];  
A. Crivellin, L. Hofer and U. Nierste, arXiv:1111.0246 [hep-ph];  
R. Barbieri, D. Buttazzo, F. Sala and D. M. Straub, JHEP **1207** (2012) 181 [arXiv:1203.4218 [hep-ph]];  
A. J. Buras and J. Girrbach, JHEP **1301** (2013) 007 [arXiv:1206.3878 [hep-ph]].
- [48] F. Mescia and J. Virto, Phys. Rev. D **86** (2012) 095004 [arXiv:1208.0534 [hep-ph]].

- [49] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], arXiv:1208.0949 [hep-ex];  
 G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **73** (2013) 2362 [arXiv:1212.6149];  
 S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **713** (2012) 408 [arXiv:1205.0272 [hep-ex]];  
 S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], arXiv:1305.2390 [hep-ex];  
 A. Hoecker (CERN), Talk at Lepton-Photon Symposium, San Francisco, June 24, 2013.
- [50] M. Ciuchini (UTfit), talk slide at KEK-FF, March 2013 (<http://www.utfit.org>).
- [51] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], New J. Phys. **15**, 053021 (2013) [arXiv:1304.4741].
- [52] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716** (2012) 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [53] A. Delgado, M. Garcia and M. Quiros, arXiv:1312.3235 [hep-ph].
- [54] T. Goto, <http://research.kek.jp/people/tgoto/> .
- [55] D. Becirevic, V. Gimenez, G. Martinelli, M. Papinutto and J. Reyes, JHEP **0204** (2002) 025 [hep-lat/0110091].
- [56] J. Flynn, talk slide at KEK-FF, March 2013.
- [57] C. R. Allton, L. Conti, A. Donini, V. Gimenez, L. Giusti, G. Martinelli, M. Talevi and A. Vladikas, Phys. Lett. B **453** (1999) 30 [hep-lat/9806016].