B中間子のCP対称性の破れ

Flavor Physics workshop 2022

佐藤 瑶 (KEK, IPNS)

目次

- CP対称性の破れの必要条件
- クォークの世代混合・CKM行列・ユニタリティ多角形
- 中性中間子系のCP対称性の破れ
- Belle II でのB中間子のCP対称性の破れの研究について

離散的な変換: C変換, P変換

C変換: 粒子と反粒子の変換

e^- ⇔ e^+

p ⇔ $\bar{p}$

C変換の元で物理法則が不変

➔ C対称性

P変換: $\vec{x}$を$-\vec{x}$に変える変換

(= 鏡像変換+回転)

$\vec{x}$ ⇔ $-\vec{x}$

左手 ⇔ 右手

P変換の元で物理法則が不変

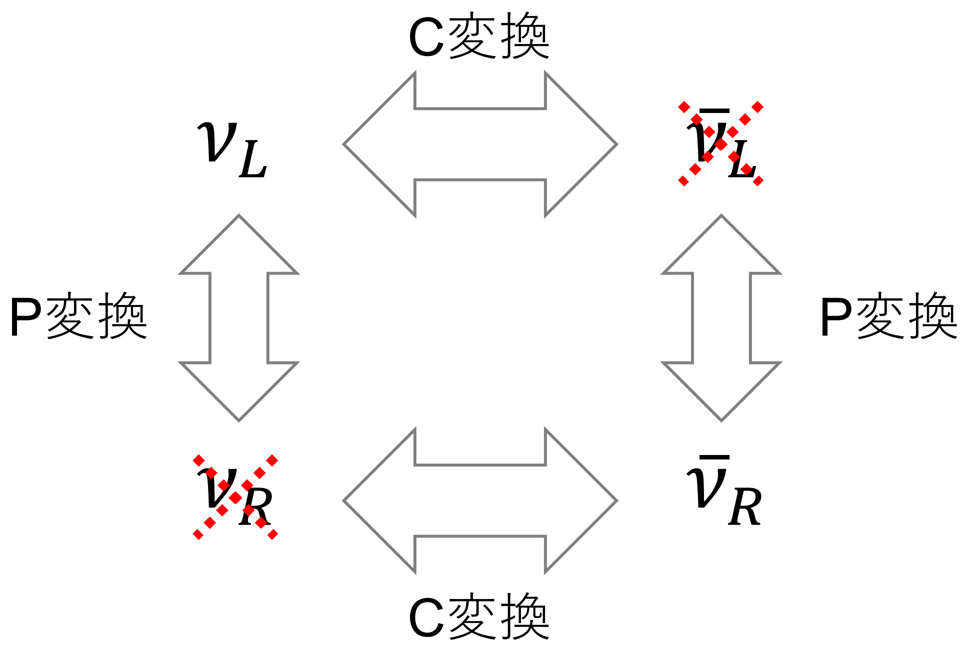
➔ P対称性

CP変換

ニュートリノは弱い相互作用のみ受けるが、

左巻きニュートリノν_L と右巻き反ニュートリノ$\bar{\nu}_R$しか相互作用しない。

= C対称性もP対称性も破れている（CP対称性は破れていないように見える？）

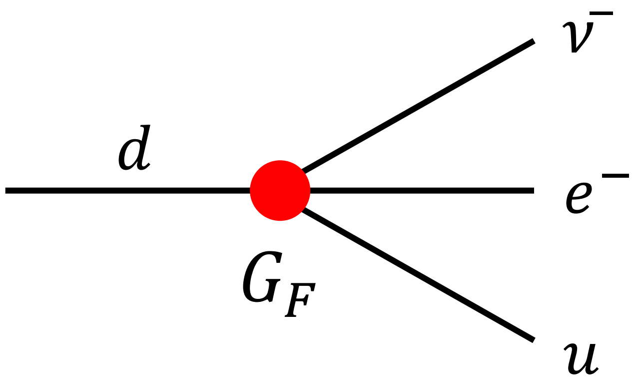


CP対称性の破れの必要条件

ベータ崩壊のハミルトニアンを使って、CP対称性の破れの条件を考えてみよう

中性子のベータ崩壊: $n \to pe^{-}\bar{\nu}$. クォークで見ると、$d \to ue^{-}\bar{\nu}$

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\bar{u}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)d \cdot \bar{e}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\nu + h.c.$$
$$= 2\sqrt{2}G_F\bar{u}_L\gamma^{\mu}d_L \cdot \bar{e}_L\gamma_{\mu}\nu_L + h.c.$$



G_F: フェルミ結合定数

（重いWの寄与(=短距離)を一点にみなす）

CP対称性の破れの必要条件

ある変換の元でハミルトニアンが不変なら、対称性があると言える。

試しにP変換を考えてみると、、

$$2\sqrt{2}G_F\bar{u}_L\gamma^{\mu}d_L\cdot\bar{e}_L\gamma_{\mu}\nu_L \quad \xleftrightarrow{\text{P変換}} \quad 2\sqrt{2}G_F\bar{u}_R\gamma_{\mu}d_R\cdot\bar{e}_R\gamma^{\mu}\cancel{\nu_R}=0$$

ν_Rは弱い相互作用しないので、ハミルトニアンが不変ではない

➔ **P対称性が破れている**

CP対称性の破れの必要条件

CP変換でハミルトニアンがどう変わるか見てみる

エルミート共役$(h.c.)$を省略せずに書くと、、

$$
\begin{aligned}
&2\sqrt{2}G_F\bar{u}_L\gamma^\mu d_L\cdot\bar{e}_L\gamma_\mu\nu_L \\
&+2\sqrt{2}G_F\bar{d}_L\gamma^\mu u_L\cdot\bar{\nu}_L\gamma_\mu e_L
\end{aligned}
\quad\overset{\text{CP変換}}{\Longleftrightarrow}\quad
\begin{aligned}
&2\sqrt{2}G_F\bar{d}_L\gamma_\mu u_L\cdot\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L \\
&+2\sqrt{2}G_F\bar{u}_L\gamma_\mu d_L\cdot\bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L
\end{aligned}
$$

CP変換でハミルトニアンが不変＝**CP対称性**

CP対称性の破れの必要条件

もし、仮にフェルミ結合定数が複素数だとすると、結果が変わる。

$$2\sqrt{2}G_F\bar{u}_L\gamma^\mu d_L\cdot\bar{e}_L\gamma_\mu\nu_L + 2\sqrt{2}G_F^*\bar{d}_L\gamma^\mu u_L\cdot\bar{\nu}_L\gamma_\mu e_L \quad \overset{\text{CP変換}}{\Longleftrightarrow} \quad 2\sqrt{2}G_F\bar{d}_L\gamma_\mu u_L\cdot\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L + 2\sqrt{2}G_F^*\bar{u}_L\gamma_\mu d_L\cdot\bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L$$

CP変換でハミルトニアンが不変ではない＝**CP対称性が破れている**

CP対称性を破るためには、結合定数が複素数＝複素位相を持つことが必要

クォークの世代混合

- 三世代のクォーク・レプトンが存在
- 弱い相互作用は、世代をまたぐ過程をもつ

- 「弱い相互作用の固有状態」 と
  「質量の固有状態」が一致していたら、
  世代をまたぐ過程は生じない
  ＝
  「弱い相互作用の固有状態」 と
  「質量の固有状態」は一致しない

クォークの世代混合

弱い相互作用の固有状態 U', D' と、質量の固有状態 U, D の混合を考えよう

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \qquad U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, D' = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

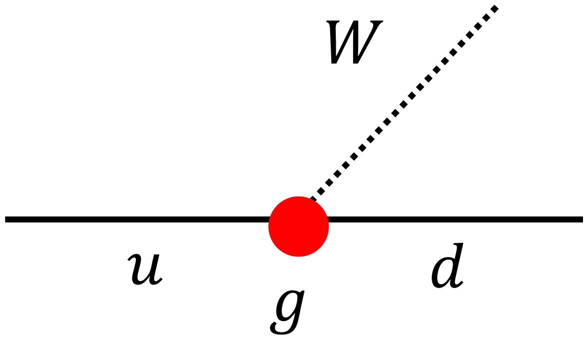
（三世代じゃなくても良い）

あるユニタリー行列V_u, V_dを使って、$U' = V_u U, D' = V_d D$ と書ける

弱い相互作用のラグランジアンを見てみよう

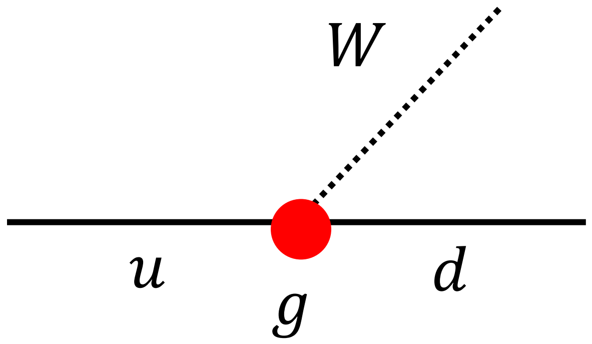
$$\mathcal{L} \propto g U_L' \gamma^\mu D_L' W_\mu^\dagger$$

（U', D'の同じ世代同士で相互作用する）



クォークの世代混合

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &\propto g U_L' \gamma^\mu D_L' W_\mu^\dagger \\ &= g U_L V_u^\dagger \gamma^\mu V_d D_L W_\mu^\dagger \\ &= g U_L \gamma^\mu (V_u^\dagger V_d) D_L W_\mu^\dagger\end{aligned}$$



質量の固有状態 U, D で見ると、**CKM行列 $V_{CKM} \equiv (V_u^\dagger V_d)$によって世代混合**

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

（Z, γの相互作用では、 $V_u^\dagger V_u = V_d^\dagger V_d = 1$となるので世代混合しない）

CKM行列とCP対称性の破れ

CP対称性の破れのためには、結合定数が複素位相を持つことが必要だった

＝CKM行列要素に複素位相を持たせられれば、CP対称性の破れを作れそう

$n \times n$ ユニタリー行列の自由度

- $n \times n$複素行列の自由度は$2n^2$
- ユニタリー条件$V_{CKM}^{\dagger} V_{CKM} = 1$ のため、$2n^2 - n^2 = n^2$
- このうち世代混合に使われる自由度は、${}_nC_2 = \frac{n(n-1)}{2}$ (n個から2個選んで回転)
- 残りが複素位相 $n^2 - \frac{n(n-1)}{2} = \frac{n(n+1)}{2}$

CKM行列とCP対称性の破れ：二世代の場合

二世代の場合を考えよう

- 世代混合の角度, $\frac{n(n-1)}{2} = 1$
- 複素位相, $\frac{n(n+1)}{2} = 3$

$$\begin{pmatrix} \cos\theta_c \, e^{i\phi_1} & \sin\theta_c \, e^{i\phi_2} \\ -\sin\theta_c \, e^{i\phi_3} & \cos\theta_c \, e^{i(-\phi_1+\phi_2+\phi_3)} \end{pmatrix}$$

(書き方は色々ある。 $e^{i(-\phi_1+\phi_2+\phi_3)}$の理由は後述)

複素位相があるのでCP対称性の破れを起こせる？

荷電カレントを書いてみる。

$$J_\mu = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c}) \begin{pmatrix} \cos\theta_c \, e^{i\phi_1} & \sin\theta_c \, e^{i\phi_2} \\ -\sin\theta_c \, e^{i\phi_3} & \cos\theta_c \, e^{i(-\phi_1+\phi_2+\phi_3)} \end{pmatrix} \gamma_\mu \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

CKM行列とCP対称性の破れ：二世代の場合

クォーク場毎に位相変換しても、ラグランジアンは不変。

$$u \to e^{i\phi_1}u, c \to e^{i\phi_3}c \qquad \begin{pmatrix} \cos\theta_c\, e^{i\phi_1} & \sin\theta_c\, e^{i\phi_2} \\ -\sin\theta_c\, e^{i\phi_3} & \cos\theta_c\, e^{i(-\phi_1+\phi_2+\phi_3)} \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c\, e^{i(-\phi_1+\phi_2)} \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c\, e^{i(-\phi_1+\phi_2)} \end{pmatrix}$$

ユニタリー条件(1列目と2列目が直交)から、2列目の位相が共通になるようにしてあった

さらに、s-クォークの位相変換によって、行列の位相因子は消せてしまう

$$s \to e^{i(\phi_1-\phi_2)}s \qquad \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c\, e^{i(-\phi_1+\phi_2)} \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c\, e^{i(-\phi_1+\phi_2)} \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix}$$

CKM行列と世代混合

$n \times n$ ユニタリー行列の自由度

- $n \times n$複素行列の自由度は$2n^2$
- ユニタリー条件$V_{CKM}^{\dagger} V_{CKM} = 1$ のため、$2n^2 - n^2 = n^2$
- このうち世代混合に使われる自由度は、${}_nC_2 = \frac{n(n-1)}{2}$ (n個から2個選んで回転)
- クォーク場の位相変換で消せる位相は$2n - 1$
- 物理的に意味を持つ位相の数は、$\frac{(n-1)(n-2)}{2}$

したがって、CKM行列が位相を持つためには三世代以上が必要。 $\boldsymbol{\frac{(3-1)(3-2)}{2} = 1}$

ユニタリティ多角形：二世代の場合

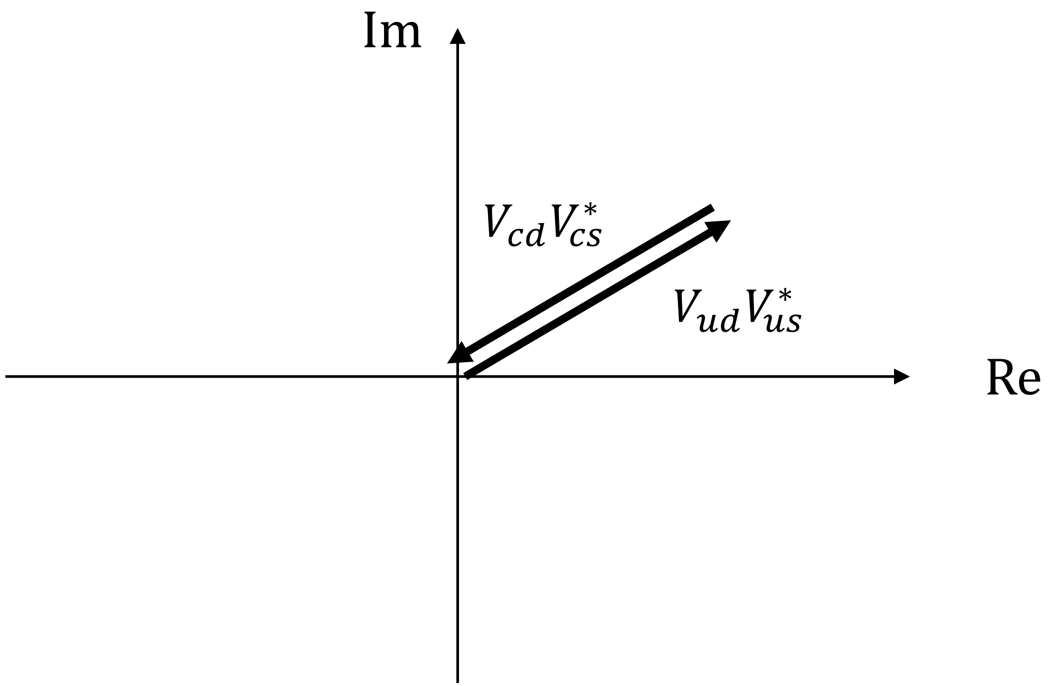
二世代の場合で、各列の直交条件が位相項を考える上で重要であった

この条件式を複素平面上で表現してみよう

まずは、また二世代の場合

$$\begin{pmatrix} \boxed{\begin{matrix} V_{ud} \\ V_{cd} \end{matrix}} & \boxed{\begin{matrix} V_{us} \\ V_{cs} \end{matrix}} \end{pmatrix} \qquad V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* = 0$$

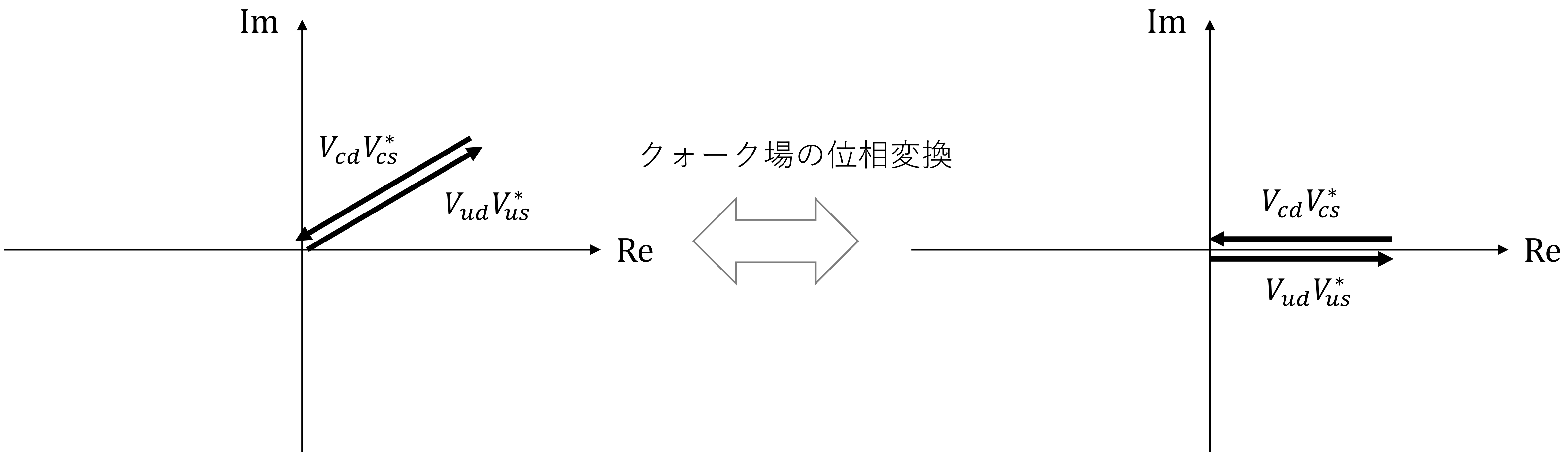
➔ 複素平面上で”二角形”として表される。



ユニタリティ多角形：二世代の場合

先ほど見た通り、クォーク場の位相変換によって行列要素から複素位相が消せる

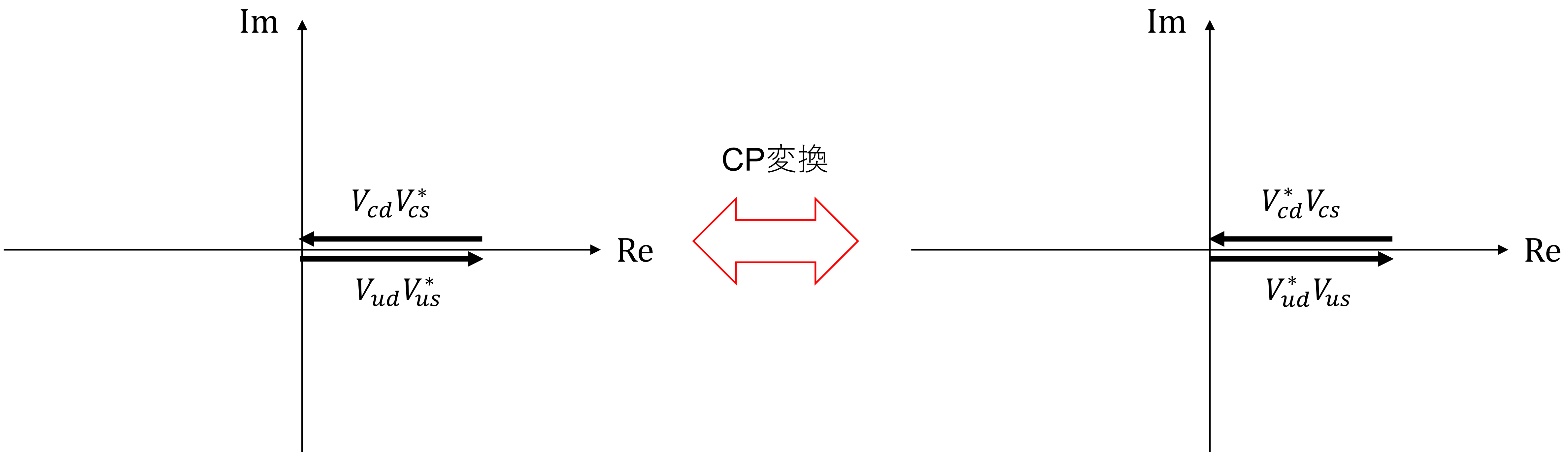
＝”二角形”を複素平面上で回転させると、実軸上に持ってこれる



ユニタリティ多角形：二世代の場合

ところで、CP変換を複素平面で考えると、実軸上での折り返しに対応している

＝CP変換の元で不変であることが明らか

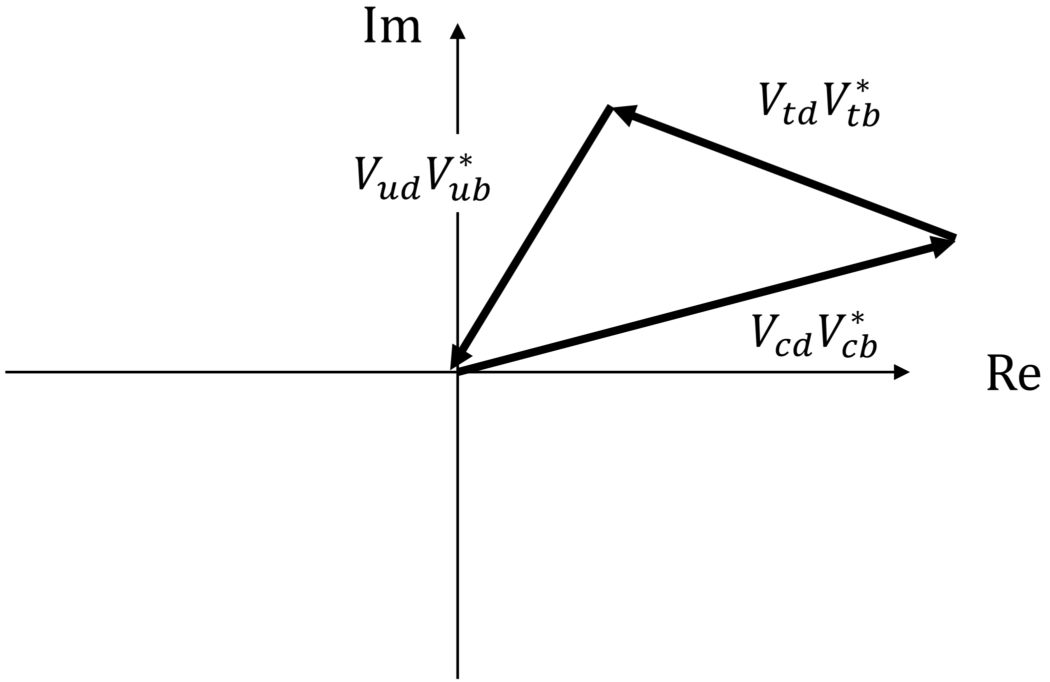


ユニタリティ多角形：三世代の場合

三世代の場合を考えよう。1列目と3列目の直行関係を使うと、

$$\begin{pmatrix} \boxed{\begin{matrix} V_{ud} \\ V_{cd} \\ V_{td} \end{matrix}} & \begin{matrix} V_{us} \\ V_{cs} \\ V_{ts} \end{matrix} & \boxed{\begin{matrix} V_{ub} \\ V_{cb} \\ V_{tb} \end{matrix}} \end{pmatrix} \qquad V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

➔ 複素平面上で三角形として表される。

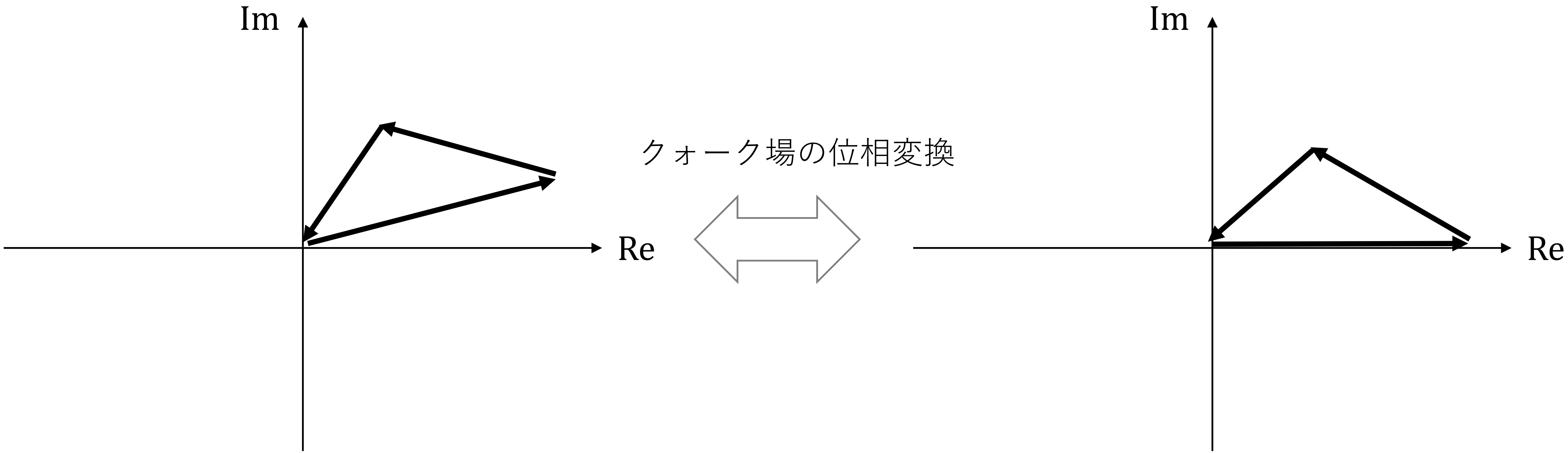


佐藤 瑶

ユニタリティ多角形：三世代の場合

二世代の場合と同様にクォーク場の位相変換で三角形を回転することはできる

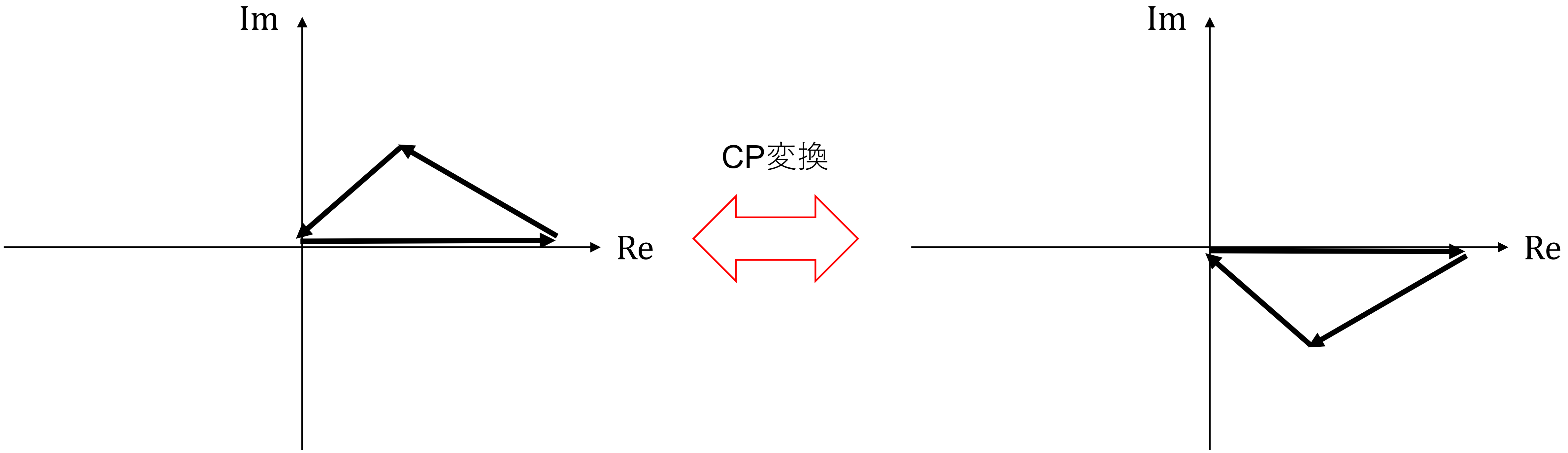
ただし、二角形とは違い、実軸上に全て持ってくることはできない



ユニタリティ多角形：三世代の場合

CP変換の元で、二つの三角形が重なることはない（例外を除く）

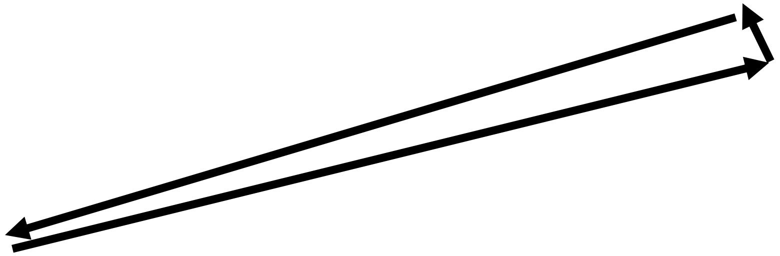
＝CP対称性の破れの理由になり得る



ユニタリティ多角形：三世代の場合

例外はどんな場合か？

- 三角形がつぶれて、二角形になっているとき
  （辺の一つが0 = 内角の一つが0）



つぶれていないとしても、辺の長さの違いが大きいとCP対称性の破れは小さい

大きなCP非対称度を観測するためには、三角形の辺の長さが同程度であると良い

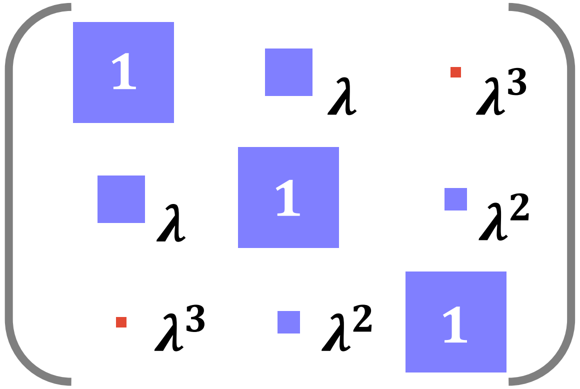
実際のCKM行列

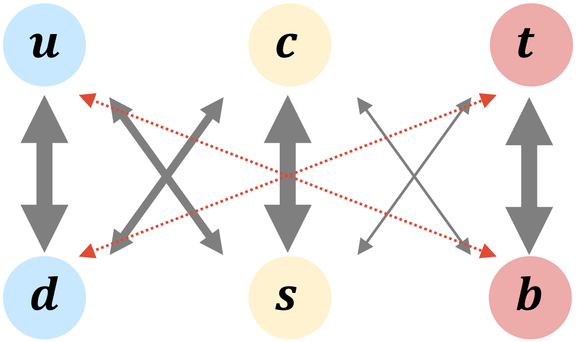
CKM行列の要素の大きさは実験で測定されている

Wolfenstein表式

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

$(\lambda \sim 0.22, A, \rho, \eta \sim \mathcal{O}(1)$, ηがCP位相に対応)





ユニタリティ三角形

ユニタリティー 3 角形 (CKM 3角形とも)

$$V_{\rm CKM} \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \qquad \underbrace{V_{\rm CKM}^{\dagger} V_{\rm CKM} = I}_{\text{ユニタリー条件}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$ から 6 つの恒等式を得る。

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

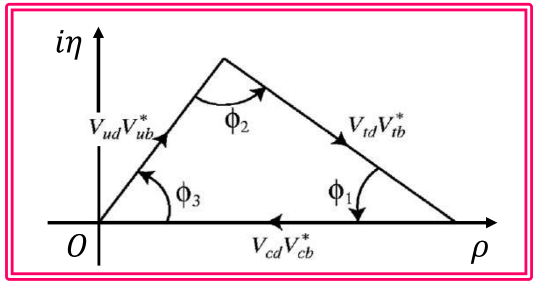
(b) $V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0$

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

(d) $V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* = 0$

(e) $V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0$

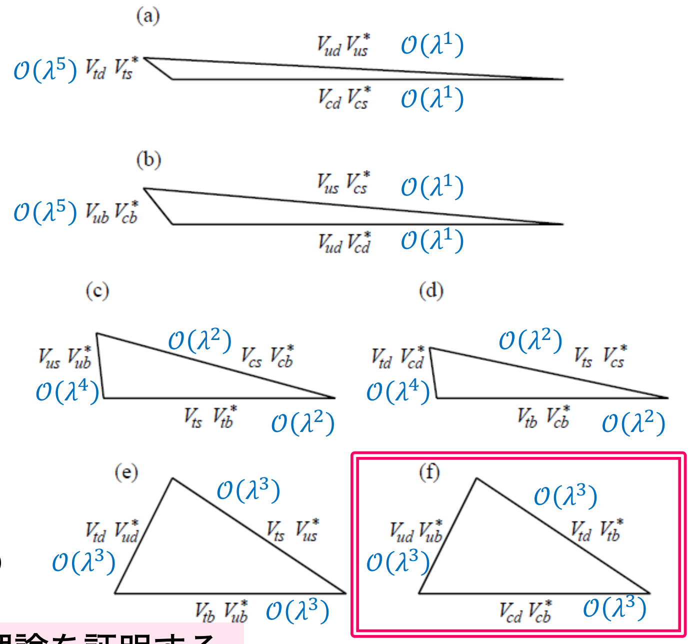
(f) $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$



3 角形 (f) は 3 辺の大きさが同じ次数であるため、実験的に形を決めやすい。(事情は (e) も同じ。)

$\arg(V_{td}) \equiv \phi_1 \neq 0$ を示して小林-益川理論を証明する

恒等式に対応する 6 つのユニタリティー 3 角形



Flavor Physics Workshop 2021, 樋口さんの講義

- ユニタリティ三角形は、行または列の選び方の分書ける
- 1列目と3列目を取ると、各辺の大きさが同程度になる。これはB^0に関連する選び方。

➔ B^0では大きなCP対称性の破れが見えることが期待される

CP対称性の破れの発見

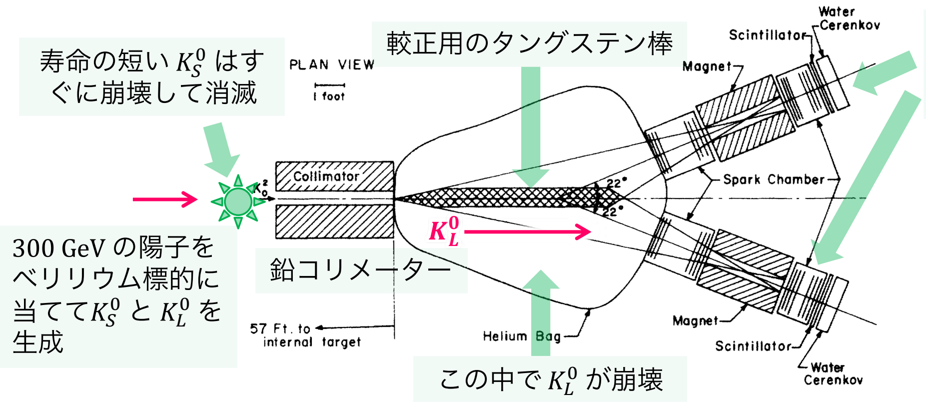
11

CP 対称性の破れ

- 1964 年、J. W. Cronin らは、 固有値 -1 の CP 固有状態であると信じられていた K_L^0 (質量の固有状態) が、固有値 $+1$ の状態に崩壊していないかを調べた。

中性 K 中間子の基本データ

	質量 (MeV/c^2)	寿命 (ps)	CP 固有値	主な崩壊モード
K_S^0	498	0.090	+1 (?)	$\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$
K_L^0		51	−1 (?)	$\pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0$



J. W. Cronin

- 45 ± 9 個の $K_L^0 \to \pi^+\pi^-$ 崩壊 (CP 固有値 +1) が見つかり、**K_L^0 は信じられていたような CP 変換の固有状態にはなっていない**ことがわかった。

J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

Flavor Physics Workshop 2021, 樋口さんの講義

- 最初にCP対称性の破れが発見されたのは、$K_L^0 \to \pi\pi$の実験
- 具体的に

中性中間子系のCP対称性の破れ

一般の中性中間子P^0と、その反粒子$\bar{P}^0$の系で考えよう。

$|P^0>$と$|\bar{P}^0>$を、この系の規格直交基底とすると、一般の状態$|\psi(t)>$は

$|\psi(t)> = a_1(t)|P^0> + a_2(t)|\bar{P}^0>$ と書ける。行列で書くとすれば、

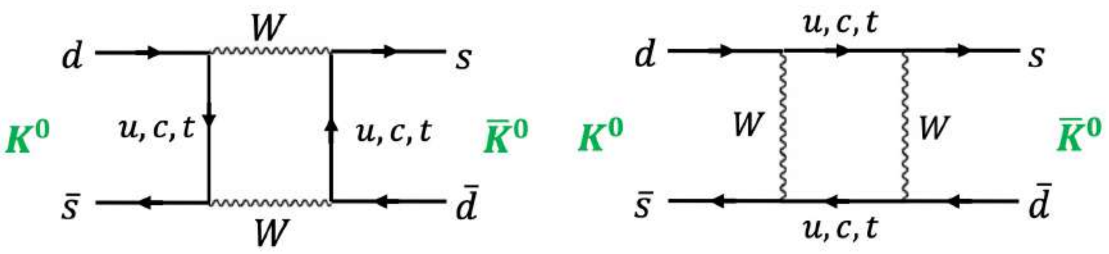
$$\psi(t) = \begin{pmatrix} a_1(t) \\ a_2(t) \end{pmatrix}.$$

$\psi(t)$の時間発展はこの系のハミルトニアンHに従う、$i|\dot{\psi}(t)> = H|\psi(t)>$

行列で表すと、$(H_{11} =< P^0|H|P^0>, H_{12} =< P^0|H|\bar{P}^0>, H_{21} =< \bar{P}^0|H|P^0>, H_{22} =< \bar{P}^0|H|\bar{P}^0>)$

$$i\dot{\psi}(t) = \mathcal{H}\psi(t), \mathcal{H} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix}$$

実際、標準模型ではボックスダイアグラムで
P^0と$\bar{P}^0$が入れ替わることができる。
$(= H_{12} \neq 0, H_{21} \neq 0)$



佐藤 瑶

中性中間子系のCP対称性の破れ

$\mathcal{H}$の性質を見てみよう。$<\psi|\psi>$の時間発展を考える。

$$i\frac{\partial}{\partial t}<\psi|\psi> = \left(i\frac{\partial}{\partial t}<\psi|\right)|\psi> + <\psi|\left(i\frac{\partial}{\partial t}|\psi>\right) = -i<\psi|H^\dagger|\psi> + i<\psi|H|\psi>$$

$\mathcal{H}$がエルミート行列($\mathcal{H}=\mathcal{H}^\dagger$)であれば、$<\psi|\psi>$は不変。

P^0の崩壊を考える場合は、$<\psi|\psi>$が不変だと困るので、$\mathcal{H}$はエルミートではいけない。

$\mathcal{H}$は二つのエルミート行列$\mathcal{D}$,$\mathcal{A}$を使って、次のよう書ける。

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{H}+\mathcal{H}^\dagger}{2} + \frac{\mathcal{H}-\mathcal{H}^\dagger}{2} \equiv \mathcal{D} - \frac{i}{2}\mathcal{A}$$

具体的に　$\mathcal{D} = \begin{pmatrix} M & M_{12} \\ M_{12}^* & M \end{pmatrix}, \mathcal{A} = \begin{pmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma \end{pmatrix}$　と書く。

$\mathcal{D}$が質量行列、$\mathcal{A}$が崩壊を表す項である。（対角成分が同じなのはCPT定理から。省略）

なお、$-\frac{i}{2}$は崩壊を意味しており、CP位相とは別のもの (i.e. $e^{-i\left(M-\frac{i}{2}\Gamma\right)t} = e^{-\frac{\Gamma}{2}t}e^{-iMt}$ if $M_{12}=\Gamma_{12}=0$)

$\mathcal{H}$の固有ベクトルと固有値を求めると、

$$|P_a>=\frac{1}{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}(p|P^0>-q|\bar{P}^0>)$$

$$|P_b>=\frac{1}{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}(p|P^0>+q|\bar{P}^0>)$$

$$\frac{q}{p}=\frac{\sqrt{M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}{\sqrt{M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}}}$$

固有値は、$\lambda_{a(b)}=\left(M-\frac{i}{2}\Gamma\right)\mp\sqrt{M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}}\sqrt{M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}$

ここで、$\Delta\lambda=\Delta m-\frac{i}{2}\Delta\Gamma=2\sqrt{M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}}\sqrt{M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}$ とおくと、

$$\lambda_{a(b)}=m_{a(b)}-\frac{i}{2}\Gamma_{a(b)}, m_b-m_a=\Delta m, \Gamma_b-\Gamma_a=\Delta\Gamma$$

のように書くことができる。$m_{a(b)}$と $\Gamma_{a(b)}$が、それぞれ固有状態の質量と寿命を意味する。

中性中間子系のCP対称性の破れ

ここまでの計算の意味を文章にすると、

- P^0と$\bar{P}^0$という中間子の粒子反粒子と、それらが交換・崩壊するようなハミルトニアンから出発
- ハミルトニアン＝質量と崩壊についての固有状態 P_a, P_b、及びその固有値を求めた

つまり交換・崩壊を考えるとき、 $P^0, \bar{P}^0$ではなく、その混合状態P_a, P_bが物理的な固有状態である。

ところで、 P^0と$\bar{P}^0$は粒子反粒子の関係なので、CP変換で入れ替わる。
(C,P,CP変換を2回すると戻るので固有値の二乗は1. 疑スカラーはP固有値 -1. C固有値は文献による)

$$CP|P^0> = -|\bar{P}^0>$$

したがって、CP固有状態は $|P_+> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|P^0> -|\bar{P}^0>),\ |P_-> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|P^0> +|\bar{P}^0>)$と書ける。

固有値は+1と-1, $\mathrm{CP}|P_+> = +|P_+>$, $\mathrm{CP}|P_-> = -|P_->$.

中性中間子系のCP対称性の破れ

CP固有状態P_+, P_-と、物理的な固有状態$P_{a,b}$の関係を考えてみよう。

$$|P_+ >= \frac{1}{\sqrt{2}}(|P^0 > -|\bar{P}^0 >), \qquad |P_a >= \frac{1}{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}(p|P^0 > -q|\bar{P}^0 >)$$

$$|P_- >= \frac{1}{\sqrt{2}}(|P^0 > +|\bar{P}^0 >) \qquad |P_b >= \frac{1}{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}(p|P^0 > +q|\bar{P}^0 >)$$

$\frac{q}{p} = \frac{\sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} = 1$のとき($M_{12} = M_{12}^*, \Gamma_{12} = \Gamma_{12}^*$)、$P_a = P_+, P_b = P_-$ になる。

= M_{12}, Γ_{12}に位相が含まれていなければ、 CP固有状態と物理的な固有状態は一致する

⇔

位相項を持っていると、 **CP固有状態と物理的な固有状態は一致しない**

中性中間子系のCP対称性の破れ

$P_+ = c_a P_a + c_b P_b$ $(c_a \neq 0, c_b \neq 0)$とおく。P_aとP_bはそれぞれ時間発展するので、t 時間後には

$$P_+(t) = c_a e^{-i\lambda_a t} P_a + c_b e^{-i\lambda_b t} P_b$$

となる。 $P_+(t)$がCP固有状態であるとみなせるためには、

$$\frac{c_a}{c_b} = \frac{c_a e^{-i\lambda_a t}}{c_b e^{-i\lambda_b t}}$$

である必要がある($\Leftrightarrow \Delta\lambda = 0, 2\pi, \ldots$)が、これは一般には成り立たない。

CP固有状態が時間発展によってCP固有状態でなくなる = CP対称性が破れている

特に、$P^0, \bar{P}^0$の崩壊振幅そのもののCP対称性の破れでないので、**間接的CP対称性の破れ**と呼ばれる

M_{12}, Γ_{12}が複素位相を持つことで、CP対称性の破れが生まれる

K中間子のCP対称性の破れ

$K^0, \bar{K}^0$の場合で更に具体的に見てみよう。

物理的な固有状態は、K_S, K_L (<- P_a, P_b)と書かれる。それぞれの主な崩壊モードが、

$$K_S \longrightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 \qquad \pi\pi\text{のCP固有値は1}$$

$$K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0 \qquad \pi\pi\pi\text{のCP固有値は-1}$$

であることがわかっていた。その後、実験によって$K_L \to \pi\pi$が観測された。これは、

- K_S, K_L がCP固有状態(K_+, K_-)でないこと = 間接的CP対称性の破れ（⇔ $q/p \neq 1$）
- あるCP固有状態が別のCP固有状態に崩壊すること = 直接的CP対称性の破れ

の少なくともどちらかが起きたことを意味しているので、**CP対称性の破れを発見したことになる**

K中間子のCP対称性の破れ

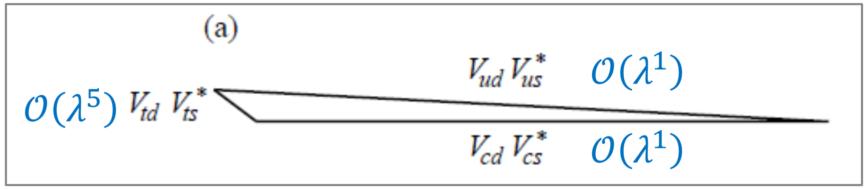
K_Lのsemi-leptonic崩壊の非対称度, δ_L

$$\delta_L = \frac{\Gamma(K_L \to \pi^- \ell^+ \nu_\ell) - \Gamma(K_L \to \pi^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell)}{\Gamma(K_L \to \pi^- \ell^+ \nu_\ell) + \Gamma(K_L \to \pi^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell)} = \frac{1 - |q/p|^2}{1 + |q/p|^2} \simeq 1 - \left|\frac{q}{p}\right| = (3.32 \pm 0.06)\times 10^{-3}$$

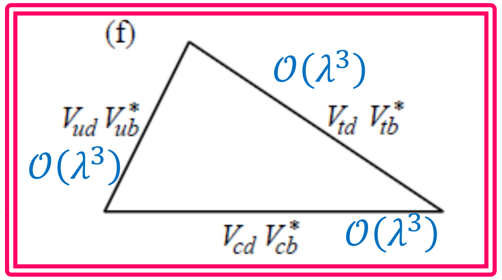
$(3.32 \pm 0.06)\times 10^{-3}$ は実測値であり、 q/pの絶対値(実部)が1からずれていることが観測されている。

= **間接的CP対称性の破れ** が生じている = K_LはCP固有状態K_-ではない

$K^0, \bar{K}^0$に関わるユニタリティ三角形(1列目と2列目)を確認すると、
一つの辺の長さが$\mathcal{O}(\lambda^5)$であり、つぶれた形をしている。
（辺の比$\mathcal{O}(\lambda^4) = \mathcal{O}(0.2^5) \sim 10^3$程度）



Bの場合は10%程度の大きいCP対称性の破れが？



B中間子のCP対称性の破れ

B^0の場合、質量固有状態(B_a, B_b)の寿命の差が非常に小さい(ΔΓ ≪ Γ)ため、
K_S, K_Lのようにそれぞれ取り出して観測することが困難

➔ 生成した$B^0(\bar{B}^0)$が、B^0と$\bar{B}^0$の間で振動しながら伝播する中で**CP対称性の破れ**を測定
（角振動数は質量差Δm. 寿命 Γ と同程度なので崩壊するまでの間で混合してくれる）

間接的CP対称性の破れが生じる条件は、$q/p \neq 1$であった。

ただし、Bの場合は q/p の絶対値(実部)の1からのずれは非常に小さい

= M_{12} とΓ_{12} の位相が同じだと、大きな位相であっても実部には現れない

$$\frac{q}{p} = \frac{\sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}$$

B中間子のCP対称性の破れ

残る可能性としては、q/pの虚部 $Im(q/p)$によって生じる間接的CP対称性の破れである。

ただし、これはbクォークの位相変換によって変わり得る=真に物理的に意味のある物理量ではない

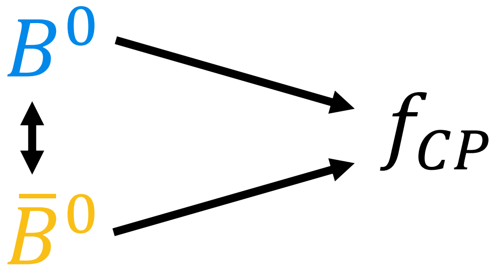
$$b \to e^{i\phi} b \qquad \frac{q}{p} \to e^{-2i\phi} \frac{q}{p}$$

そこで、B^0と$\bar{B}^0$からあるCP固有状態fへの崩壊を考えてみよう。($K_S, K_L \to \pi\pi$ と類似)

$$A_f = A(B^0 \to f), \bar{A}_f = A(\bar{B}^0 - f)$$

この過程では、 $B^0 \to f$と$\bar{B}^0 - f$の異なる崩壊過程の間の干渉が可能で可能である。

➔ 初期状態がB^0であったとき、$B^0 \to f$過程と$B^0 \to \bar{B}^0 \to f$過程が干渉する。

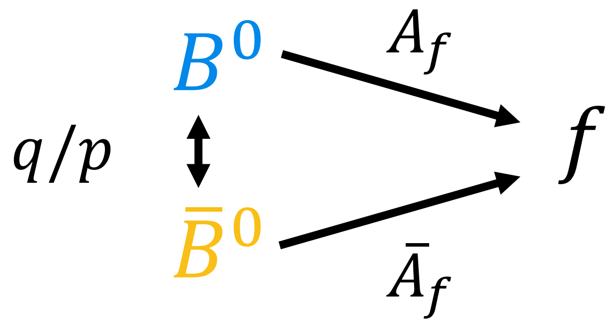


佐藤 瑶

B中間子のCP対称性の破れ

この間の干渉で出てくる位相には、$Im(q/p)$だけでなく、 A_fと$\bar{A}_f$の間の位相差も含まれる,

$$Im\left(\frac{q}{p}\frac{\bar{A}_f}{A_f}\right)$$



ここで改めてbクォークの位相変換を考えてみよう。B^0と$\bar{B}^0$の崩壊振幅は逆の位相変換を受ける。

$$b \to e^{i\phi} b \qquad A_f \to e^{-i\phi} A_f, \bar{A}_f \to e^{i\phi} \bar{A}_f \qquad \frac{q}{p} \to e^{-2i\phi}\frac{q}{p}$$

したがって、 $Im\left(\frac{q}{p}\frac{\bar{A}_f}{A_f}\right)$はbクォークの位相変換の元で不変な物理 = 物理的意味を持つ物理量

B中間子のCP対称性の破れ

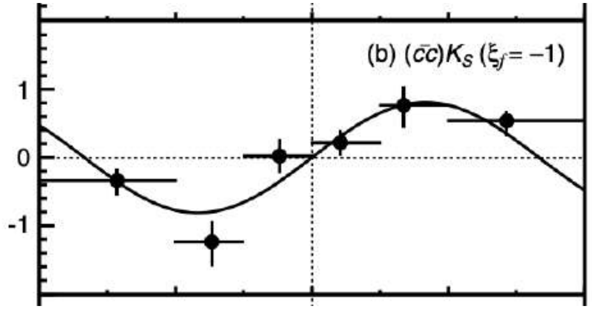
形から明らかであるが、 $Im\left(\frac{q}{p}\frac{\bar{A}_f}{A_f}\right)$は”純粋な”間接的CP対称性の破れではなく、
間接的CP対称性の破れ$(q/p \neq 1)$と**直接的CP対称性の破れ**$(A_f/\bar{A}_f \neq 1)$の干渉効果である。

直接的CP対称性の破れを持たないような$B^0 \to f$を選ぶことで、間接的対称性の破れを測定する

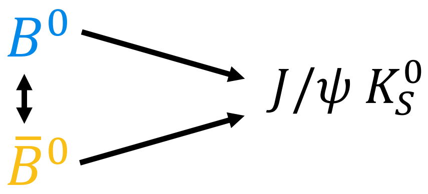
初期状態が$B^0(\bar{B}^0)$とわかっているB中間子が、時刻tに終状態fに崩壊する数をB^0と$\bar{B}^0$で比較

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \to f)(t) - \Gamma(B^0 \to f)(t)}{\Gamma(\bar{B}^0 \to f)(t) + \Gamma(B^0 \to f)(t)}$$

$$\longrightarrow \quad A_{CP}(t) \simeq \sin(\Delta m t) \cdot Im\left(\frac{q}{p}\frac{\bar{A}_f}{A_f}\right)$$



Belle, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).



$B^0 \to J/\psi K_S^0$等で測定されている間接的CP対称性の破れの大きさは 0.695 ± 0.019

➔ 10%オーダーの大きな間接的CP対称性の破れ

B中間子のCP対称性の破れ

まとめると、

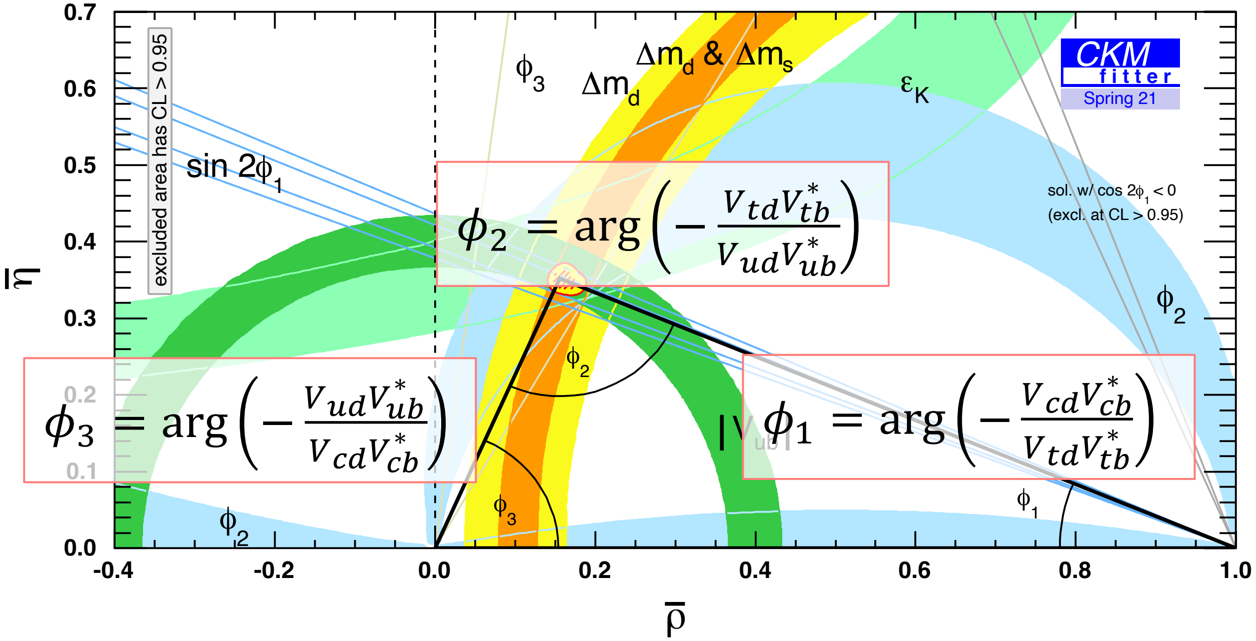
- 中性中間子$P^0, \bar{P}^0$の物理的な固有状態が、CP固有状態と一致しないとき$(q/p \neq 1)$
  間接的CP対称性の破れが生じる
- K中間子の場合、$|q/p| \neq 1$であることで間接的CP対称性の破れが生じるが$\mathcal{O}(10^{-3})$
  = ユニタリティ三角形が潰れている
- B中間子の場合、q/pの位相項による間接的CP対称性を、直接的CP対称性の破れとの干渉効果によって測定できて、10%程度の大きなCP非対称度が測定された
  = ユニタリティ三角形の内角が大きい

CKM行列ありきで考えてきたが、実験でユニタリティ三角形の内角や辺を測定することで標準模型の正しさを証明してきた

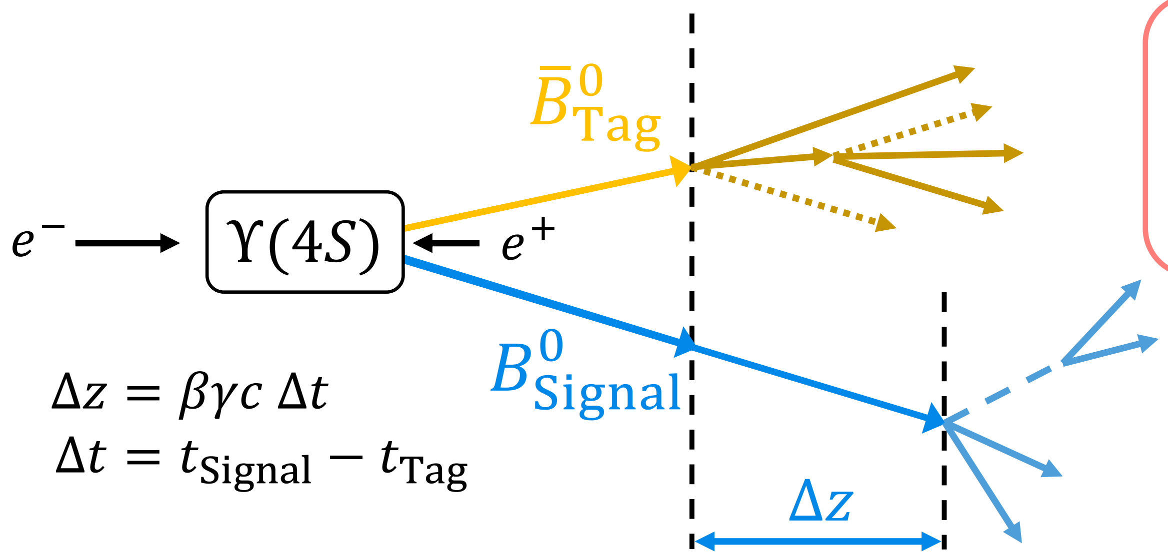
Belle IIでのCP対称性の破れ

- Belle, BaBarによるB中間子のCP非保存の研究によって、
  CKM行列の複素位相がCP非保存を引き起こす = 小林益川模型(標準模型) が確立
- Belle II はより多くのデータを用いてB中間子のCP非保存の精密測定
  - ユニタリティ三角形は究極的に閉じているか？新たなCP非保存のソース？
  - TreeとLoopで描かれるユニタリティ三角形は同じ形か？

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



時間依存CP非対称度測定



$\Delta z = \beta\gamma c\ \Delta t$
$\Delta t = t_{\text{Signal}} - t_{\text{Tag}}$

$$\mathcal{A}_{CP}(\Delta t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \to f_{CP}) - \Gamma(B^0(\Delta t) \to f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \to f_{CP}) + \Gamma(B^0(\Delta t) \to f_{CP})}$$
$$= S_{CP} \sin(\Delta m_d \Delta t) + A_{CP} \cos(\Delta m_d \Delta t)$$

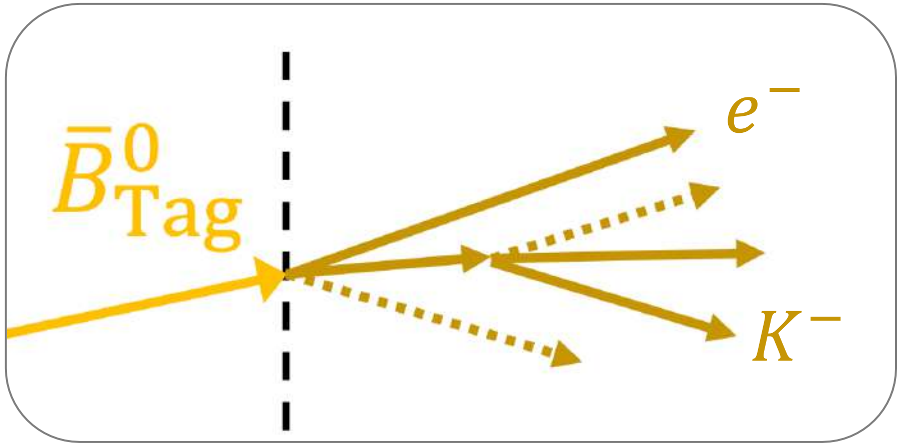
S_{CP}: 時間依存(mixing-induced)CP-violation,
A_{CP}: 直接的CP-violation
Δm_d: mass difference between B mass eigenstate

時間依存CP非対称度測定: Belle IIのFlagship、検出器性能の理解が重要

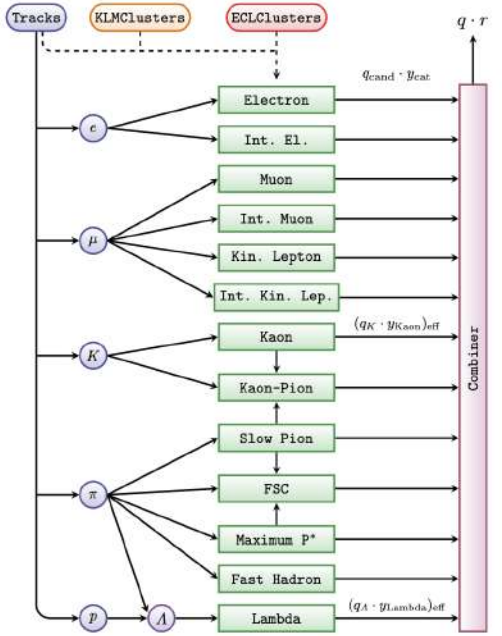
1. B中間子のCP固有状態への崩壊過程を再構成・背景事象のモデリング
2. Tag側のB中間子のフレーバー識別・誤識別率の評価
3. 崩壊時間差Δtの測定・分解能評価

Flavor Tag

- Signal側を再構成後に残った粒子情報を用いてTag側のB中間子のフレーバー(B^0 or $\bar{B}^0$)を識別
  - 荷電レプトン($B^0 \to X\ell^+\nu$ vs $\bar{B}^0 \to X\ell^-\bar{\nu}$)
  - K中間子($B^0 \to X_{\bar{c}} \to K^+$ vs $\bar{B}^0 \to X_c \to K^-$)
  - D^*の崩壊で生じるπ_{slow} …



- 崩壊モードに基づきCategory(e.g. Electron, Kaon, …)毎に学習。Categoryの結果を組み合わせて、再学習して最終結果を出力
  - 学習にはFastBDTを使用
    Stochastic Gradient BDTのpackageの一つ
    T. Keck, Comput. Softw. Big Sci. 1 (2017) no. 1, 2.



Eur. Phys. J 82, 283 (2022)

Flavor Tag

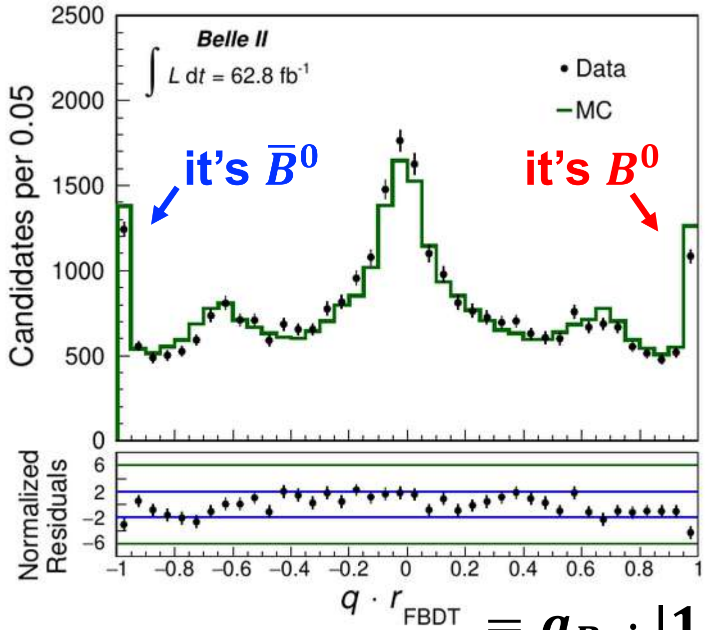
- Flavor誤識別率wによって、実験で観測されるCP非対称度は真のCP非対称度から薄まる;

$$\mathcal{A}^{experiment} = (1-2w)\mathcal{A}$$

- 実効的な識別効率, $\varepsilon_{\text{eff}} \simeq |1-2w|^2$

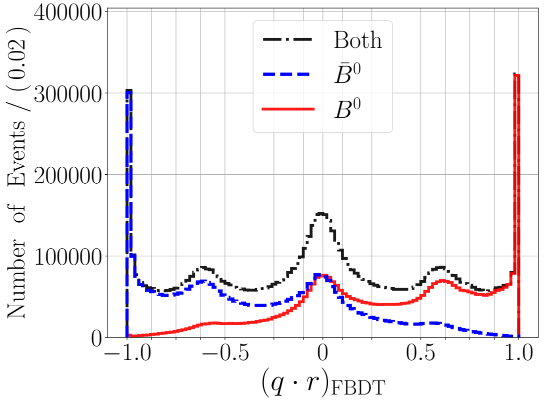
$$\boxed{\varepsilon_{\text{eff}} = (30.0 \pm 1.2 \pm 0.4)\%}$$

Eur. Phys. J 82, 283 (2022)



$= q_B \cdot |1-2w|$

- 学習変数、機械学習のパラメータの最適化、粒子の事前選別による改善を準備中
$\Rightarrow$ MC simulation: $\varepsilon_{\text{eff}} = 34.1\%$



B^0中間子の寿命, Mixing parameterの測定

- Flavor specificな崩壊過程を用いて、B^0 Lifetime, Mixing parameterを測定

$$\mathrm{mix}(\Delta t) = \frac{N(\bar{B}^0 \to \bar{B}^0) - N(\bar{B}^0 \to B^0)}{N(\bar{B}^0 \to \bar{B}^0) + N(\bar{B}^0 \to B^0)}(\Delta t) = \cos(\Delta m_d \Delta t)$$

- Flavor Tagや崩壊時間差Δtの分解能評価など時間依存CP非対称度測定の手法を確認
  - Signal: $B^0 \to D^- h^+, D^{*-} h^+$ $(h = \pi, K)$

$$\tau_{B^0} = 1.499 \pm 0.013(\mathrm{stat}) \pm 0.008(\mathrm{syst})\ \mathrm{ps},$$
$$\Delta m_d = 0.516 \pm 0.008(\mathrm{stat}) \pm 0.005(\mathrm{syst})\ \mathrm{ps}^{-1}$$

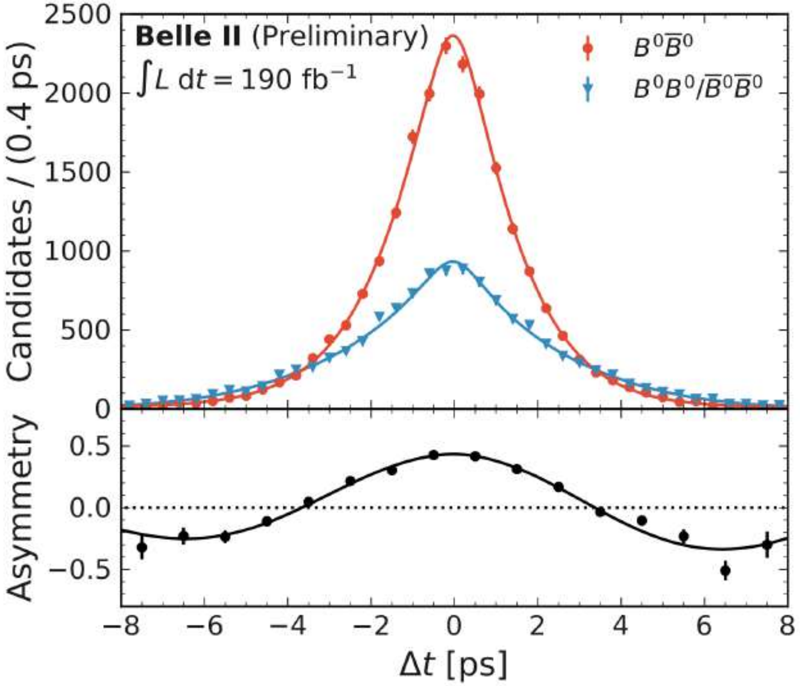
World Average: $\tau_{B^0} = 1.519 \pm 0.004\ \mathrm{ps}$,
$\Delta m_d = 0.5065 \pm 0.0019\ \mathrm{ps}^{-1}$

Flavor specific

$B^0 \longrightarrow D^-\pi^+$
$\updownarrow$
$\bar{B}^0 \longrightarrow D^+\pi^-$

CP eigenstate

$B^0 \rightarrow f_{CP}$
$\updownarrow$
$\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$

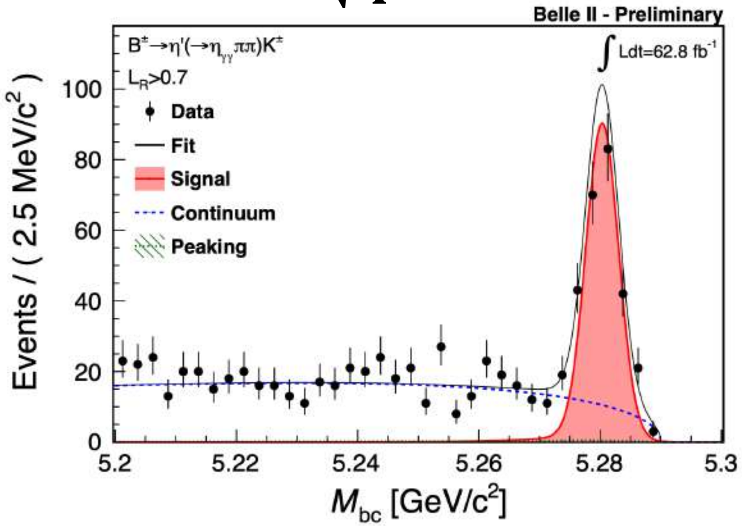


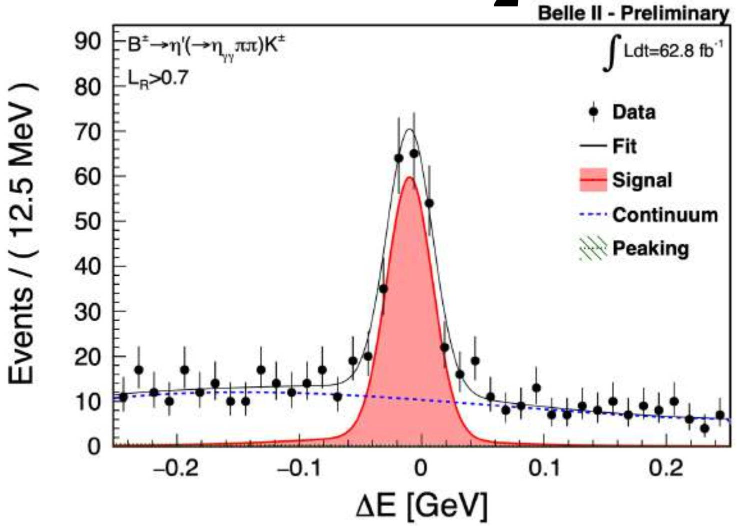
T. Humair, @ Moriond EW 2022

$M_{\mathrm{bc}}, \Delta E$, 事象形状について

- 再構成したB中間子と始状態のKinematicsを用いた観測量. 信号事象の抽出に用いる

$$M_{\mathrm{bc}} = \sqrt{\frac{s}{4} - p_B^{*2}} \qquad \Delta E = E_B^* - \frac{\sqrt{s}}{2}$$

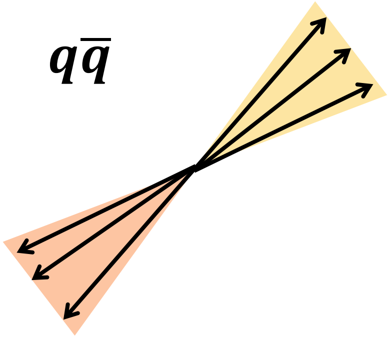




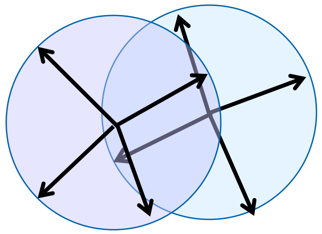
E_B^*, p_B^*:
e^+e^-重心系における再構成した
B中間子のエネルギー, 運動量
$\sqrt{s}$: 重心系エネルギー

- 主な背景事象である$e^+e^- \to q\bar{q}\ (q = u, d, s, c)$の抑制に事象形状の情報を用いる
  - $m_q \ll \sqrt{s}/2 \Rightarrow$ ジェット形状
  - $m_B \sim \sqrt{s}/2 \Rightarrow$ 等方的、球状

$q\bar{q}$



$B\bar{B}$

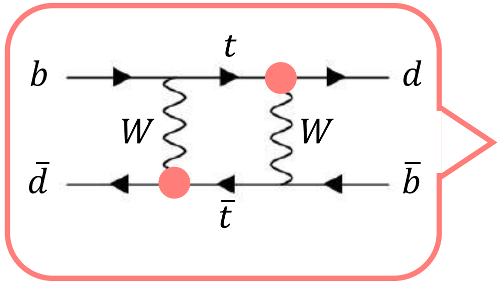


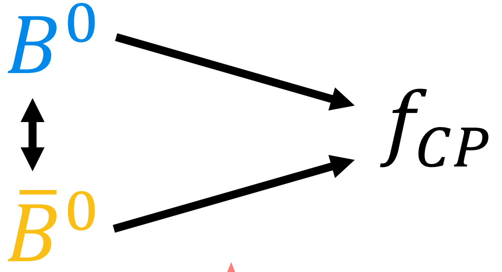
佐藤 瑶

$\sin(2\phi_1)$ の測定手法

- B^0-$\bar{B}^0$混合で、位相が$\arg(V_{td}^2) = 2\phi_1$変わる
- 崩壊過程に位相を持たない過程を選べば、
  $B^0 \to f_{CP}$と$B^0 \to \bar{B}^0 \to f_{CP}$の位相差は$2\phi_1$

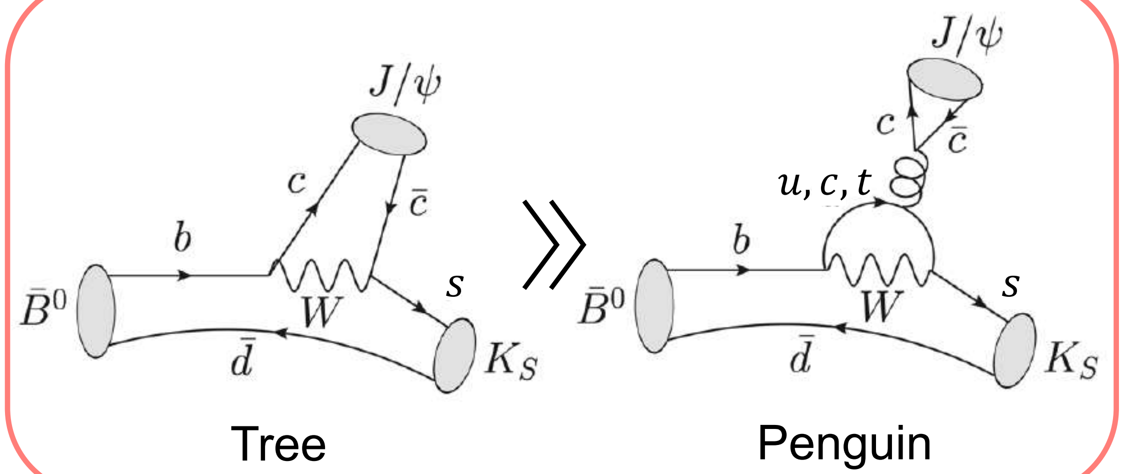
$$\boxed{S_{CP} = \sin(2\phi_1)\,, A_{CP} = 0}$$





- $b \to c\bar{c}s$は位相を持たないTree過程が支配的
  - Penguin過程は位相を持つが、
    Doubly CKM suppress & Loop suppress

$\Rightarrow \sin(2\phi_1)$ 精密測定のGolden mode



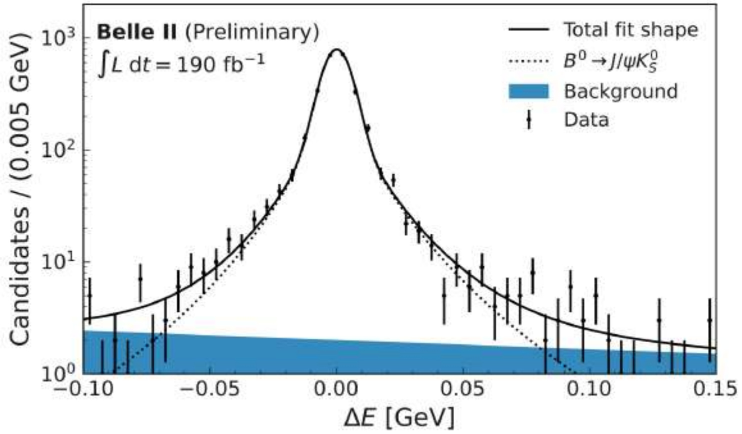
佐藤 瑶

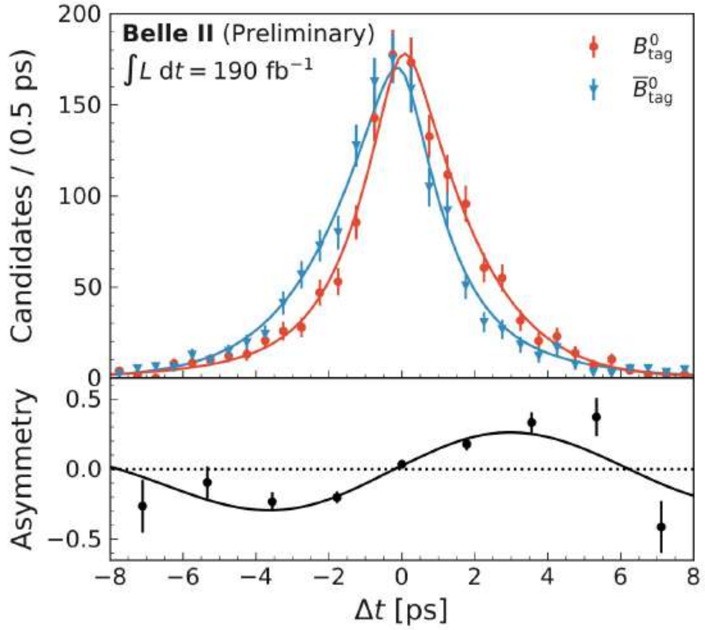
$\sin(2\phi_1)$: $B^0 \to J/\psi\, K_S^0$

- $J/\psi \to e^+e^-, \mu^+\mu^-, K_S^0 \to \pi^+\pi^-$から再構成
- 事象形状、M_{bc}から事象選別
  ⇒ ほぼBackground free, Purity = 98.6%
- ΔE分布のFitから信号抽出
- Lifetime, Mixing measurement で較正した
  Flavor Tag、Δt 分解能を用いてCP非保存の測定

$$S_{CP} = 0.720 \pm 0.062(\mathrm{stat}) \pm 0.016(\mathrm{syst}),$$
$$A_{CP} = 0.094 \pm 0.044(\mathrm{stat}) \ {}^{+0.042}_{-0.017}\ (\mathrm{syst})$$

World Average: $S_{CP} = 0.695 \pm 0.019,$
$A_{CP} = 0.000 \pm 0.020$

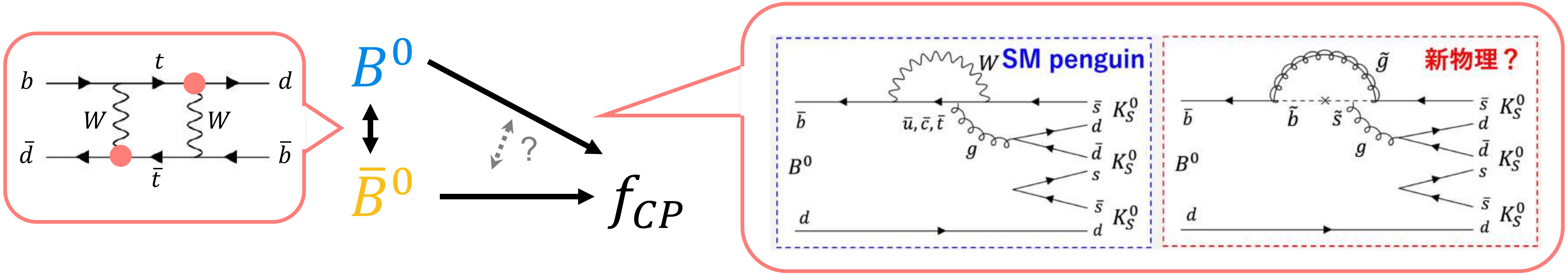




C. La Licata @ ICHEP 2022

$b \to sq\bar{q}\ (q = u, d, s)$

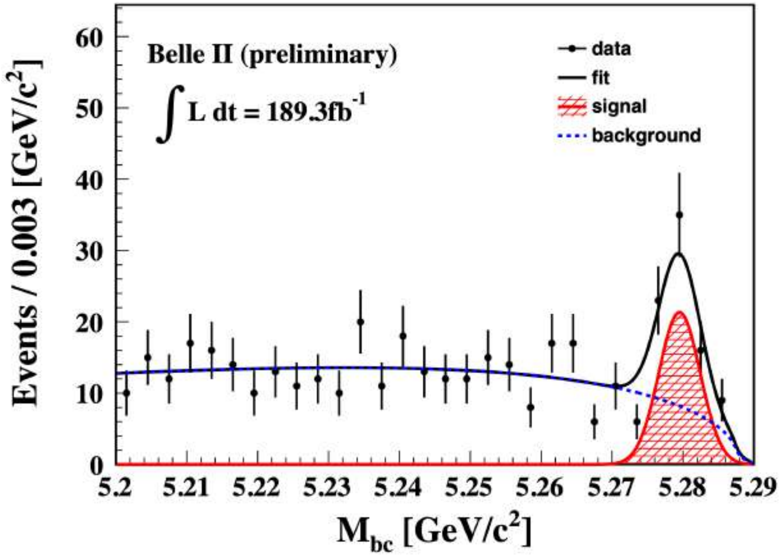
- $b \to sq\bar{q}$: Penguin過程が支配的、特に$q = d, s$は標準模型ではTree過程が禁止
  標準模型の崩壊過程に位相を持たない, $S_{CP}^{sq\bar{q}} \simeq S_{CP}^{c\bar{c}s} = \sin(2\phi_1)\,, A_{CP}^{sq\bar{q}} \simeq A_{CP}^{c\bar{c}s} = 0$
- Loopに現れる新粒子の寄与によって、標準模型の予言からずれる可能性がある



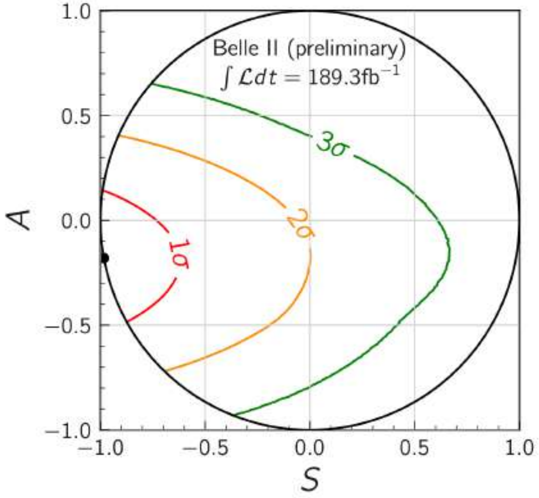
- $b \to c\bar{c}s$でのCP非保存測定の結果を参照として、精密測定から新物理を探索
  $B^0 \to K_S^0 K_S^0 K_S^0$,　$\eta' K_S^0$,　ϕK_S^0 は理論計算の精度も高いGolden modes

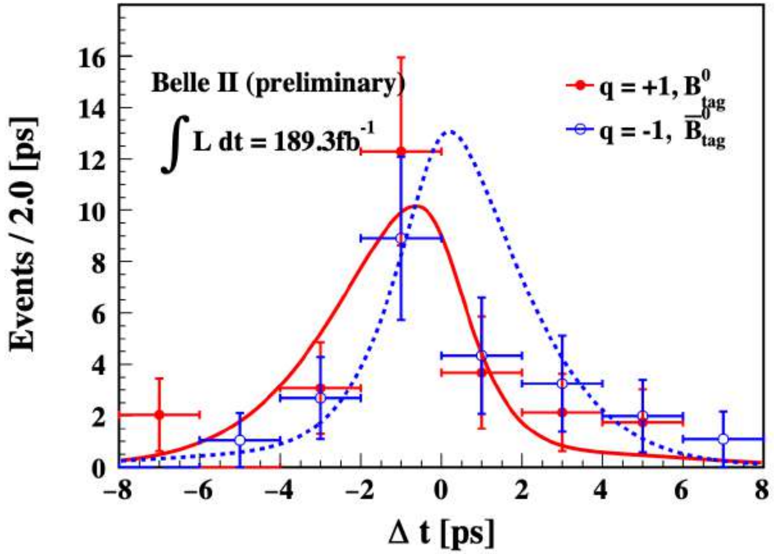
谷川輝, 7aA431-7 | 裵漢郁, 7aA431-5

- $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$: B中間子の崩壊点から離れた位置で崩壊
  ⇒ B中間子の運動量方向の交点から崩壊点を再構成
- 崩壊点検出器(VXD)の大型化により、
  VXDで再構成されるK_S^0の割合が増加
- 主な背景事象: $e^+e^- \to q\bar{q}$ $(q = u, d, s, c)$事象
  ⇒ イベント形状を用いたFastBDTで選別
- M_{bc}, M_B, 事象選別FastBDT出力結果のFitで信号抽出



$$S_{CP} = -1.86^{+0.91}_{-0.46}(\mathrm{stat}) \pm 0.09(\mathrm{syst}),$$
$$A_{CP} = -0.22^{+0.30}_{0.27}(\mathrm{stat}) \pm 0.04(\mathrm{syst})$$



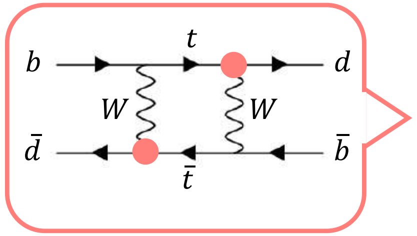


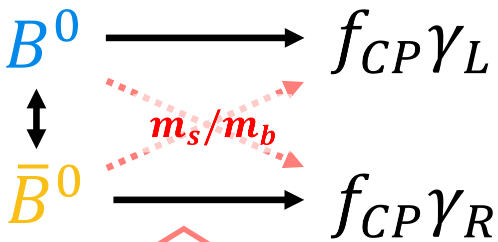
World Average: $S_{CP} = -0.82 \pm 0.17,$
$A_{CP} = -0.14 \pm 0.12$

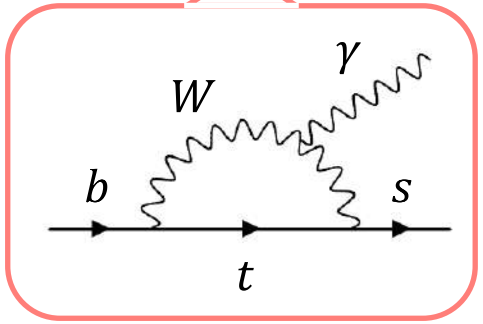
谷川輝, 7aA431-7

$B^0 \to K_S^0 \pi^0 \gamma$

- $b \to s\gamma$: 標準模型ではPenguin過程で生じる。
  弱い相互作用がパリティを破るため、
  B^0と$\bar{B}^0$でDominantな光子の偏極が異なる







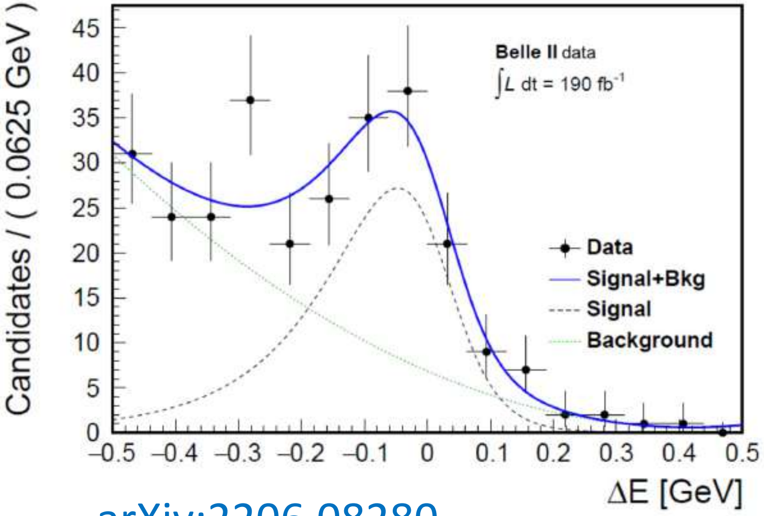
$$S_{CP} \simeq -2\frac{m_s}{m_b}\sin(2\phi_1) \simeq -0.023 \pm 0.016$$

P.Ball et al, Phys. Rev., D75, 054004 (2007)

$\Rightarrow$ 有意なCP非保存が発見されれば新物理の証拠

- $B^0 \to K_S^0 \pi^0 \gamma$ の崩壊分岐比測定
  - $K_S^0 \to \pi^+\pi^-, \pi^0 \to \gamma\gamma$ から再構成, $M_{K_S^0\pi^0} < 1.1$ GeV
  - ΔE のFitで信号抽出

$$Br(B^0 \to K_S^0 \pi^0 \gamma) = \left(7.3 \pm 1.8(\mathrm{stat}) \pm 1.0(\mathrm{syst})\right) \times 10^{-6}$$



arXiv:2206.08280

- CP非保存の測定に向けた解析が進行中

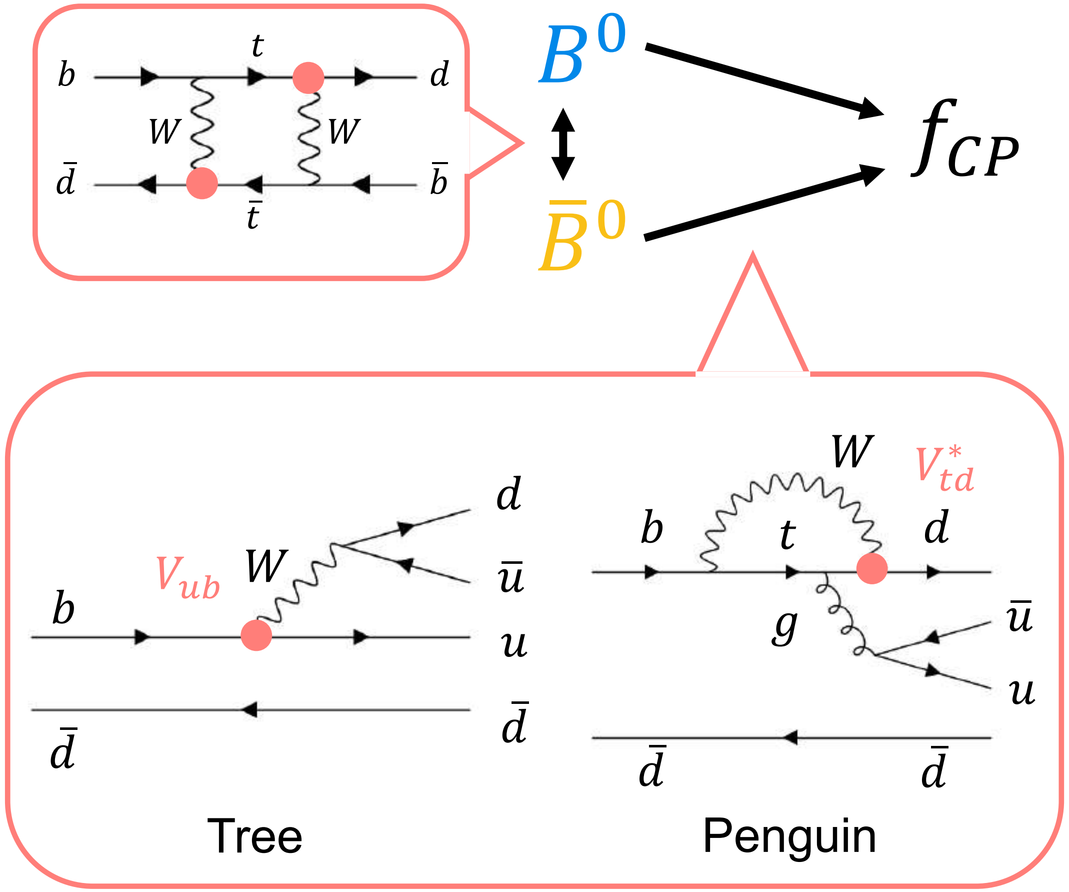
植松祐真, 7aA431-6

ϕ_2 の測定手法

ユニタリティ三角形の内角で誤差が最も大きい, $\phi_2 = (85.2^{+4.8}_{-4.3})°$

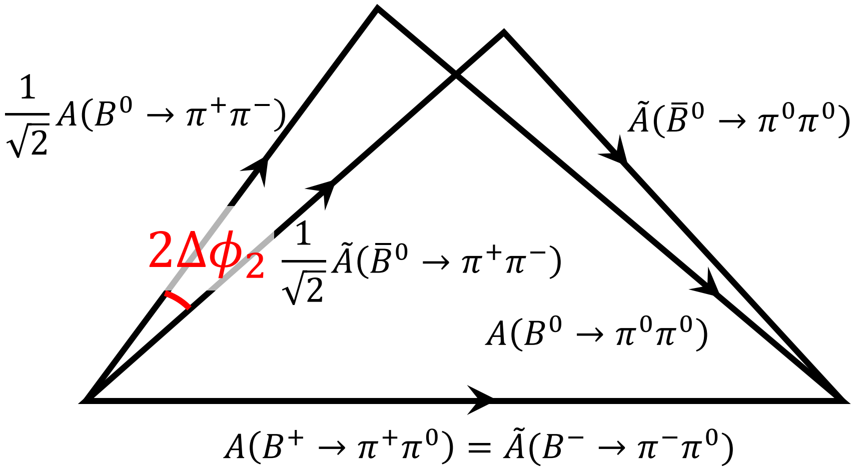
- $b \to u\bar{u}d$
  - Tree過程は弱位相を持ち、
    $B^0 \to f_{CP}$ と $B^0 \to \bar{B}^0 \to f_{CP}$ の
    位相差は$2\phi_2 = \arg(V_{tb}^2/V_{ub}^2)$
  - Penguin過程が無視できない
    TreeとPenguinの干渉の効果が現れる

$$S_{CP} = \sqrt{1 - A_{CP}^2}\,\sin(2\phi_2 + 2\Delta\phi_2)\,, A_{CP} \neq 0$$



ϕ_2 : $B \to \pi\pi$ $(\rho\rho)$ アイソスピン解析

$$\frac{1}{\sqrt{2}}A^{+-} + A^{00} = A^{+0}$$
$$\frac{1}{\sqrt{2}}\tilde{A}^{+-} + \tilde{A}^{00} = \tilde{A}^{+0}$$
$$A^{+0} = \tilde{A}^{+0}$$



$S_{CP} \propto \sin(2\phi_2 + 2\Delta\phi_2)$

M. Gronau and D. London, PRL 65 (1990), 3381

- $B \to \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0, \pi^+\pi^0$ の崩壊分岐比、CP非保存, $S_{CP}^{\pi^+\pi^-}, S_{CP}^{\pi^0\pi^0}, A_{CP}^{\pi^+\pi^-}, A_{CP}^{\pi^0\pi^0}$ の測定からϕ_2を測定.
- $B \to \rho\rho$でも同様の測定からϕ_2を測定
- Belle II ではこれら全てを測定し、 ϕ_2の測定精度の向上を行う
  - $B^0 \to \pi^0\pi^0$の時間依存CP非保存 $S_{CP}^{\pi^0\pi^0}$はこれまで測定されていない

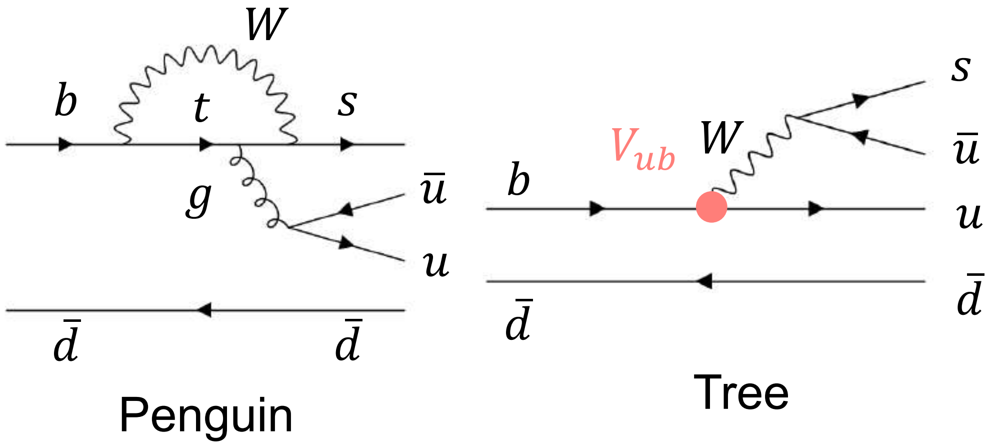
$K\pi$ パズル : $B \to K\pi$

- PenguinとTreeの干渉で直接CP非保存A_{CP}をもつ
- $B^0 \to K^+\pi^-$と$B^+ \to K^+\pi^0$でA_{CP}が有意に異なる

World Average:

$$\Delta A_{CP} \equiv A_{CP}^{K^+\pi^0} - A_{CP}^{K^+\pi^-} = 0.124 \pm 0.021$$

- EW-Penguin, Color-suppressed-Treeに新物理？



$$I_{K\pi} = A_{CP}^{K^+\pi^-} + A_{CP}^{K^0\pi^+}\frac{\Gamma(K^0\pi^+)}{\Gamma(K^+\pi^-)} - A_{CP}^{K^+\pi^0}\frac{2\Gamma(K^+\pi^0)}{\Gamma(K^+\pi^-)} - A_{CP}^{K^0\pi^0}\frac{2\Gamma(K^0\pi^0)}{\Gamma(K^+\pi^-)}$$

- 標準模型では1%以下の精度で$I_{K\pi} = 0$. 新物理探索に有効な観測量
- World average: $I_{K\pi} = -0.14 \pm 0.11$. $A_{CP}^{K^0\pi^0}$の精度が制限; $A_{CP}^{K^0\pi^0} = 0.01 \pm 0.10$

⇒ Belle II は全ての観測量を精密測定し、新物理探索を行う

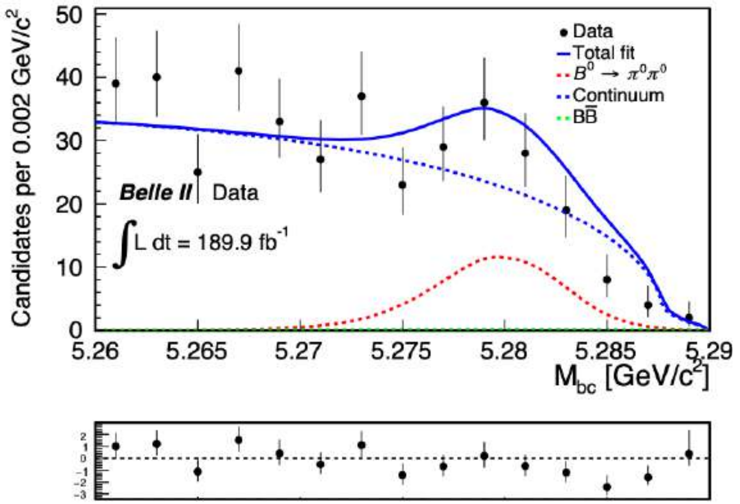
$B^0 \to \pi^0\pi^0$

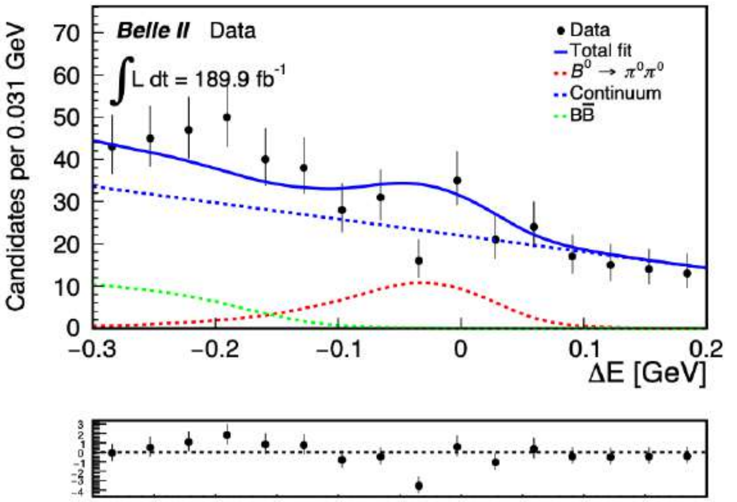
- $\pi^0 \to \gamma\gamma$から再構成
  - π^0を複数持ち、Trackを持たないためLHCbでは困難
- π^0の検出効率向上のため、FastBDTを用いてγを選別
- $M_{\mathrm{bc}}, \Delta E,$ 事象選別FastBDT出力結果のFitで信号抽出
- Flavor TagでB中間子のフレーバーを同定し、
  直接CP非保存を測定
  - 再構成効率, Belle II: 35.5%, Belle: 22%
    ~1/4の統計量でBelleに迫る精度を達成

$$A_{CP}^{\pi^0\pi^0} = 0.14 \pm 0.46(\mathrm{stat}) \pm 0.07(\mathrm{syst}),$$
$$Br_{\pi^0\pi^0} = \left(1.27 \pm 0.25(\mathrm{stat}) \pm 0.17(\mathrm{syst})\right)\times 10^{-6}$$

World Average: $A_{CP}^{\pi^0\pi^0} = 0.33 \pm 0.22, Br_{\pi^0\pi^0} = (1.59 \pm 0.26)\times 10^{-6}$

Belle, 693 fb^{-1}: $A_{CP}^{\pi^0\pi^0} = -0.14 \pm 0.36 \pm 0.10, Br_{\pi^0\pi^0} = (1.31 \pm 0.19 \pm 0.19)\times 10^{-6}$





J. Skorupa @ ICHEP 2022

$B^+ \to K^+\pi^0, \pi^+\pi^0$

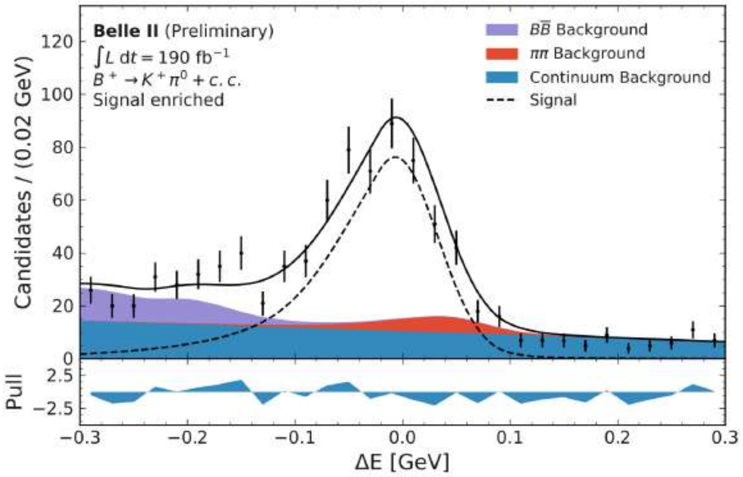
- 共通の選別条件で再構成
  粒子識別情報からKaon-enrich, pion-enrichに分離
  - 誤識別されたイベントはピークがずれる
- $M_{bc}, \Delta E$, 事象選別FastBDT出力結果のFitで信号抽出
  B^+とB^-を分けたFit結果からA_{CP}を測定

$$A_{CP}^{K^+\pi^0} = 0.014 \pm 0.047(\text{stat}) \pm 0.010(\text{syst}),$$
$$A_{CP}^{\pi^+\pi^0} = -0.085 \pm 0.085(\text{stat}) \pm 0.019(\text{syst}),$$
$$Br_{K^+\pi^0} = \left(14.30 \pm 0.69(\text{stat}) \pm 0.79(\text{syst})\right)\times 10^{-6},$$
$$Br_{\pi^+\pi^0} = \left(6.12 \pm 0.53(\text{stat}) \pm 0.53(\text{syst})\right)\times 10^{-6}$$

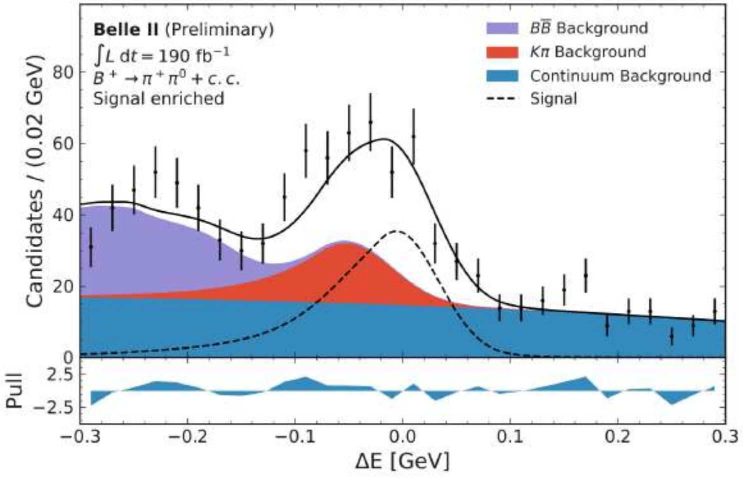
World Average: $A_{CP}^{K^+\pi^0} = 0.030 \pm 0.013, Br_{K^+\pi^0} = (12.9 \pm 0.5)\times 10^{-6}$

$A_{CP}^{\pi^+\pi^0} = 0.03 \pm 0.04, Br_{\pi^+\pi^0} = (5.5 \pm 0.4)\times 10^{-6}$

$K^+\pi^0$



$\pi^+\pi^0$



J. Skorupa @ ICHEP 2022

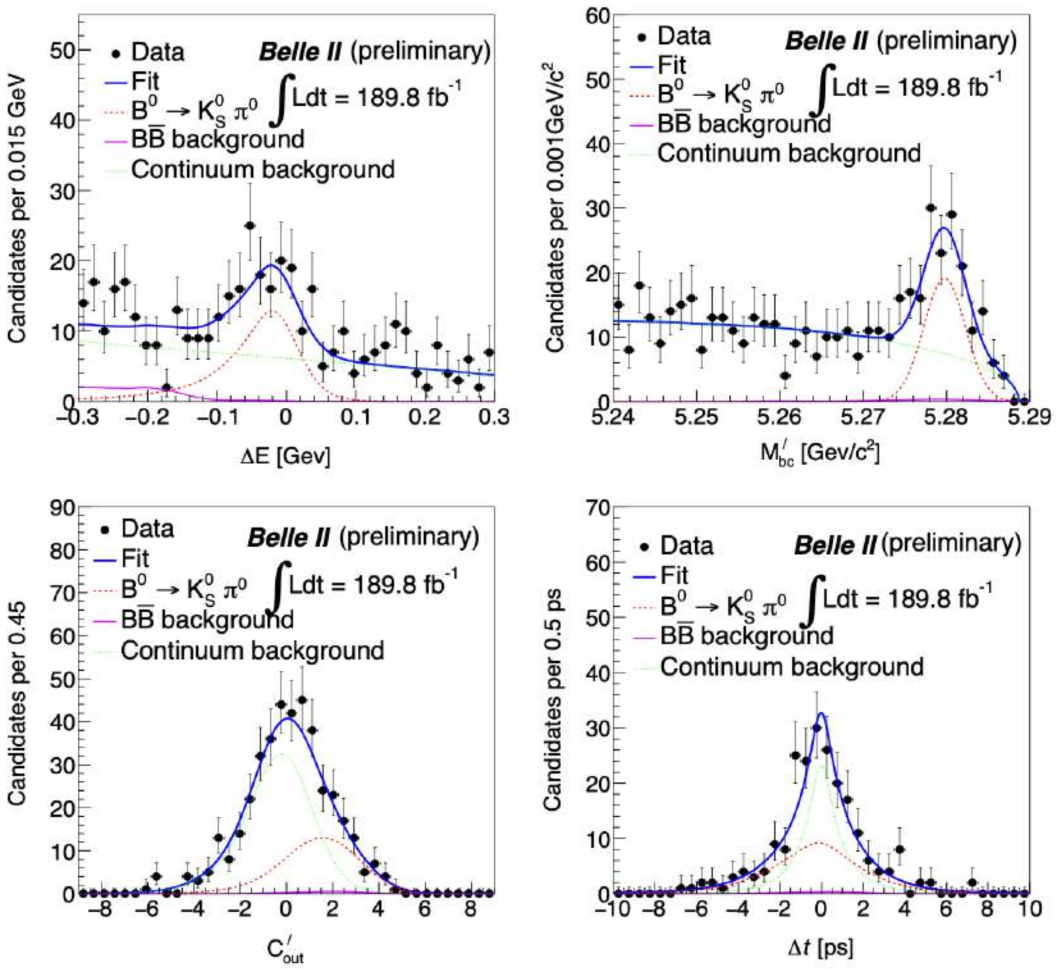
$B^0 \to K_S^0 \pi^0$

- $K_S^0 \to \pi^+\pi^-, \pi^0 \to \gamma\gamma$から再構成
- K_S^0の運動量方向を内挿し、衝突領域との交点からB中間子の崩壊点を再構成
  $\Rightarrow \Delta t$ を測定
- $\Delta t, M_{\mathrm{bc}}, \Delta E,$ 事象選別FastBDT出力結果のFitから崩壊分岐比、直接CP非保存を測定

$$A_{CP}^{K^0\pi^0} = -0.41^{+0.30}_{-0.32}(\mathrm{stat}) \pm 0.09(\mathrm{syst}),$$
$$Br_{K^0\pi^0} = \left(11.0 \pm 1.2(\mathrm{stat}) \pm 1.0(\mathrm{syst})\right)\times 10^{-6}$$

World Average: $A_{CP}^{K^0\pi^0} = 0.01 \pm 0.10,$

$$Br_{K^0\pi^0} = (9.9 \pm 0.5)\times 10^{-6}$$



arXiv:2206.07453

$B^0 \to \rho^+\rho^-$

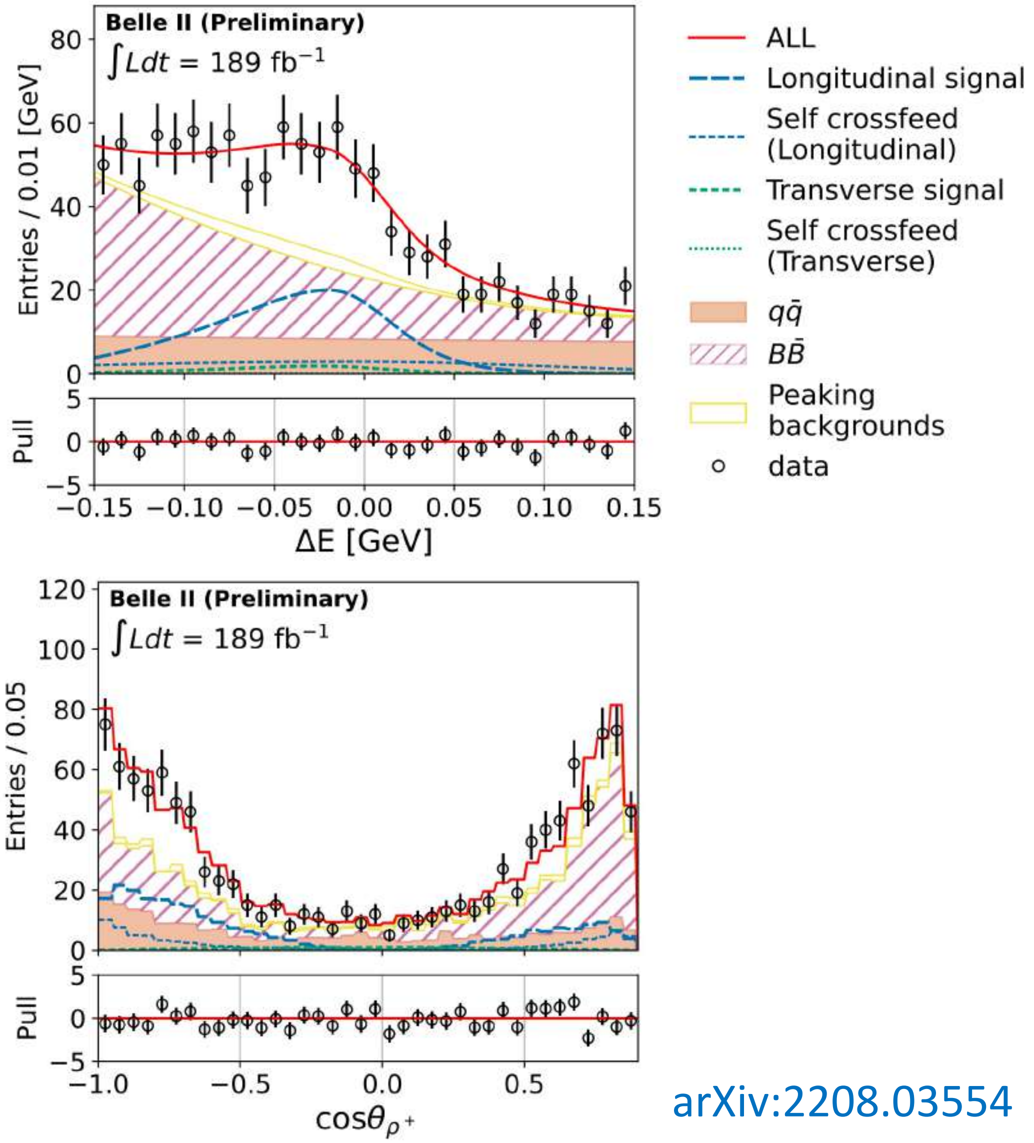
- $\rho^\pm \to \pi^\pm\pi^0, \pi^0 \to \gamma\gamma$から再構成
  - ρ : vector meson ⇒ $\rho^\pm \to \pi^\pm\pi^0$のHelicity angleから偏極を分離
- 6変数の同時Fitで崩壊分岐比とLongitudinal fraction f_L を測定
  - ΔE, 事象選別FastBDTの出力結果, $m_{\pi^+\pi^0}, m_{\pi^-\pi^0}, \cos\theta_{\rho^+}, \cos\theta_{\rho^-}$

$$Br_{\rho^+\rho^-} = \left(2.67 \pm 0.28(\mathrm{stat}) \pm 0.28(\mathrm{syst})\right)\times 10^{-5},$$
$$f_L = 0.956 \pm 0.035(\mathrm{stat}) \pm 0.033(\mathrm{syst})$$

World Average: $Br_{\rho^+\rho^-} = (2.77 \pm 0.19)\times 10^{-5}, f_L = 0.990^{+0.021}_{-0.019}$

中沢遊, 7aA431-3

大久保亮吾, 7aA431-4



arXiv:2208.03554

$B^+ \to \rho^+\rho^0$

- $\rho^+ \to \pi^+\pi^0, \rho^0 \to \pi^+\pi^-$から再構成
- 6変数の同時Fitで崩壊分岐比, f_L を測定.
  - ΔE, 事象選別FastBDTの出力結果, $m_{\pi^+\pi^0}, m_{\pi^+\pi^-}, \cos\theta_{\rho^+}, \cos\theta_{\rho^0}$
- B^+とB^-のFitから、直接CP非保存を測定

$$A_{CP}^{\rho^+\rho^0} = -0.069 \pm 0.068(\text{stat}) \pm 0.060(\text{syst})$$

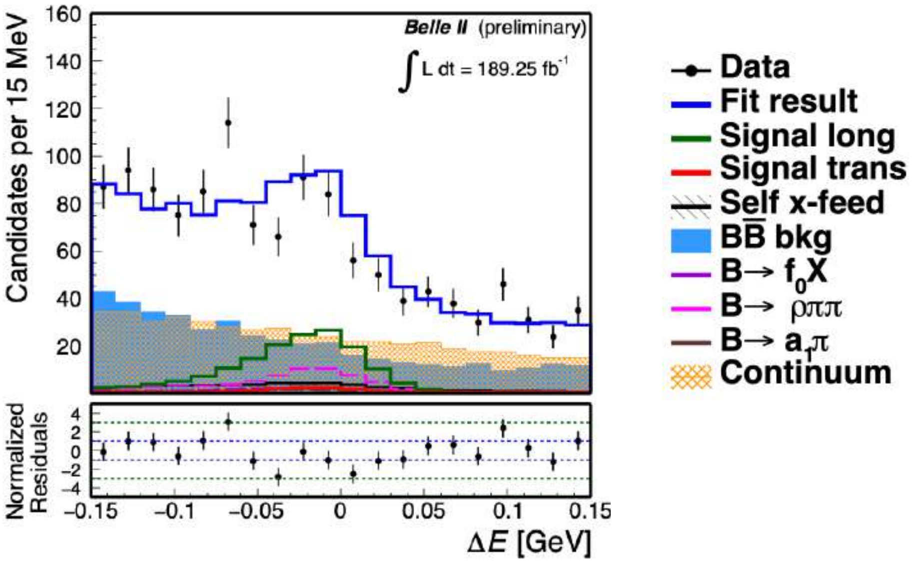
$$Br_{\rho^+\rho^0} = \left(23.2^{+2.2}_{-2.1}(\text{stat}) \pm 2.7(\text{syst})\right)\times 10^{-6},$$

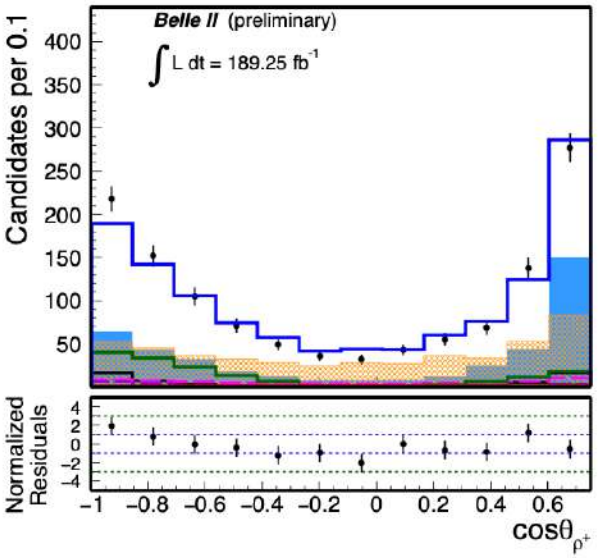
$$f_L = 0.943^{+0.035}_{-0.033}(\text{stat}) \pm 0.027(\text{syst})$$

World Average: $A_{CP}^{\rho^+\rho^0} = -0.05 \pm 0.05$

$$Br_{\rho^+\rho^0} = (24.0 \pm 1.9)\times 10^{-6}$$

$$f_L = 0.950 \pm 0.016$$





arXiv:2206.12362

まとめ

- B中間子のCP非保存の精密測定による、標準模型を超える新物理の探索.

- 検出器の較正、解析手法の開発が完了. 時間依存CP非対称度の測定結果を報告
  - $B^0 \to J/\psi\, K_S^0$: $\sin(2\phi_1)$測定による解析手法のCalibration
  - $B^0 \to K_S^0 K_S^0 K_S^0$: $b \to sq\bar{q}$ のループに現れる新物理の探索
  - $B^0 \to K_S^0 \pi^0 \gamma$: $b \to s\gamma$ のループに現れる新物理の探索
  - $B \to \pi\pi, \rho\rho$: アイソスピン解析によるユニタリティ三角形の角度ϕ_2の測定
  - $B \to K\pi$: $K\pi$パズル、Isospin sum ruleによる新物理探索

- BaBarに比肩するデータ(~430 fb^{-1})を2022年夏までに取得.
  検出器、解析手法の改善を含めて、全データの解析が進行中