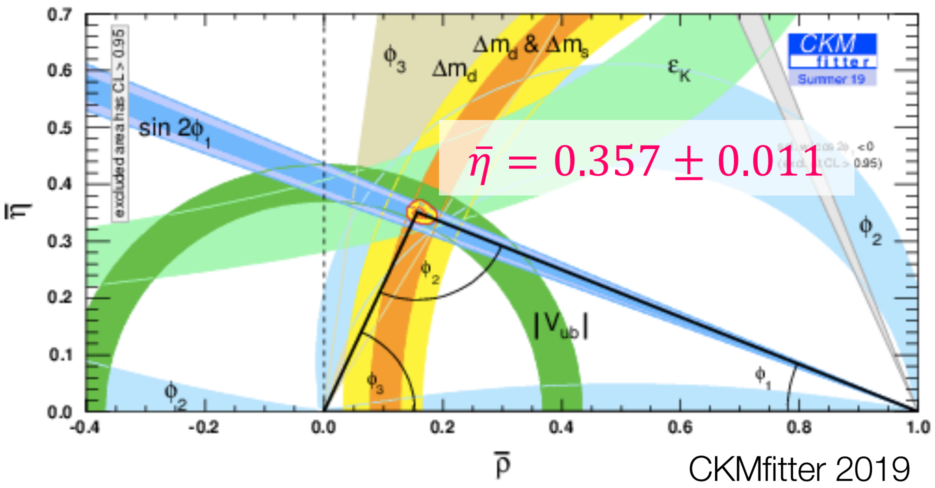
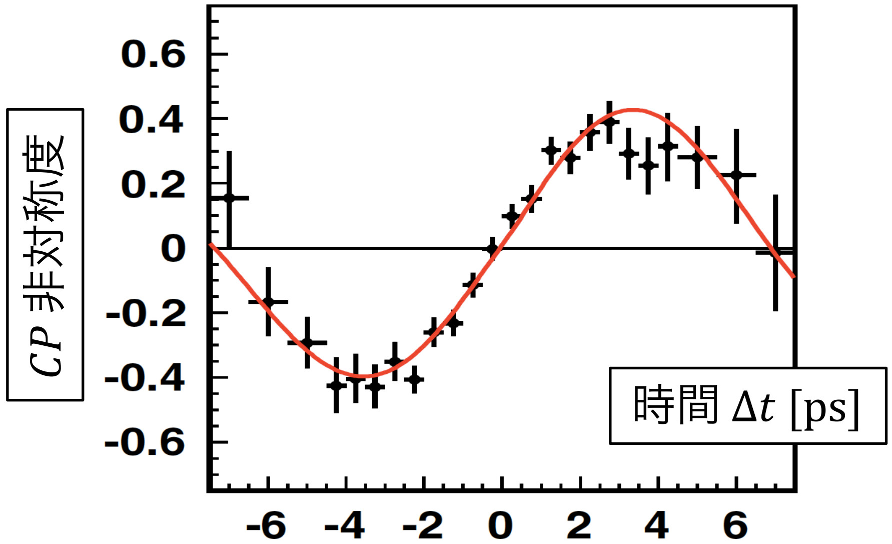
Belle II の物理: ユニタリー 3 角形と 時間に依存した *CP* の破れ



ユニタリー 3 角形



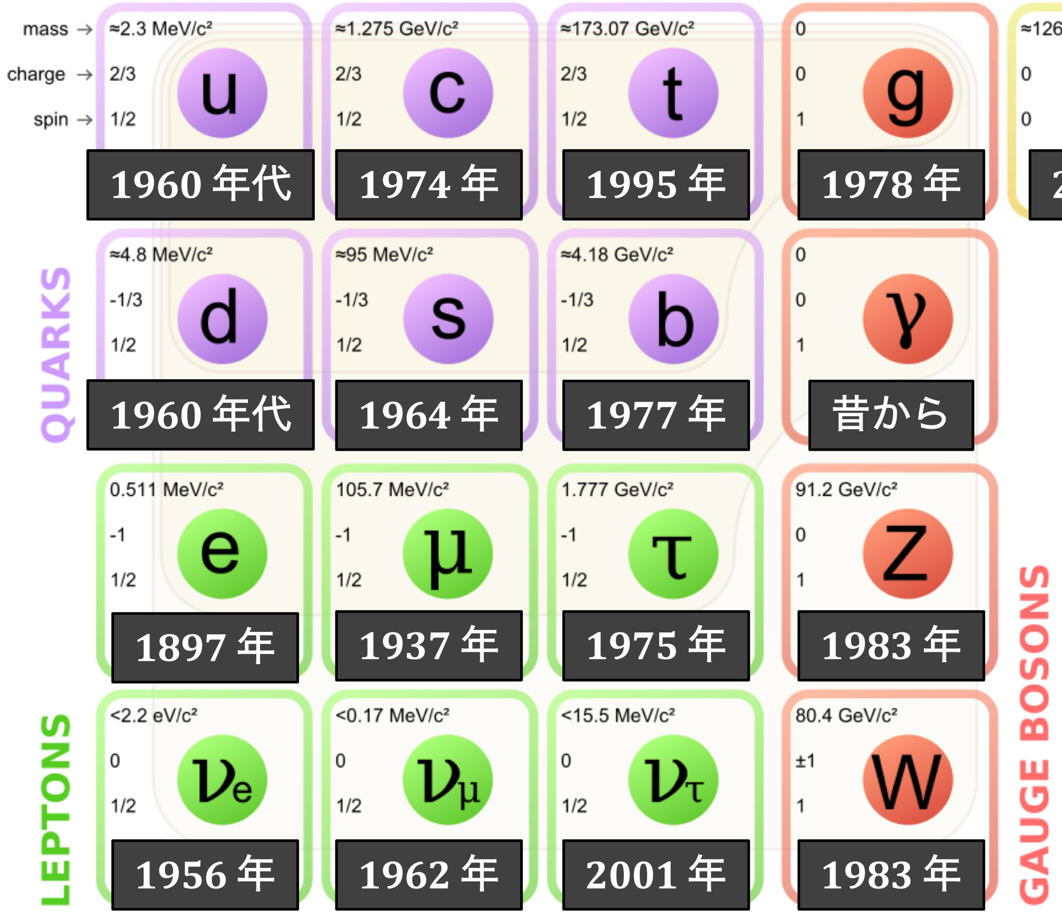
時間に依存した *CP* の破れ

樋口岳雄

東京大学・カブリ数物連携宇宙研究機構

2021 年 9 月 29 日 Flavor Physics Workshop 2021

標準理論の素粒子表



クォーク: 6 種類
陽子や中性子を構成する粒子が属するグループ。

レプトン: 6 種類
電子やニュートリノが属するグループ。

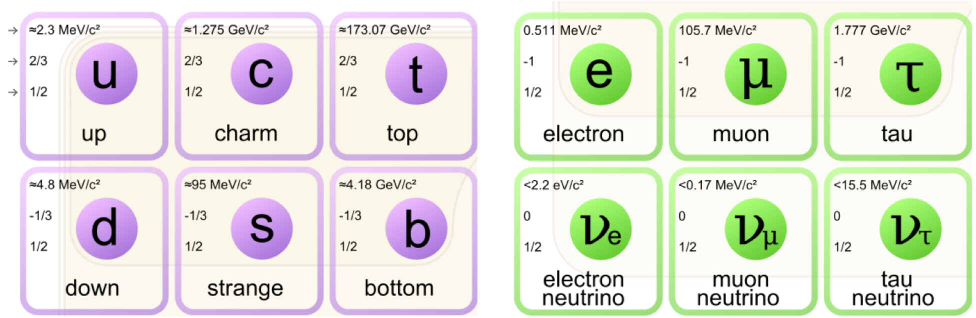
例:

- u が d に変わる、d が u に変わる。
- c が s に変わる、s が c に変わる。
- t が b に変わる、b が t に変わる。
- e が ν_e に変わる、ν_e が e に変わる。

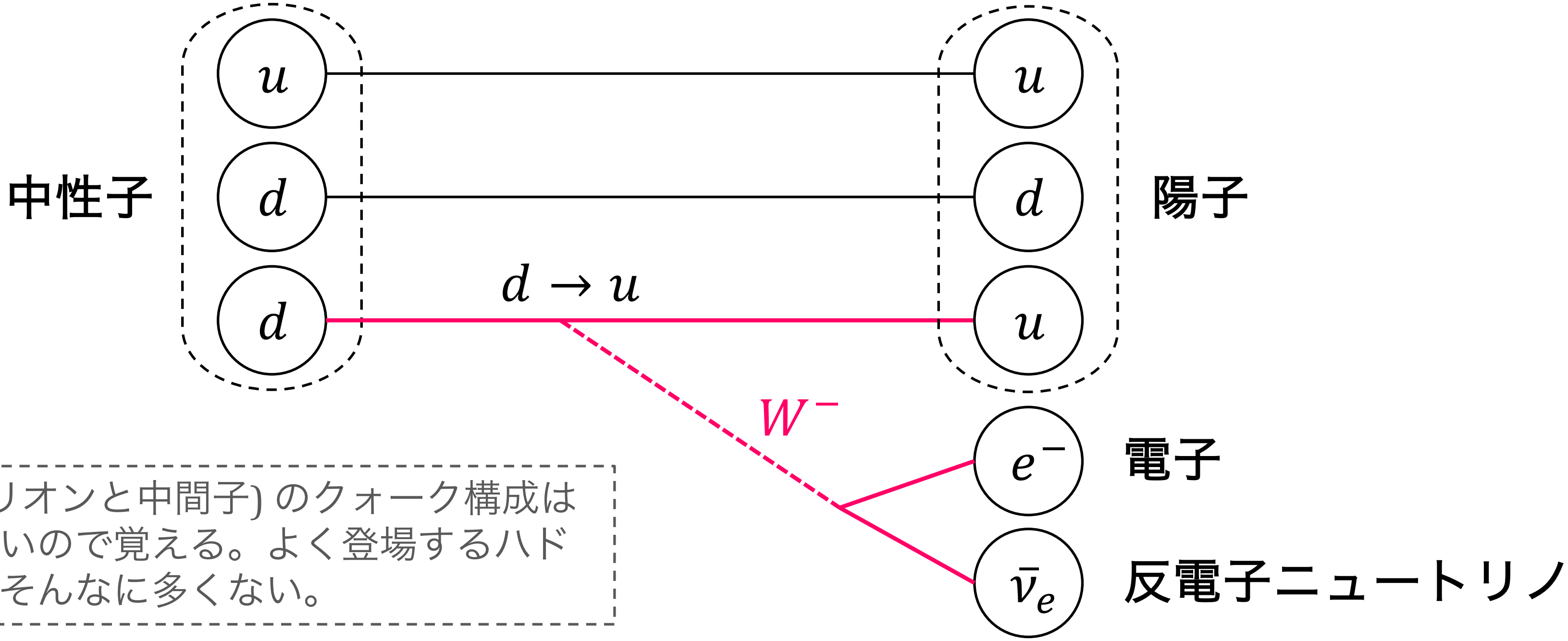
自然界では、上段のクォークと下段のクォークが変化するような反応が起きている。レプトンも同じ構造。

この変化の様子を説明するのが
弱い相互作用 (弱い力)

弱い相互作用

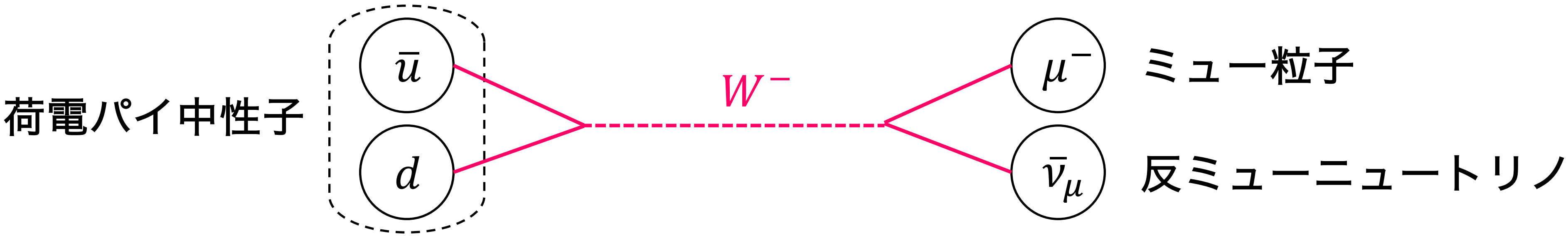


中性子の β 崩壊



ハドロン (バリオンと中間子) のクォーク構成は覚えるしかないので覚える。よく登場するハドロンの種類はそんなに多くない。

荷電パイ中間子の崩壊 (地表に降るミュー粒子 (二次宇宙線) の由来)

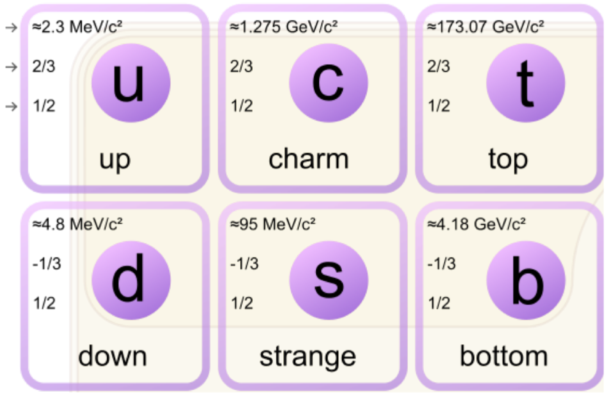


Flavor Changing Neutral Current (FCNC)

フレーバー (flavor)　弱い相互作用が変える粒子の種類のこと。d, u, s, c, b, t と $\nu_e, e^-, \nu_\mu, \mu^-, \nu_\tau, \tau^-$ に対応。

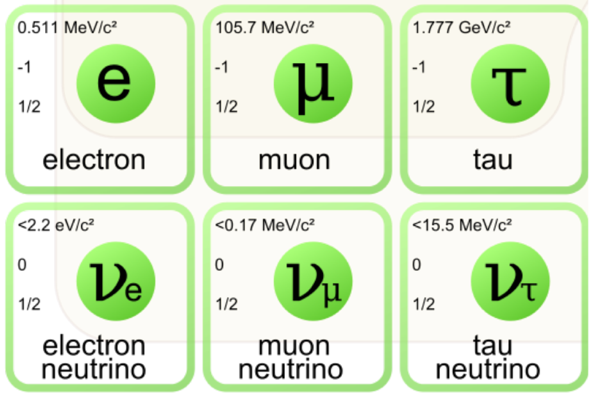
$q = +(2/3)|e|$

$q = -(1/3)|e|$



$q = -|e|$

$q = 0$

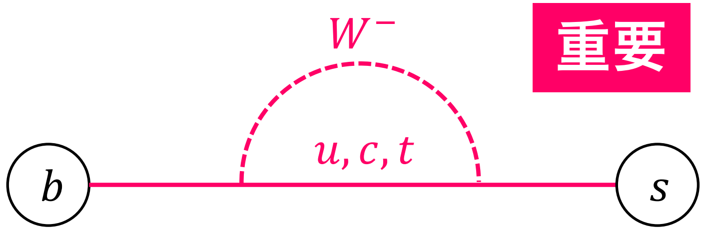


FCNC (1)　弱い相互作用では上段のクォークやレプトンが下段のクォークやレプトンと入れ替わる。このとき電荷もかならず変化する。電荷が変化しない flavor の変化 (水平方向の変化) は起きない。

FCNC (2)　ただし、ループを経由させると水平方向の変化も可能になる。

それでも荷電レプトンの水平方向の変化は強く抑制されていて、実験的に未発見 (実験で探索中)。

重要



b が W^- と上段のクォークのどれかを経て s になる。

弱い相互作用の度合い

フェルミオン　スピン S が半整数の粒子。素粒子標準理論では、クォークとレプトンが S=½ のフェルミオン。

スピノール　場の量子論におけるフェルミオンの波動関数の組で、エネルギーと運動量の情報を持つ。4 つの複素成分からなる列ベクトル。

左巻き　弱い相互作用には、左巻きのフェルミオンと右巻きの反フェルミオンしか参加しないことが知られている。フェルミオン (と反フェルミオン) の巻き方は、フェルミオンがヒッグス場と反応すると入れ替わる。

弱い相互作用が起きる度合いは、上の要素をいい匙加減で掛けると出る (はず)

$d \to u$ の変化の度合い

$$j^{\mu}_{d\to u} \approx -i\frac{g_w}{\sqrt{2}} \cdot u^{\dagger}\gamma^0\gamma^{\mu}P_L d$$

$s \to c$ の変化の度合い

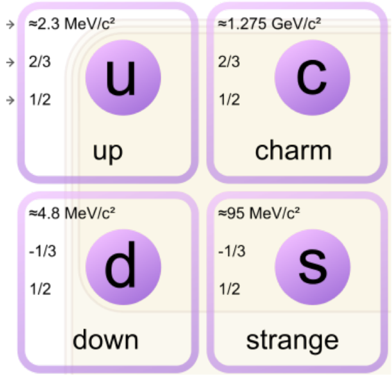
$$j^{\mu}_{s\to c} \approx -i\frac{g_w}{\sqrt{2}} \cdot c^{\dagger}\gamma^0\gamma^{\mu}P_L s$$

$\nu_e \to e$ の変化の度合い

$$j^{\mu}_{\nu_e\to e} \approx -i\frac{g_w}{\sqrt{2}} \cdot e^{\dagger}\gamma^0\gamma^{\mu}P_L \nu_e$$

- u, d, c, s, e, ν_e は、対応するクォークやレプトンのスピノール。
- γ^{μ} $(\mu = 0 \dots 3)$ は、4 つの 4×4 定数行列で、つじつま合わせに必要。γ^0 もその定数行列のひとつ。
- 多くの書物で $x^{\dagger}\gamma^0 \equiv \bar{x}$ と書き $\bar{x}$ を随伴スピノールと呼ぶ。x の反粒子のスピノールではない。
- P_L はスピノールから左巻き成分を抜き出す演算子で、実体は 4×4 の定数行列。
- g_w は弱い相互作用の結合定数 (電磁相互作用・強い相互作用と弱い相互作用との比を考えるのに必要)。

弱い相互作用の度合い



$d \to u$ の変化の度合い

$$j^{\mu}_{d\to u} \approx -i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\cdot u^{\dagger}\gamma^0\gamma^{\mu}P_L d$$

$s \to c$ の変化の度合い

$$j^{\mu}_{s\to c} \approx -i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\cdot c^{\dagger}\gamma^0\gamma^{\mu}P_L s$$

$$j^{\mu} = -i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\cdot \left(\bar{u}_L\ \ \bar{c}_L\right)\gamma^{\mu}\begin{pmatrix} d_L \\ s_L \end{pmatrix}$$

下段のクォークが上段のクォークに変化する度合いを示す式

スピノール自体をさらに列ベクトルに並べて式を見やすくしたのち、随伴スピノールの記法を用い、さらに左巻き演算子 P_L が作用されたあとのスピノルを、添字 L で表現することにした。

- 単にことばで「クォーク」といったとき、それは何の固有状態を意味するか？ ➡ 通常は質量の固有状態
- d を u に入れ替えるといったとき、それは何の固有状態を意味するか？ ➡ 弱い相互作用の固有状態

質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態は同じでなくともよいはず。

メモ: 一般に、違うことが許されるものは違う方が自然。
違いが許されているのに違いの度合いが 0 ならば、違いが抑制される理由を探した方がいい。

弱い相互作用の度合い

$$\boldsymbol{j^\mu = -i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\cdot\ (\bar{u}_L\ \ \bar{c}_L)\,\gamma^\mu \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \end{pmatrix}}$$

下段のクォークが上段のクォークに変化する度合いを示す式

前のページと同じ式

左の式の $(\bar{u}_L\ \ \bar{c}_L)$, $\begin{pmatrix} d_L \\ s_L \end{pmatrix}$ は弱い相互作用の固有状態。実験では質量の固有状態を使って相互作用の度合い測定するので、弱い相互作用の固有状態を使って書かれた式は不便。

- 実験で便利なように基底を変換: $j^\mu = -i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\cdot\ \left(\bar{u}_L^{(m)}\ \ \bar{c}_L^{(m)}\right)\gamma^\mu (U^u)^\dagger\left(U^d\right)\begin{pmatrix} d_L^{(m)} \\ s_L^{(m)} \end{pmatrix}$

  U^u, U^d は質量固有状態の基底を弱い相互作用の基底に変換する 8×8 のユニタリ行列。
  添字 (m) は質量の固有状態を示す記号。

- $V \equiv (U^u)^\dagger\left(U^d\right)$ として見やすく書き換え: $j^\mu = -i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\cdot\ \left(\bar{u}_L^{(m)}\ \ \bar{c}_L^{(m)}\right)\gamma^\mu V \begin{pmatrix} d_L^{(m)} \\ s_L^{(m)} \end{pmatrix}$

  線形代数の知識から $V \equiv (U^u)^\dagger\left(U^d\right)$ はユニタリ行列。

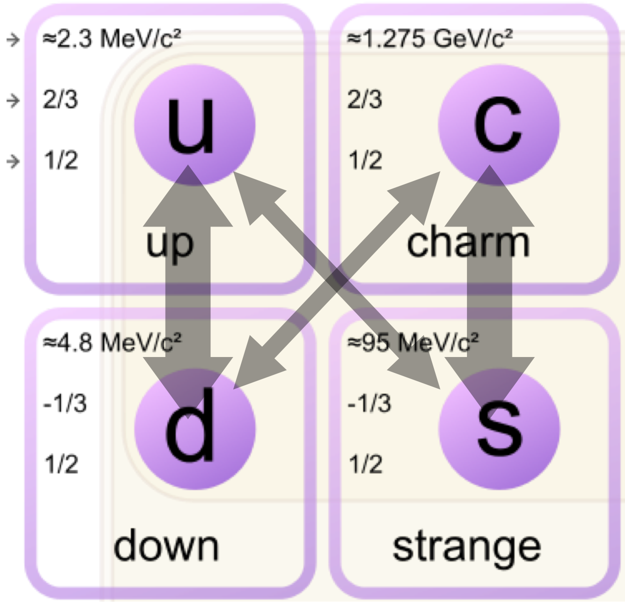
- 毎回 (m) を書くのは手が疲れるので、u, c, d, s を定義しなおして (m) を省略:

$$j^\mu = -i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\cdot\ (\bar{u}_L\ \ \bar{c}_L)\gamma^\mu V \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \end{pmatrix} \equiv -i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\cdot\ (\bar{u}_L\ \ \bar{c}_L)\gamma^\mu \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} d_L \\ s_L \end{pmatrix}$$

GIM 機構

弱い相互作用の度合い

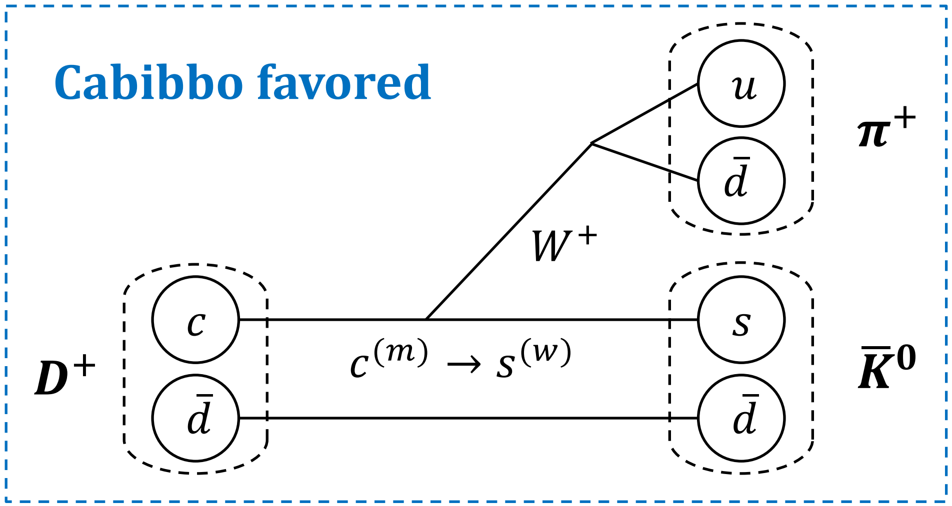
質量の固有状態で書いた素粒子表 (の一部)

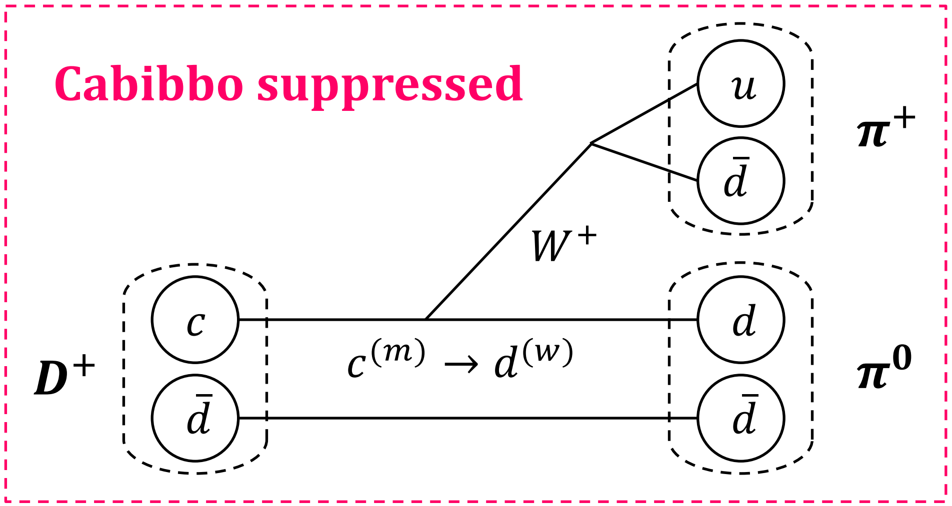


質量固有状態の基底は弱い相互作用の固有状態の基底と違う → 両者は入り混じっている

- $d^{(m)}$ は $d^{(w)}$ と $s^{(w)}$ の、 $s^{(m)}$ も $d^{(w)}$ と $s^{(w)}$ の混合状態。
- $u^{(m)}$ は $u^{(w)}$ と $c^{(w)}$ の、 $c^{(m)}$ も $u^{(w)}$ と $c^{(w)}$ の混合状態。

例えば荷電チャーム中間子 D^+ は、$\bar{K}^0\pi^+$ と $\pi^0\pi^+$ の 2 通りの崩壊が可能 (崩壊の種類自体は他にもたくさんある)



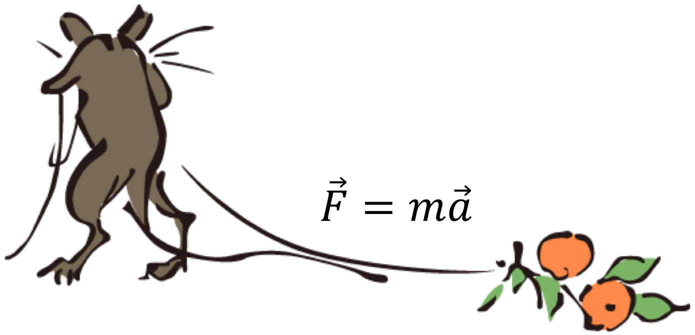


離散的対称性 C, P, T

変換	演算子	ひとこと
パリティ変換	P	**波動関数の座標 x を $-x$ に変える変換** 1956 年に C. S. Wu らが ^{60}Co の β 崩壊を調べ、パリティ対称性が破れていることを確認。弱い相互作用が左巻き粒子にしか作用しないことに対応。
荷電共役変換	C	**粒子の内部量子数を反転させる変換** 電荷・レプトン数・バリオン数等を反転。ただし、$E, \vec{p}, m,$ および**スピン**は変化させない。
時間反転	T	**波動関数の時刻 t を $-t$ に変える変換** 1998 年に CPLEAR 実験が中性 K 中間子の性質を調べ、時間反転対称性が破れていることを確認。
粒子と反粒子の交換	CP	**粒子と反粒子を入れ替える変換** 1964 年に J. W. Cronin らが K_L^0 中間子の崩壊を調べ、CP 対称性が破れていることを確認。本日の主題。
全部の掛け合わせ	CPT	**上記全部の掛け合わせの変換** Wightman の公理から、粒子-反粒子の質量の同一性やフェルミ統計・ボーズ統計の性質などとともに導かれる。CPT の破れが見つかると素粒子物理学の根幹が崩れる。未発見。

離散的対称性の保存 (念のため)

パリティ変換の保存

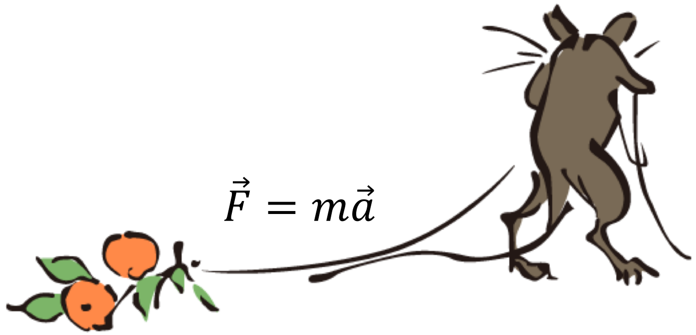


$\vec{F} = m\vec{a}$

$\xrightarrow{\boldsymbol{P}}$

本当は左右だけでなく上下も反転するが、ここでは省略

$\vec{F} = m\vec{a}$



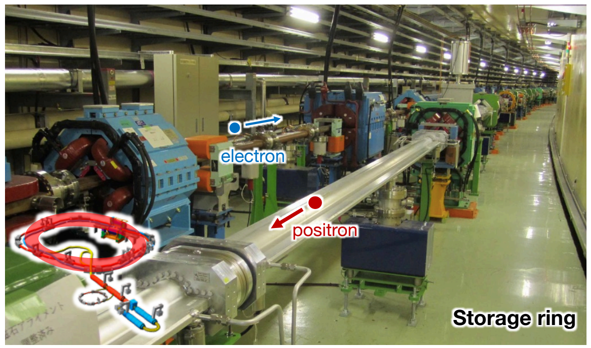
粒子 (ネズミ・柿) にパリティ変換 (ネズミ・柿の位置・運動量の反転) を施す前も後も粒子が従う運動方程式 $\vec{F} = m\vec{a}$ の形式自体は変わらない。

パリティ変換の破れ

$$e_L \xrightarrow{\boldsymbol{P}} e_R$$

β 崩壊には左巻き電子 e_L だけが参加し、e_L にパリティ変換を施した右巻き電子 e_R は参加できない。

荷電共役変換の保存



$$e^- \xrightarrow{\boldsymbol{C}} e^+$$

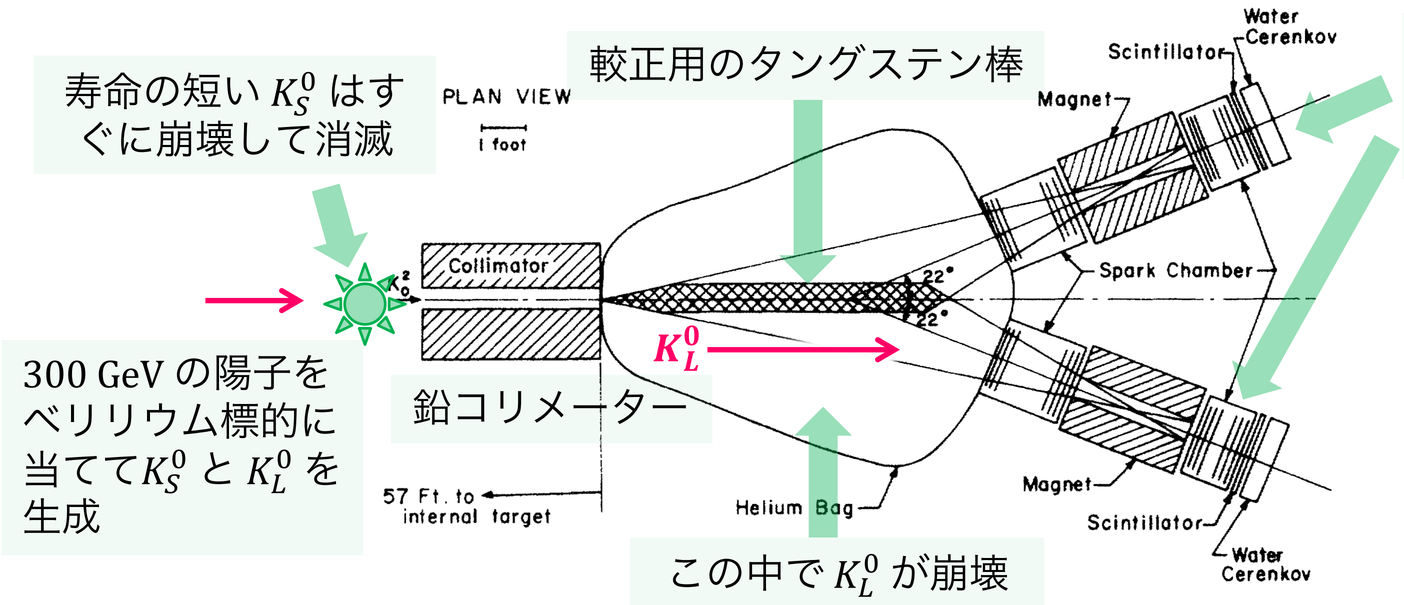
電子 e^- はローレンツ力の式 $\vec{F} = q\vec{v}\times\vec{B}$ $(q = -|e|)$ に従い、e^- に荷電共役変換を施した陽電子 e^+ も同じ形式のローレンツ力の式 $\vec{F} = q\vec{v}\times\vec{B}$ $(q = +|e|)$ に従う。

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).

CP 対称性の破れ

- GIM 機構 $j^\mu = -i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\cdot(\bar{u}_L\ \ \bar{c}_L)\,\gamma^\mu\begin{pmatrix}\boldsymbol{V_{ud}} & \boldsymbol{V_{us}}\\ \boldsymbol{V_{cd}} & \boldsymbol{V_{cs}}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}d_L\\ s_L\end{pmatrix}$

クォーク y から x への変化の度合い

$$j^\mu_{y\to x} \propto \boldsymbol{V_{xy}}\frac{g_w}{\sqrt{2}}$$

反クォーク $\bar{y}$ から $\bar{x}$ への変化の度合い

$$j^\mu_{\bar{y}\to\bar{x}} \propto \boldsymbol{V^*_{xy}}\frac{g_w}{\sqrt{2}}$$

$V_{xy} \neq V^*_{xy}$ のとき、つまり V_{xy} が複素数 ($\arg(V_{xy}) \neq 0$) のとき、CP 対称性が破れる。

- 小林・益川両先生は、Cronin らの実験結果を説明するため (V_{xy} を複素数にするため)、クォークの世代数を 2 から 3 以上に拡張する理論を提唱した。

J. W. Cronin

小林誠・益川敏英

GIM 機構 (2 世代)

$$(\bar{u}_L\ \ \bar{c}_L)\,\gamma^\mu\begin{pmatrix}V_{ud} & V_{us}\\ V_{cd} & V_{cs}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}d_L\\ s_L\end{pmatrix}$$

小林-益川理論 (3 世代)

$$(\bar{u}_L\ \ \bar{c}_L\ \ \bar{t}_L)\,\gamma^\mu\boxed{\begin{pmatrix}V_{ud} & V_{us} & V_{ub}\\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb}\\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb}\end{pmatrix}}\begin{pmatrix}d_L\\ s_L\\ b_L\end{pmatrix}$$

CKM 行列

$n\times n$ ユニタリー行列は $n^2 - n(n-1)/2 - (2n-1)$ 個の「物理的に意味のある (位相の再定義で消えない) 複素数」を持つことが示せて、$n \geq 3$ のときにその個数が 1 以上になる。

CKM 行列の Wolfenstein 表示

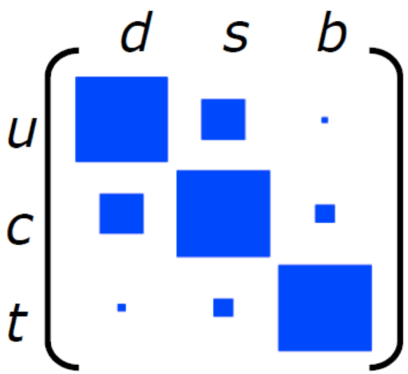
- CKM 行列を Wolfenstein 表示という表示で表すと、

$$V_{\mathrm{CKM}} \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\boldsymbol{\eta}) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\boldsymbol{\eta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

  - $\lambda \approx 0.2$ は覚えるべき数字。$s \to u$ の遷移に対応。
  - $A \approx 0.8$ も覚えるべき数字。
  - $\rho, \eta \sim \mathcal{O}(1)$ として、各行列要素の λ の次数も覚えるべき数字。
  - V_{td} と V_{ub} に複素数が含まれていることも覚えるべきことがら。

$$|V_{\mathrm{CKM}}| = \begin{pmatrix} 0.97370 \pm 0.00014 & 0.2245 \pm 0.0008 & (3.82 \pm 0.24)\times 10^{-3} \\ 0.221 \pm 0.004 & 0.987 \pm 0.011 & (41.0 \pm 1.4)\times 10^{-3} \\ (8.0 \pm 0.3)\times 10^{-3} & (38.8 \pm 1.1)\times 10^{-3} & 1.013 \pm 0.030 \end{pmatrix}$$

PDG2020



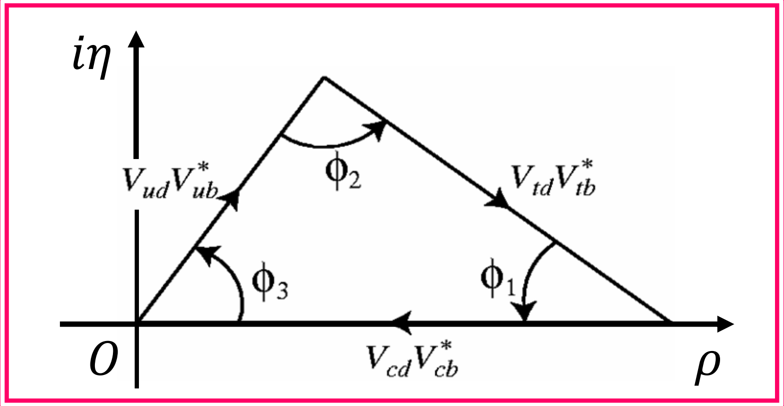
質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態は完全に同一ではないものの、そこそこ近い。

ユニタリティー 3 角形 (CKM 3角形とも)

$$V_{\mathrm{CKM}} \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad V_{\mathrm{CKM}}^{\dagger} V_{\mathrm{CKM}} = I = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$ から 6 つの恒等式を得る。

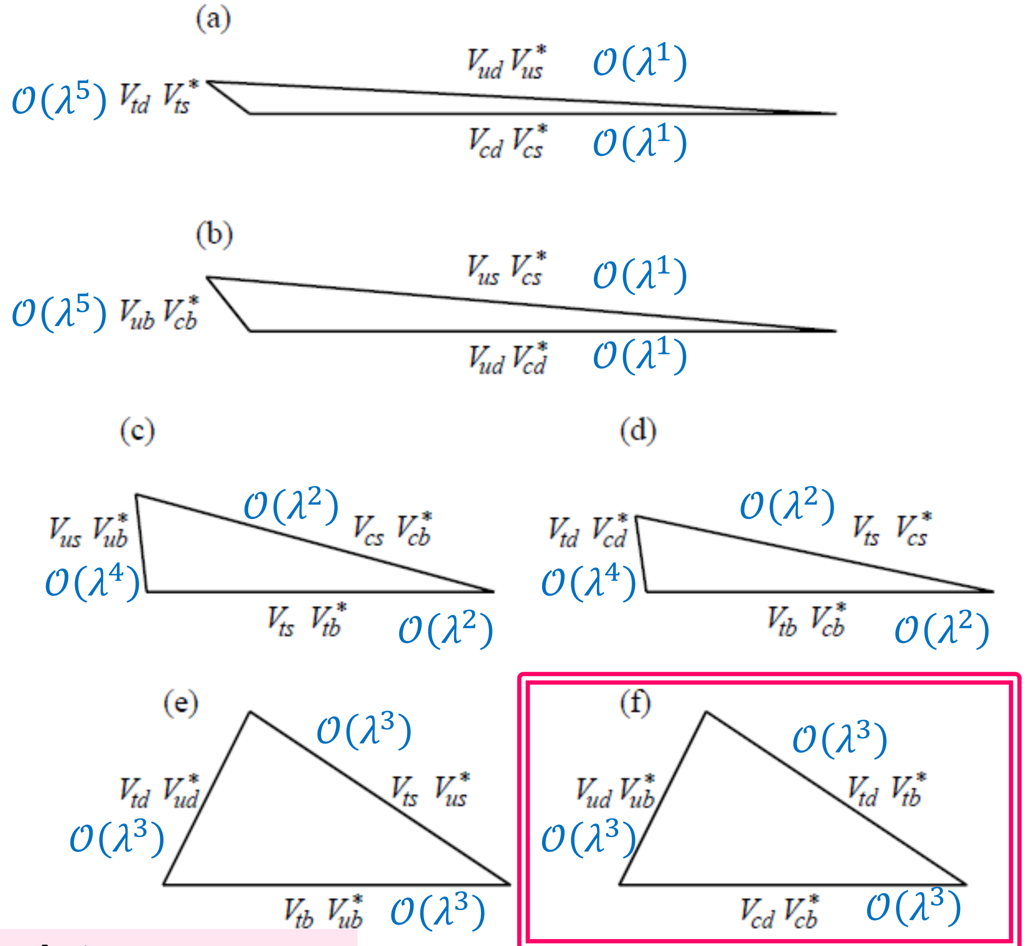
ユニタリー条件

(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。)

恒等式に対応する 6 つのユニタリティー 3 角形

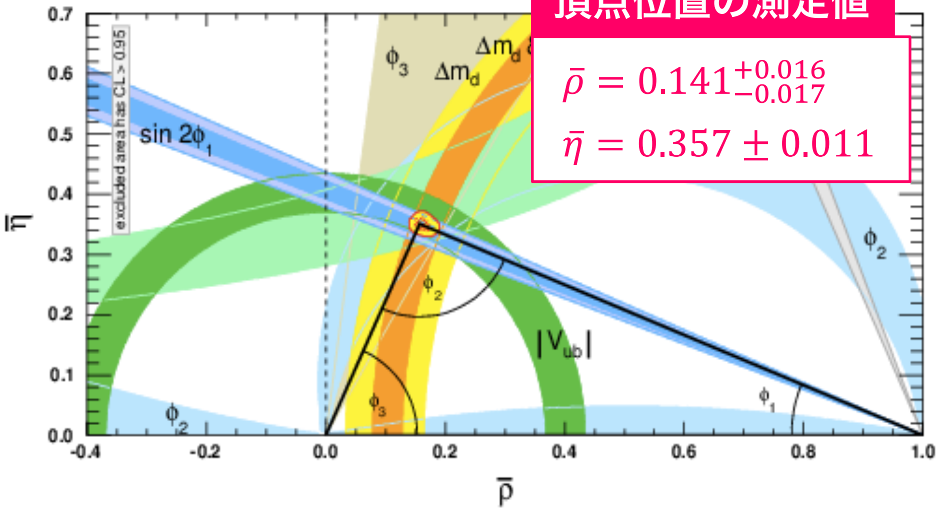


$\arg(V_{td}) \equiv \phi_1 \neq 0$ を示して小林-益川理論を証明する

ユニタリティー 3 角形

ユニタリティー 3 角形の形状

CKMfitter 2019, PDG2020



頂点位置の測定値

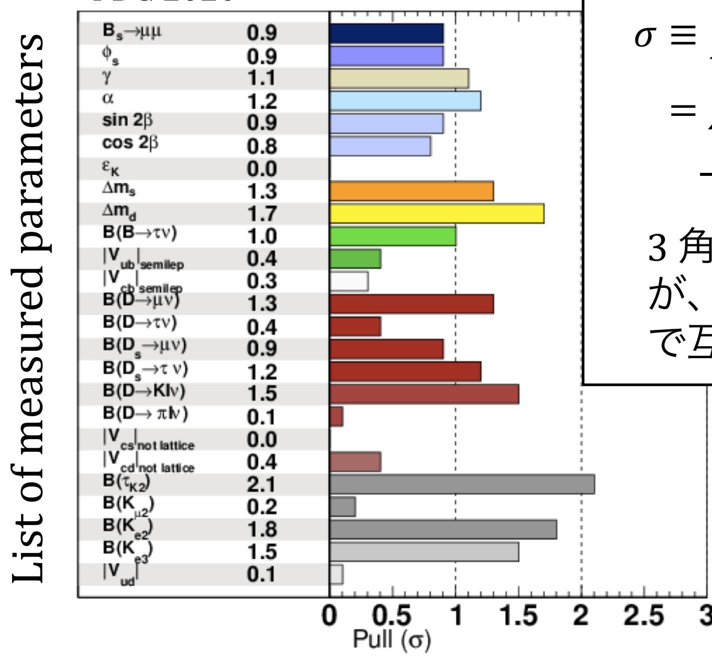
$\bar{\rho} = 0.141^{+0.016}_{-0.017}$

$\bar{\eta} = 0.357 \pm 0.011$

- $\phi_1 \equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) = (22.56^{+0.47}_{-0.40})^\circ$
- $\phi_2 \equiv \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) = (91.7^{+1.7}_{-1.1})^\circ$
- $\phi_3 \equiv \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) = (65.8^{+0.94}_{-1.29})^\circ$
- $|V_{cb}| = 0.04162^{+0.00026}_{-0.00080}$
- $|V_{ub}| = 0.003683^{+0.000075}_{-0.000061}$

ユニタリティー行列のユニタリー性

PDG 2020



$$\sigma \equiv \sqrt{\chi^2_{x;\min}} = \chi^2_{\text{with data on } X} - \chi^2_{\text{without data on } X}$$

3 角形の頂点位置が、驚くべき精度で互いに無矛盾

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9985 \pm 0.0005$$

$$|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1.025 \pm 0.020$$

$$|V_{ud}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{tb}|^2 = 0.9970 \pm 0.0018$$

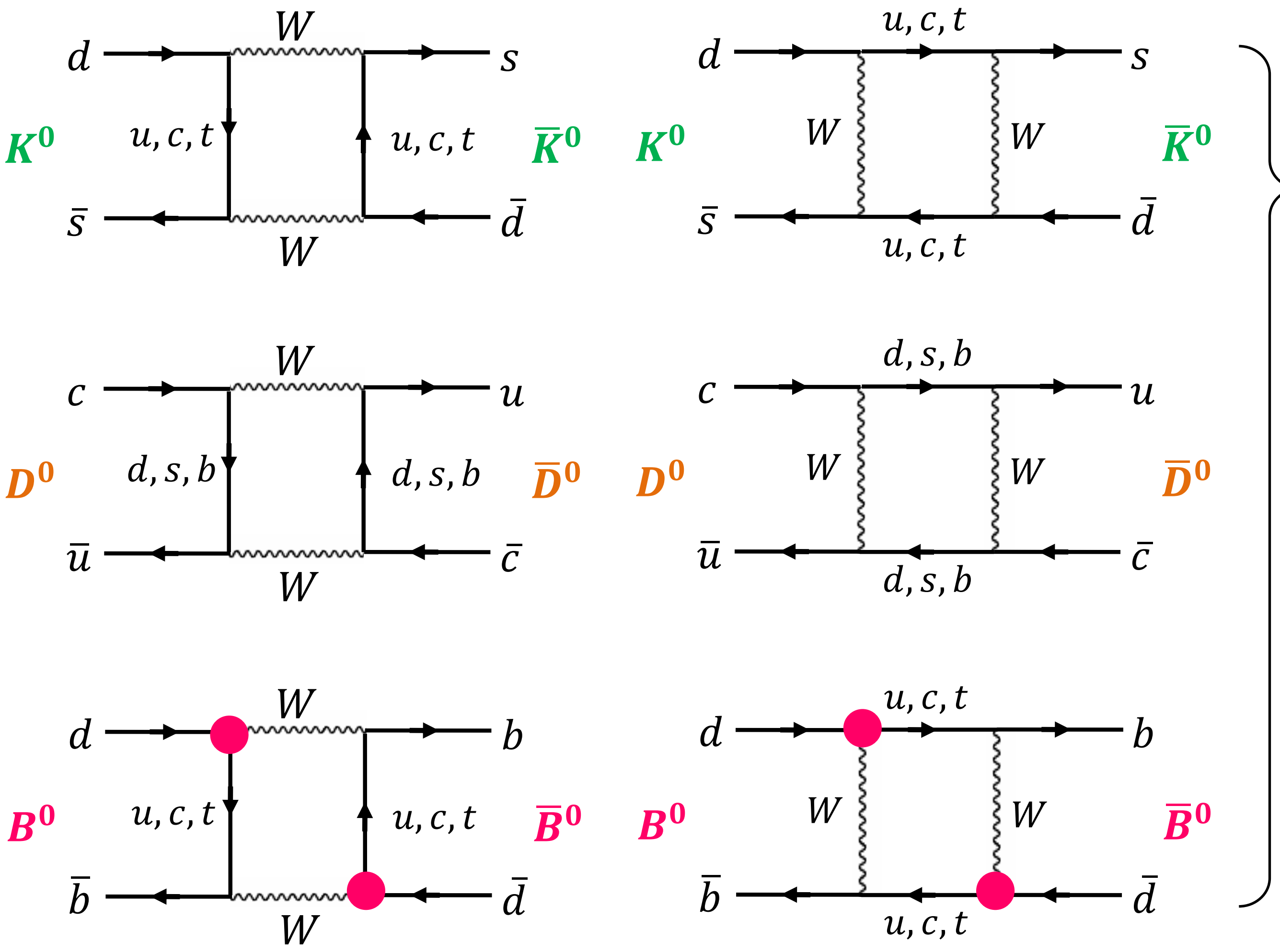
$$|V_{us}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{ts}|^2 = 1.026 \pm 0.022$$

CKM 行列はユニタリー行列とよく一致
… ただし最初の関係性のみ少しずれている

ϕ_1 の測定: B 中間子混合

中間子混合

なんらかの仕組みで作り出された中性中間子は、短い周期で粒子と反粒子の入れ替えを起こす。**対生成とは関係ない**。



ボックスダイアグラムと呼ぶ。

B^0-$\bar{B}^0$ 混合

$B^0 \to \bar{B}^0$ の入れ替えダイアグラムに 2 個の V_{td} があるので、 $B^0 \to \bar{B}^0$ の変化によって位相が $\arg(V_{td}^2) = 2\phi_1$ 変わる。

ϕ_1 の測定: 混合による CP の破れ

終状態には B^0 からも $\bar{B}^0$ からも来られるので、終状態の情報だけでは混合を経由したかどうかの区別はできない。

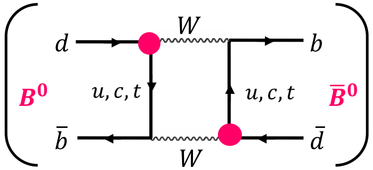
Mixing-induced CP violation

崩壊が作る位相

B^0

$\mathrm{arg}(\bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}) = 0$

CP 固有状態

arg 

$\bar{B}^0$

$\mathrm{arg}(b \to c\bar{c}s) = 0$

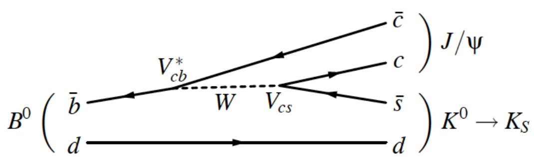
CP 固有状態

崩壊が作る位相

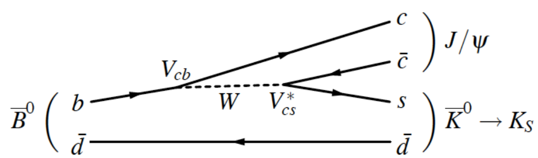
混合が作る位相差 $\pm 2\phi_1$

位相の違う 2 つの経路が存在するので、両者の干渉から位相差を取り出せる

- 全体の位相差 = 混合が作る位相差 $(2\phi_1)$ + 崩壊が作る位相差
- 崩壊が作る位相差が 0 になる崩壊を使えば $2\phi_1$ だけが取り出せる
- $b \to c\bar{c}s, \bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}$ 遷移が起こす崩壊は位相を持たないので位相差もない



$B^0 \to J/\psi\, K_S^0$

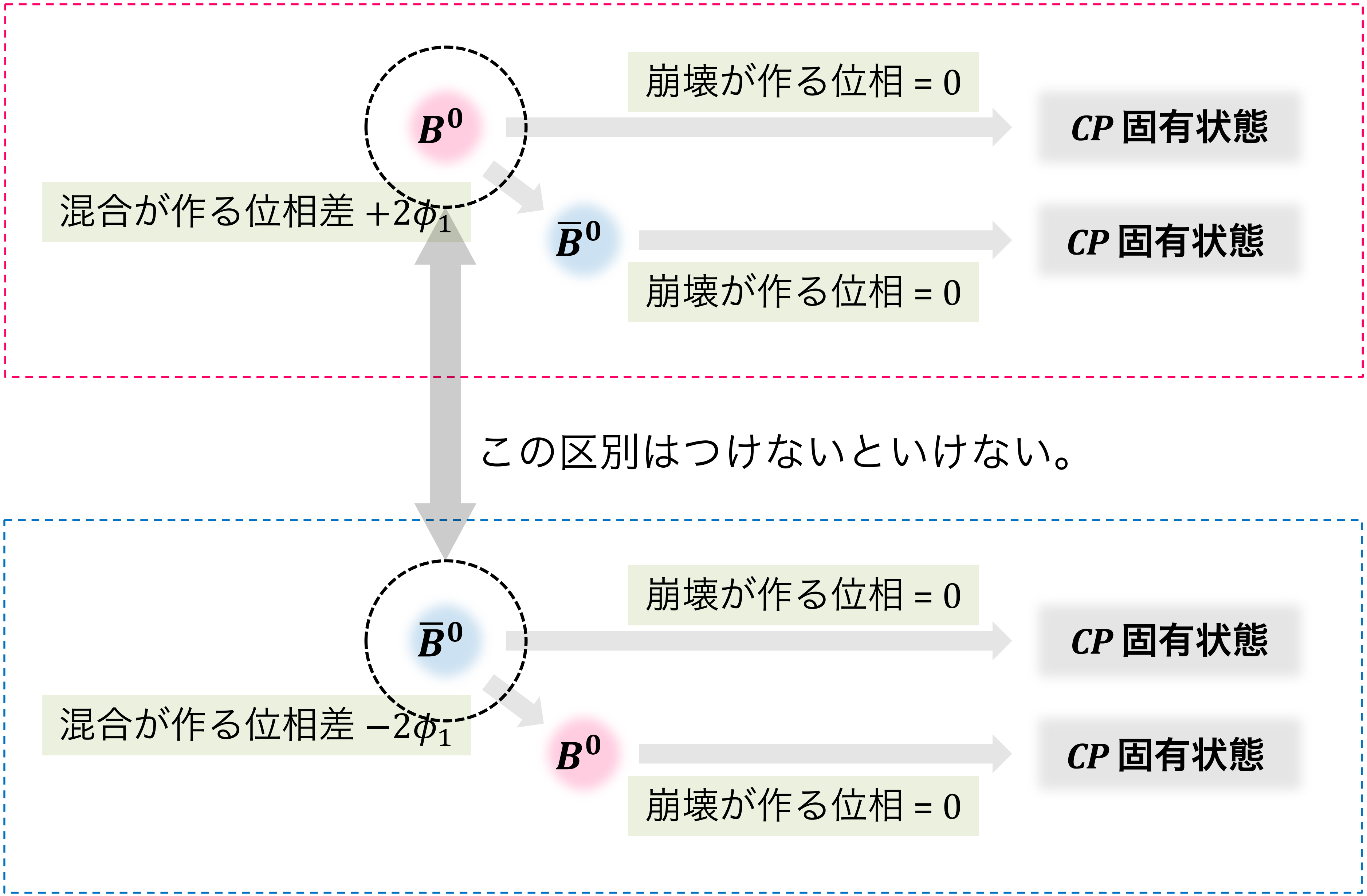


$\bar{B}^0 \to J/\psi\, K_S^0$

$b \to c\bar{c}s$ 遷移が起こす崩壊を使って $2\phi_1$ を測定し、$2\phi_1 \neq 0$ を示す

小林-益川理論では $\mathrm{arg}(V_{cb}) = \mathrm{arg}(V_{cs}) = 0$

ϕ_1 の測定: フレーバータグ

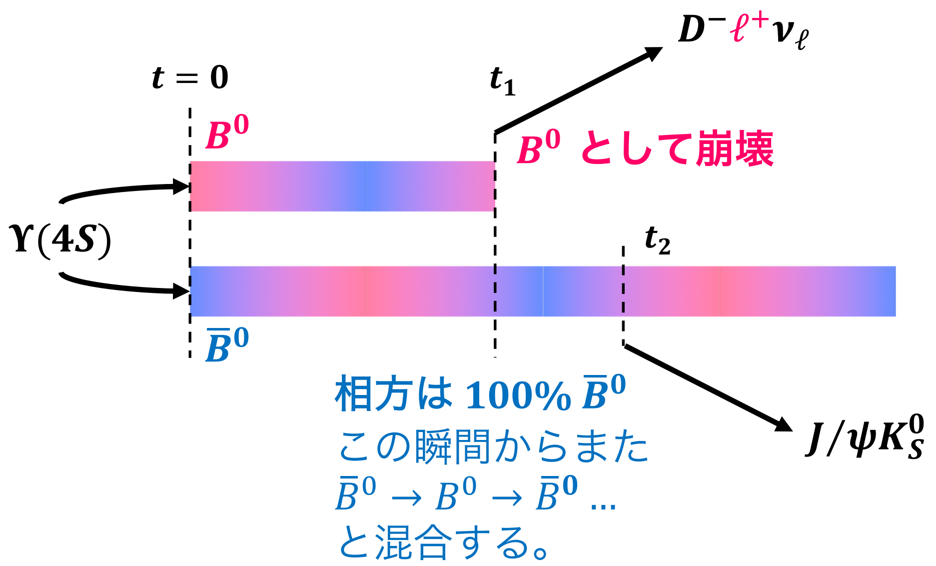


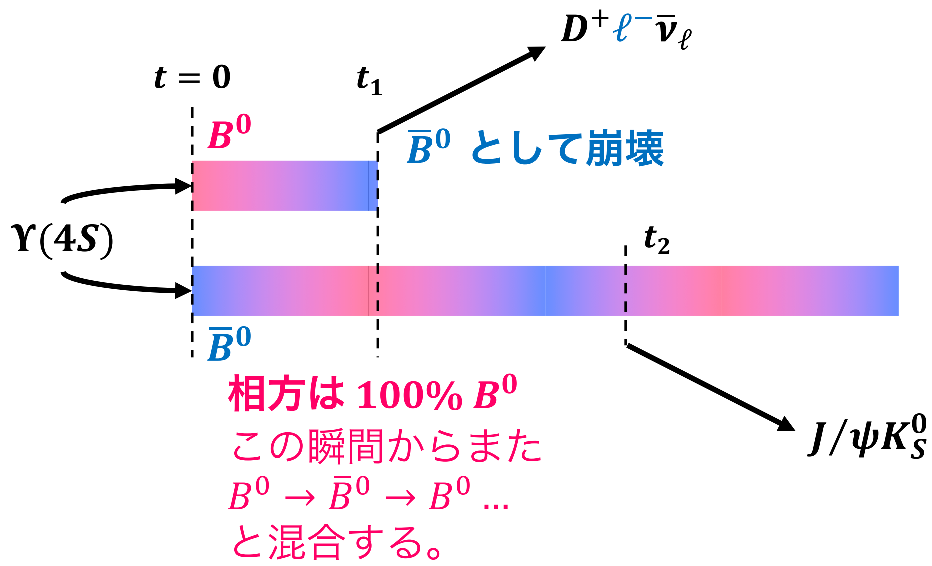
ϕ_1 の測定: フレーバータグ

B^0-$\bar{B}^0$ のコヒーレント状態

$e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B^0\bar{B}^0$ によって対生成された 2 つの B 中間子は、一方が崩壊するまでは、かならず $(B^0\bar{B}^0)$ の状態で存在する。(B^0B^0) や $(\bar{B}^0\bar{B}^0)$ にはならない。

$\Upsilon(4S)$ は $S=1$、対生成で生まれる B^0 と $\bar{B}^0$ は $S=0$。よって、角運動量保存則により 2 つの B の軌道角運動量は $L=1$。B 中間子混合によって、仮に (B^0B^0) 状態が実現されたとする。$L=1$ だから、2 つの B^0 の入れ替えによって、全体波動関数の符号は反転する。しかしこれは同種のボーズ粒子 B^0 を入れ替えたときの統計に反する。 この事情は $(\bar{B}^0\bar{B}^0)$ 状態でも同じ。よって、対生成から生まれた 2 つの B 中間子はかならず$(B^0\bar{B}^0)$ の状態で存在する。





Belle (II) 検出器の信号から $J/\psi\, K_S^0$ の痕跡を取り去った (rest of event, ROE) あと、残った粒子の情報から相方の B が B^0 だったか $\bar{B}^0$ だったかを決める。この操作をフレーバータグと呼ぶ。

ϕ_1 の測定: フレーバータグ

フレーバータグの技術

$B^0/\bar{B}^0$ を特徴づける崩壊

$$\bar{B}^0 \to D^{*+}\,\bar{\nu}_\ell\,\ell^-,\quad D^{*+} \to D^0\,\pi^+,\quad D^0 \to X\,K^-$$

$$\bar{B}^0 \to D^+\,\pi^-\,(K^-),\quad D^+ \to K^0\,\nu_\ell\,\ell^+$$

$$\bar{B}^0 \to \Lambda_c^+\,X^-,\quad \Lambda_c^+ \to \Lambda\,\pi^+,\quad \Lambda \to p\,\pi^-$$

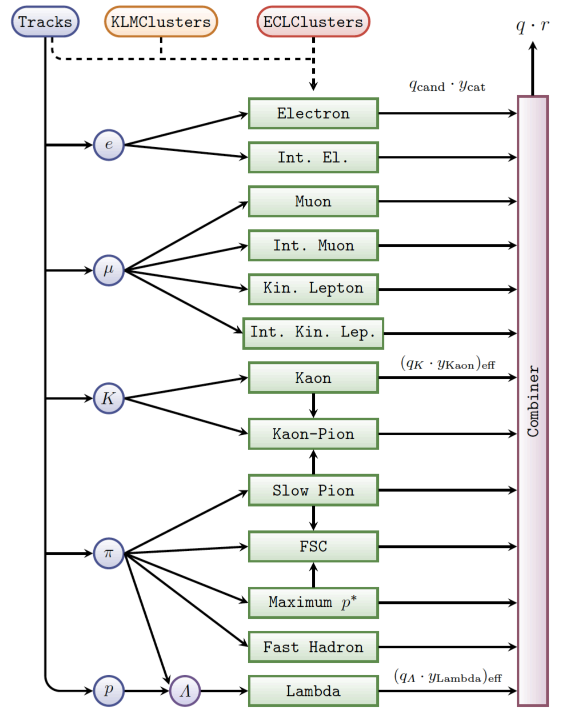
特徴量を分類

特徴量の「カテゴリ」ごとに
B^0 らしさ、$\bar{B}^0$ らしさを求める

Categories	Targets for $\bar{B}^0$
Electron	e^-
Intermediate Electron	e^+
Muon	μ^-
Intermediate Muon	μ^+
Kinetic Lepton	ℓ^-
Intermediate Kinetic Lepton	ℓ^+
Kaon	K^-
Kaon-Pion	K^-, π^+
Slow Pion	π^+
Maximum p^*	ℓ^-, π^-
Fast-Slow-Correlated (FSC)	ℓ^-, π^+
Fast Hadron	π^-, K^-
Lambda	Λ

もっともらしさの合成

「カテゴリ」ごとのらしさを合成し
イベントの $B^0/\bar{B}^0$ らしさを決める



Belle II のフレーバータグの実効効率: $\epsilon_{\rm eff} = (33.8 \pm 3.6 \pm 1.6)\%$

F. Abudinén *et al.* (Belle II), arXiv:2008.02707.

ϕ_1 の測定: B 中間子の時間発展

B 中間子の時間発展

- 一方の B 中間子 (B_{tag}) が $t = t_{\mathrm{tag}}$ にフレーバーを決定できる状態に崩壊し、
- 他方の B 中間子 (B_{CP}) が $t = t_{CP}$ に CP 固有状態に崩壊した場合、

$$\mathcal{P}(\Delta t, q) = \frac{1}{4\tau_{B^0}} \exp\left(-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^0}}\right)\{1 + q[\mathcal{A}\cos(\Delta m_d \Delta t) + \mathcal{S}\sin(\Delta m_d \Delta t)]\}$$

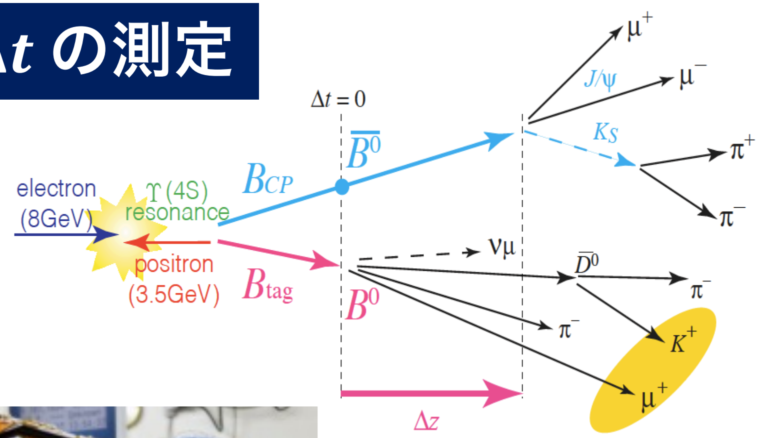
導出はたとえば、Belle (II) の大学院生の修士論文・博士論文など。

- **$\Delta t \equiv t_{CP} - t_{\mathrm{tag}}$**
- **q ... $B_{\mathrm{tag}} = B^0$ のとき $q = +1$、 $B_{tag} = \bar{B}^0$ のとき $q = -1$**
- **$\mathcal{S}, \mathcal{A}$ ... CP 対称性の破れの程度を示す量。**
  とくに **$\mathcal{S} = \sin 2\phi_1 \neq 0$ ならば小林-益川理論は正しい**。
- τ_{B^0} ... B 中間子の寿命; Δm_d ... B 中間子混合の程度

- $\mathcal{S}$ には $\sin(\Delta m_d \Delta t)$ (Δt の奇関数) がかかっているで、
  Δt を (精密に) 測定しない限り $\mathcal{S}$ は測れない。
- これに対して Δt を測定しなくても $\mathcal{A}$ の項は消えない。
  $\mathcal{A}$ は direct CP-violating parameter ともいう。

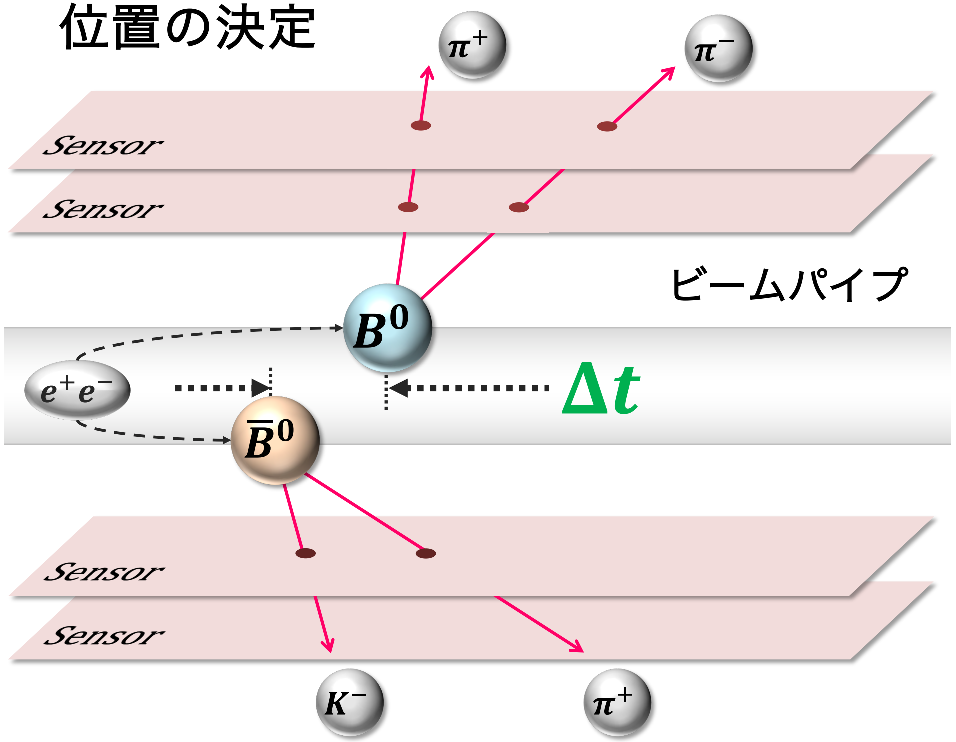
ϕ_1 の測定: B 中間子の時間発展

Δt の測定



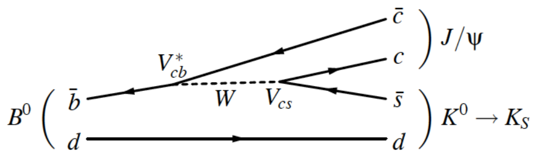
- $\langle|\Delta t|\rangle \approx \tau_{B^0} = 1.5$ ps は短くて測れない。
- e^+e^- を一定値の非対称エネルギーでぶつけると対生成された B^0 や $\bar{B}^0$ が**一定の速さ**で走る。
- $B_{\rm tag}$ と B_{CP} の崩壊位置を決め、両者の符号付き距離 Δz を求める。
- (距離) ÷ (速さ) から時間に直す: $\Delta t \approx \Delta z/(\beta\gamma)_B c$

内挿による崩壊位置の決定

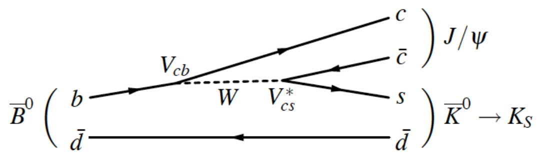


ϕ_1 の測定

$b \to c\bar{c}s$ ($B^0 \to J/\psi\, K^0$)

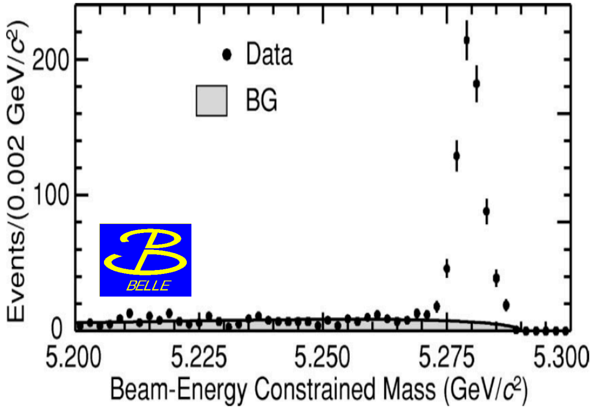


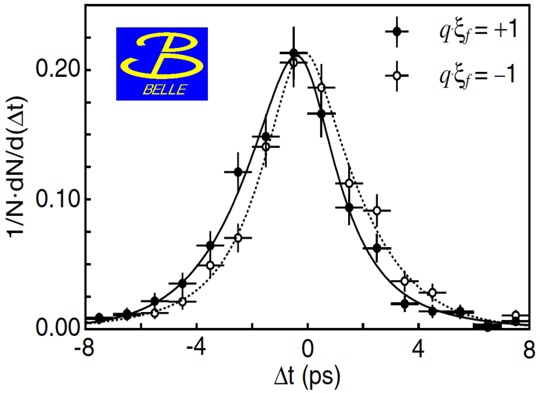
$B^0 \to J/\psi\, K_S^0$



$\bar{B}^0 \to J/\psi\, K_S^0$

$b \to c\bar{c}s$ 遷移が起こす崩壊を使って $2\phi_1$ を測定し、$2\phi_1 \neq 0$ を示す





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

2002/08 (~29×10^6 $B\bar{B}$ pairs)

$$\sin 2\phi_1 = +0.99 \pm 0.14 \pm 0.06$$

$2\phi_1 \neq 0$ を確定 (Belle)

➡ **小林先生・益川先生にノーベル賞**

現在の世界平均は $\mathcal{S}_{c\bar{c}s} \equiv \sin 2\phi_1 = 0.699 \pm 0.017$ (HFLAV 2021).

Yesterday's discovery is today's calibration

R. Feynman

... and tomorrow's background!

V. Telegdi

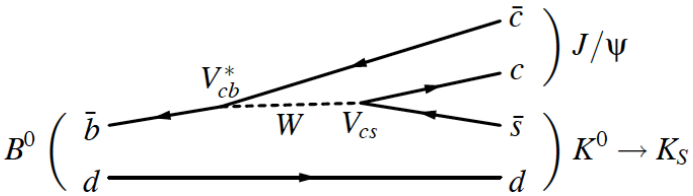
Belle II では、検出器が正常に稼働していることを確認するため、初期データを使って$\mathcal{S}_{c\bar{c}s} \equiv \sin 2\phi_1$ をおおまかに測定。結果は世界平均と一致。

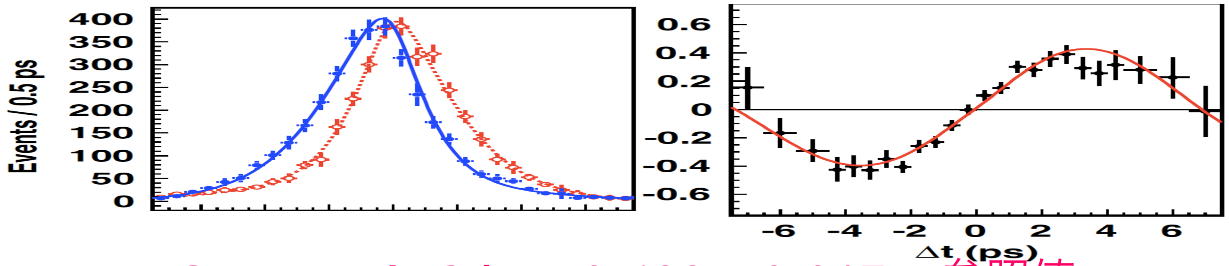
Preliminary; BELLE2-NOTE-PL-2020-011.

$$\sin 2\phi_1 = 0.55 \pm 0.21 \pm 0.04$$

$b \to cq\bar{q}$ ファミリーの ϕ_1 の測定

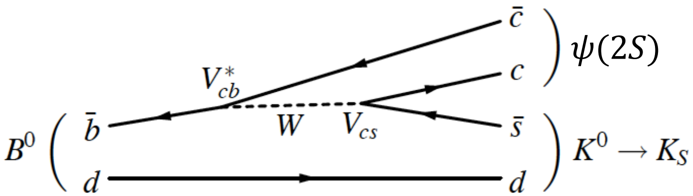
$b \to c\bar{c}s\ (B^0 \to J/\psi\, K^0)$: 参照値





$S_{J/\psi K_S^0} = \sin 2\phi_1 = 0.699 \pm 0.017$ … 参照値

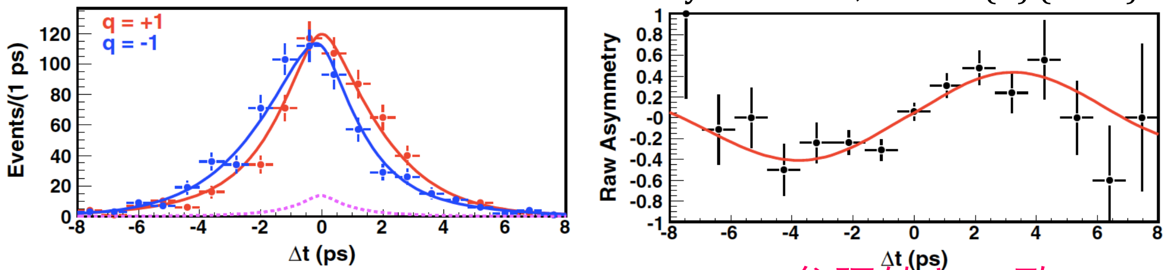
$b \to c\bar{c}s\ (B^0 \to \psi(2S)K^0)$



参照値と同じファインマン図

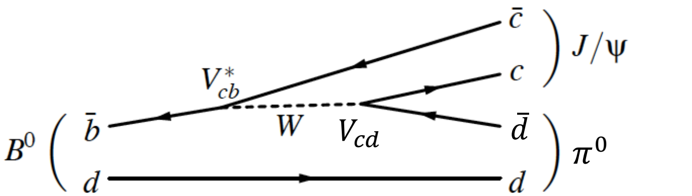
⇒ 参照値と同じ $\sin 2\phi_1$ のはず

Phys. Rev **D77**, 091103(R) (2008).



$S_{\psi(2S)K_S^0} = 0.72 \pm 0.09 \pm 0.03$ … 参照値と一致

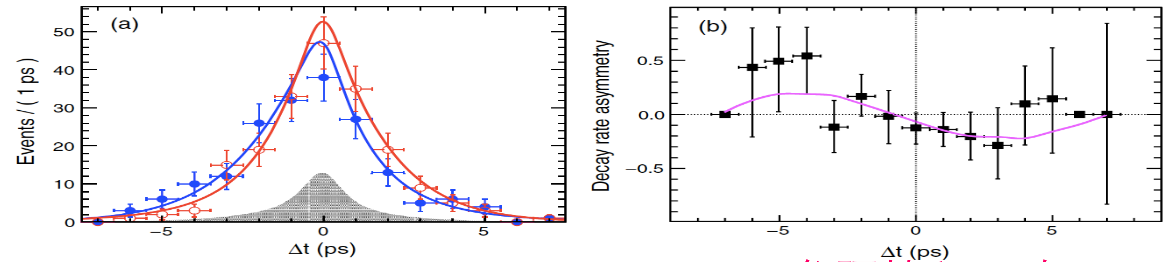
$b \to c\bar{c}d\ (B \to J/\psi\, \pi^0)$



$(b \to c\bar{c}s) \times (V_{cd}/V_{cs})$ で $\arg(V_{cd}/V_{cs}) = 0$

⇒ 参照値と同じ $\sin 2\phi_1$ のはず

Phys. Rev **D98**, 112008 (2018).



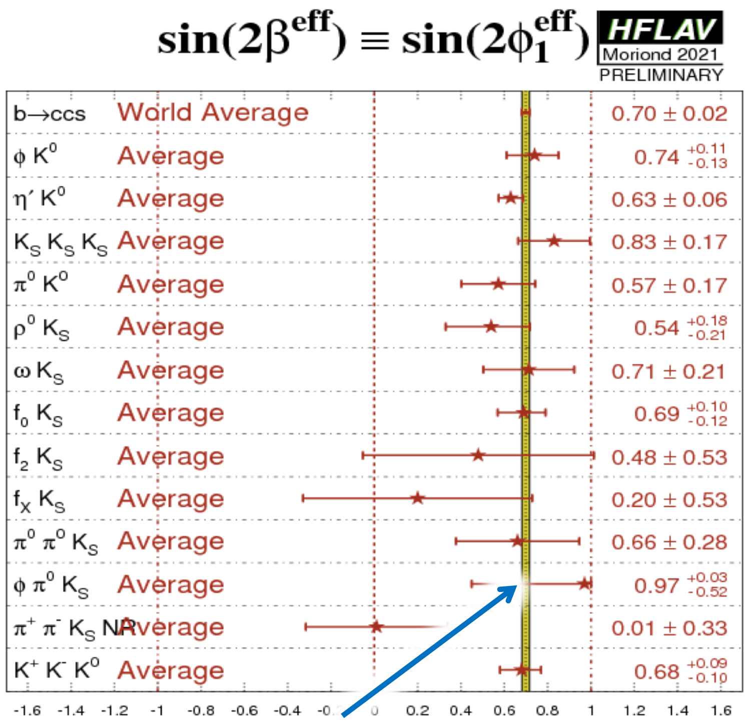
$S_{J/\psi\pi^0} = -0.59 \pm 0.19 \pm 0.03$ … 参照値と一致

$b \to sq\bar{q}$ と $\mathcal{S}_{sq\bar{q}}$ の測定

以下、Belle II の到達予想は E. Kou, P. Urquijo *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2019, 123C01 (2019) による。

量子効果

$b \to sq\bar{q}$



$(\sin 2\phi_1)_{c\bar{c}s} = 0.699 \pm 0.017$

- FCNC のダイアグラムはループを含み、量子効果によって、短時間なら、$m_{\text{NP}} \gg (\sqrt{s})_{\text{Belle II}} = 10.58$ GeV となれる。新理論の粒子は $m_{\text{NP}} \gtrsim \mathcal{O}(1)\ \text{TeV}/c^2$ と思われているが、Belle II は $m_{\text{NP}} \approx \mathcal{O}(100)\ \text{TeV}/c^2$ まで感度がある。
- $b \to sq\bar{q}$ 遷移は V_{td} も V_{ub} も含まないので、$\mathcal{S}_{sq\bar{q}} = \sin 2\phi_1^{sq\bar{q}} \approx \mathcal{S}_{c\bar{c}s} = \sin 2\phi_1$。もし $\Delta\mathcal{S} \equiv \mathcal{S}_{sq\bar{q}} - \mathcal{S}_{c\bar{c}s} \neq 0$ なら新理論の素粒子の発見となる。
- $B^0 \to \eta' K_S^0$ の $\Delta\mathcal{S}$ は高精度に理論予測が可能 → **golden mode**。 $\Delta\mathcal{S}^{\text{theo}} \approx [0.00, 0.03]$。arXiv:hep-ph/0505075.

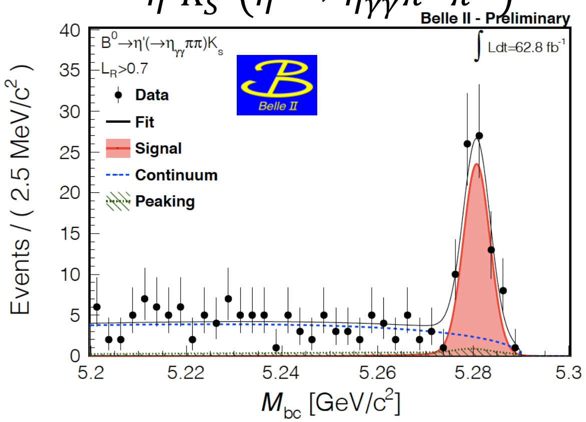
$$\boldsymbol{\mathcal{S}_{\eta' K^0} = 0.68 \pm 0.07 \pm 0.03}\ \text{(Belle)}$$

Belle, JHEP **1410**, 165 (2014).

- 他の実験も含めた平均は $\Delta\mathcal{S}^{\text{exp}} \approx -0.07 \pm 0.06$。

- Belle II の全データを使うと $\sigma(\Delta\mathcal{S}^{\text{exp}}) \approx 0.02$と予想。

$\eta' K_S^0\ (\eta' \to \eta_{\gamma\gamma}\pi^+\pi^-)$



Preliminary; BELLE2-CONF-PH-2021-005.

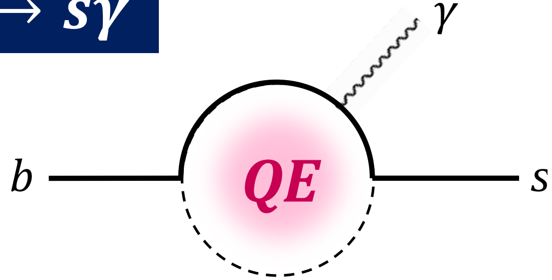
$$\boldsymbol{\mathcal{B}(B^0 \to \eta' K^0) = [59.9^{+5.8}_{-5.5} \pm 2.7] \times 10^{-6}}$$

$(\mathcal{B}^{\text{PDG-Live}} = [66 \pm 4] \times 10^{-6})$

Belle II は事象再構成を実施

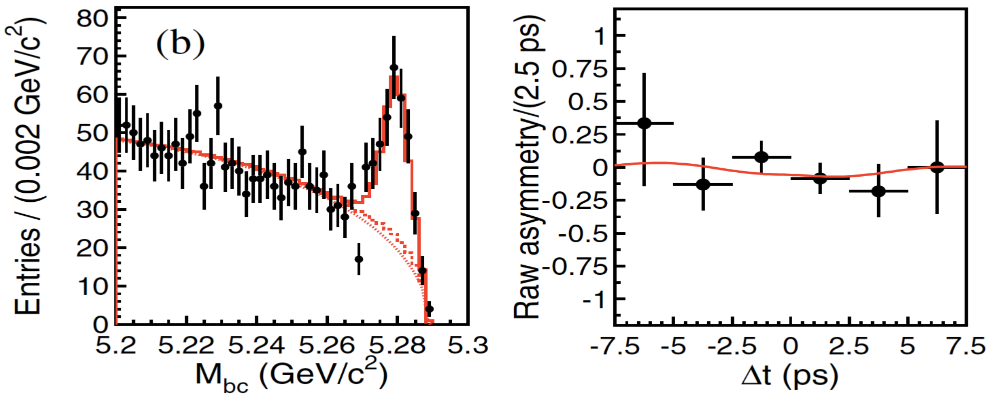
$b \to s\gamma$ と $\mathcal{S}_{s\gamma}$ の測定

$b \to s\gamma$



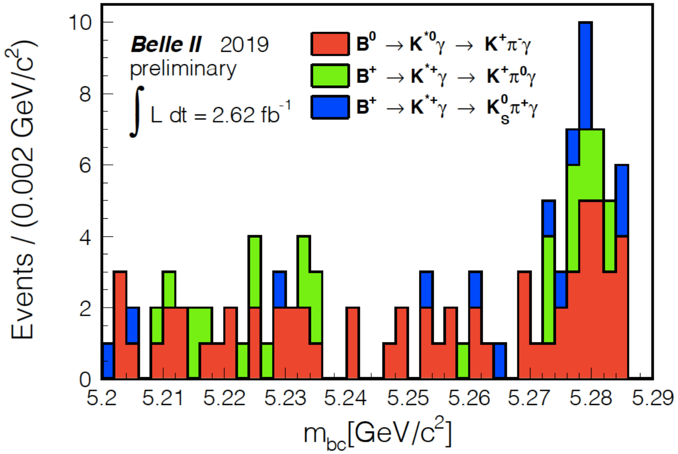
- $b \to s\gamma$ 遷移もまた V_{td} や V_{ub} を含まない CP 固有状態なので $\mathcal{S}_{b\to s\gamma} \approx \sin 2\phi_1$ に思われる。
- しかし $B^0 \to K^{*0}\gamma$ からは主に右巻きの、また $\bar{B}^0 \to K^{*0}\gamma$ からは主に左巻きの光子が放出される。このため、 $B^0/\bar{B}^0 \to K^{*0}\gamma$ 崩壊の終状態は完全な *CP* 固有状態ではなく、$\mathcal{S}_{K^{*0}\gamma}$ は $\sin 2\phi_1$ と一致しない。
  - 標準理論の予測は $\mathcal{S}_{K^{*0}\gamma} \approx -(2m_s/m_b) \cdot \sin 2\phi_1 = -(2.3 \pm 1.6)\%$.

    P. Ball, G. W. Jones, and R. Zwicky Phys.Rev.D**75**, 054004 (2007).
  - 新粒子が右巻きフェルミオンとも結合するならば、標準理論の予測と食い違う。



Belle, Phys. Rev. D **74**, 111104(R) (2006).

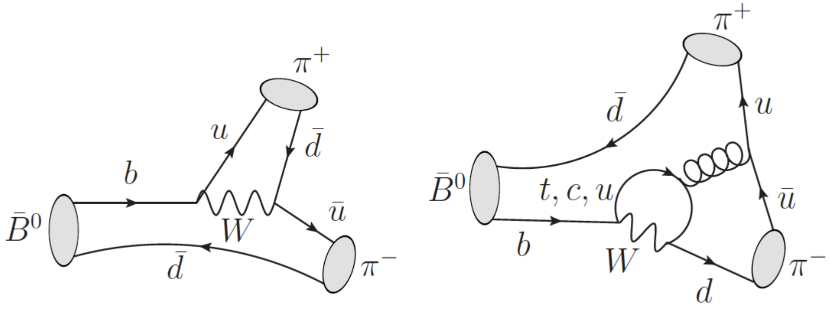
$$\boldsymbol{\mathcal{S}_{K^{*0}\gamma} = -0.10 \pm 0.31 \pm 0.07}$$
$$\boldsymbol{\mathcal{A}_{K^{*0}\gamma} = -0.20 \pm 0.20 \pm 0.06} \text{ (Belle)}$$



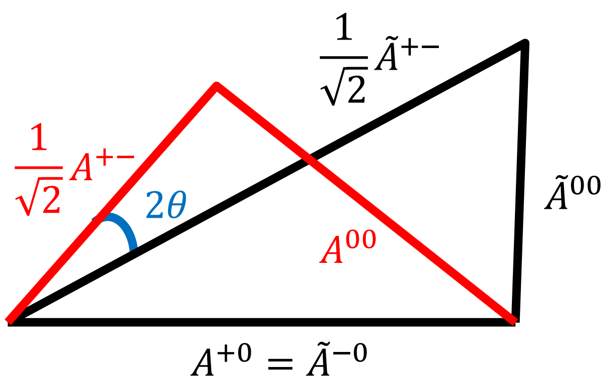
- Belle II でも $B \to K^*\gamma$ の信号が見えている。

  BELLE2-NOTE-PL-2019-021
- Belle II の 50 ab^{-1} のデータを使うと $\sigma(\mathcal{S}_{K^{*0}\gamma}) \approx 0.031$, $\sigma(\mathcal{A}_{K^{*0}\gamma}) \approx 0.021$ と予想。

ϕ_2 の測定



- ϕ_2 は $b \to u\bar{u}d$ 遷移を使って測定する。
- ただし、ϕ_2 ではツリー (左) に比べてループ (右) の寄与が無視できないため、$b \to u\bar{u}d$ 遷移を含む複数の崩壊を用いて ϕ_2 を決める。



$A^{+-} \equiv \mathrm{Amp}(B \to \pi^+\pi^-); \tilde{A}^{+-} \equiv \mathrm{Amp}(\bar{B} \to \pi^+\pi^-);$
$A^{+0} \equiv \mathrm{Amp}(B \to \pi^+\pi^0);\ \tilde{A}^{-0} \equiv \mathrm{Amp}(\bar{B} \to \pi^-\pi^0);$
$A^{00} \equiv \mathrm{Amp}(B \to \pi^0\pi^0);\ \tilde{A}^{00} \equiv \mathrm{Amp}(\bar{B} \to \pi^0\pi^0).$

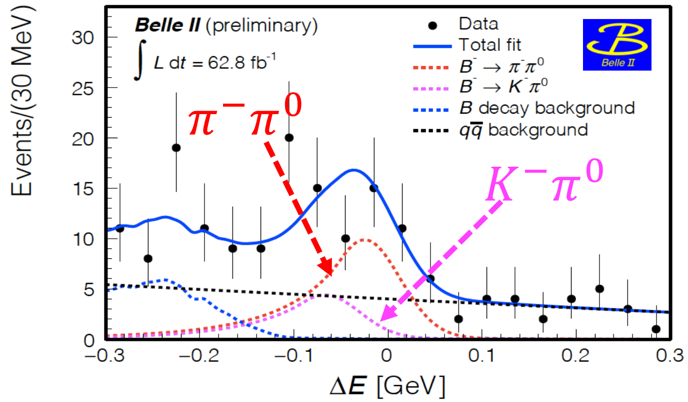
$$\mathcal{S}_{\pi\pi} = \sqrt{1 - \mathcal{A}_{\pi\pi}^2}\,\sin(2\boldsymbol{\phi_2} + \boldsymbol{2\theta})$$

- 現在の世界平均は $\phi_2 = (85.2^{+4.8}_{-4.3})^\circ$ (HFLAG2021)。

Belle, Phys. Rev. D **88**, 092003 (2013).

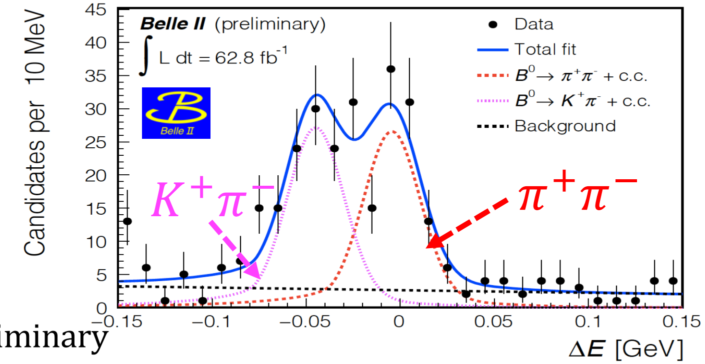
$$\mathcal{S}_{\pi^+\pi^-} = -0.64 \pm 0.08 \pm 0.03$$
$$\mathcal{A}_{\pi^+\pi^-} = +0.33 \pm 0.06 \pm 0.03$$ など (Belle)

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



Preliminary; arXiv:2105.04111.

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



Preliminary

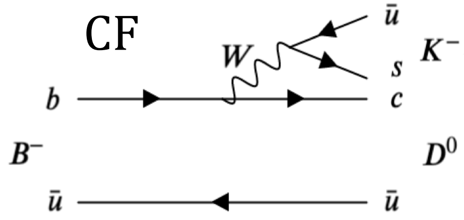
Preliminary; arXiv:2106.03766.

$$\mathcal{B}(B^+ \to \pi^+\pi^0) = [5.5^{+1.0}_{-0.9} \pm 0.7]\times 10^{-6}$$
$$\mathcal{B}(B^0 \to \pi^+\pi^-) = [5.8 \pm 0.7 \pm 0.3]\times 10^{-6}$$

- Belle II の全データで $\sigma(\phi_2) \approx 0.6^\circ$ と予想。

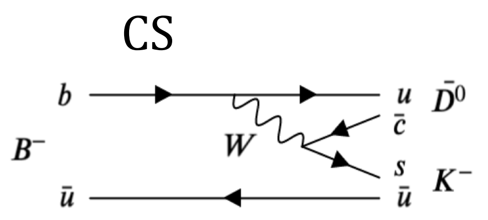
ϕ_3 の測定

CF



$A_{CF} = A$

CS



$A_{CS} = Ar_B e^{i\delta_B \pm i\boldsymbol{\phi_3}}$

- $\phi_3 \equiv \arg(-V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^*)$ は V_{td}, V_{tb} を含まないので、mixing を使わずに測定する。実際には color favored と color suppressed の崩壊の振幅の比から求める。ダイアグラムがループを含まないため標準理論の予測は高精度に得られる ($\delta\phi_3/\phi_{3,\text{theo}} \approx 10^{-7}$)。現在の世界平均は $\phi_3 = \left(72.1^{+4.1}_{-4.5}\right)^\circ$ (HFLAG2018).
- さらに、$D \to f/\bar{D} \to f$ の干渉を調べると、D^0-$\bar{D}^0$ 混合の強さ x, y も測定できる (精密測定では D^0-$\bar{D}^0$ 混合の寄与を考慮に入れないといけない)。

LHCb-CONF-2021-001.

$$\Gamma(B^\pm \to Dh^\pm) = r_D^2 + r_B^2 + 2\kappa_D\kappa_B r_D r_B \cos(\delta_D + \delta_B \pm \boldsymbol{\phi_3})$$
$$-\alpha[(1 + r_B^2)\kappa_D r_D \cos(\delta_D) + (1 + r_D^2)\kappa_B r_B \cos(\delta_B \pm \boldsymbol{\phi_3})]\boldsymbol{y}$$
$$+\alpha[(1 - r_B^2)\kappa_D r_D \cos(\delta_D) + (1 - r_D^2)\kappa_B r_B \cos(\delta_B \pm \boldsymbol{\phi_3})]\boldsymbol{x}$$

r_B, r_D: 振幅の大きさの比; δ_D, δ_B: strong phase の差; κ_D, κ_B: coherence factors
x, y: D^0-$\bar{D}^0$ mixing parameter ($x \equiv \Delta m_D/\Gamma_D$, $y \equiv \Delta\Gamma_D/2\Gamma_D$)

LHCb-CONF-2021-001.

- LHCb が、単一の実験としてはもっとも高精度に ϕ_3, x, y を決定している。

$$\boldsymbol{\phi_3 = \left(65.4^{+3.8}_{-4.2}\right)^\circ}$$

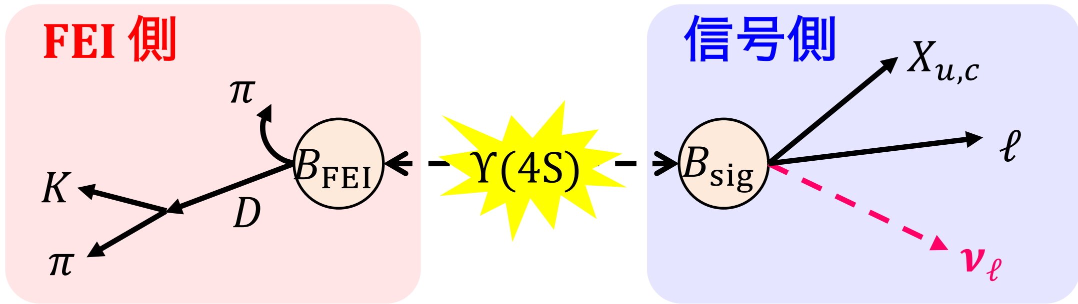
$$\Delta m_D/\Gamma_D = \left(0.400^{+0.052}_{-0.052}\right)\%$$
$$\Delta\Gamma_D/2\Gamma_D = \left(0.630^{+0.033}_{-0.030}\right)\%$$

- Belle II も ϕ_3 の測定の準備をかねて複数の崩壊モードで $\mathcal{B}(B \to DK)/\mathcal{B}(B \to D\pi)$ を測定している。Belle II の 50 ab^{-1} のデータで $\sigma(\phi_3) \approx 1.6^\circ$ と予想。

ν_ℓ を含む崩壊の解析 (Belle II の場合)

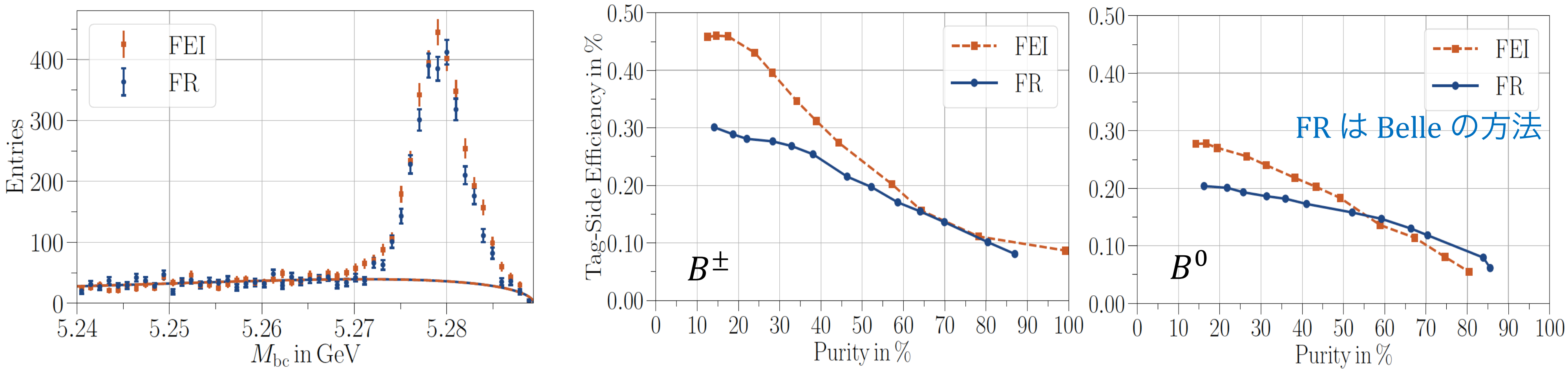
Full Event Interpretation

- $B_{\rm sig}$ が ν_ℓ を含む終状態に崩壊した場合、Belle II では $B_{\rm sig}$ の運動量を直接には決められない。



- ν_ℓ が持ち逃げした運動量は、$B_{\rm sig}$ の相方の B 中間子 ($B_{\rm FEI}$) の運動量とビームエネルギーの情報から逆算できる。
- Belle II では、検出器に残された信号から $K^\pm, \pi^\pm, \mu^\pm, e^\pm, \gamma$ の存在を確率的に推定し、これを用いて K_S^0, π^0, D^0 などを再構成し、最後に $B^0, B^\pm$ を組み立てる。

T. Keck *et al*. Comp. Soft. Big Sci. (2019) 3:6.



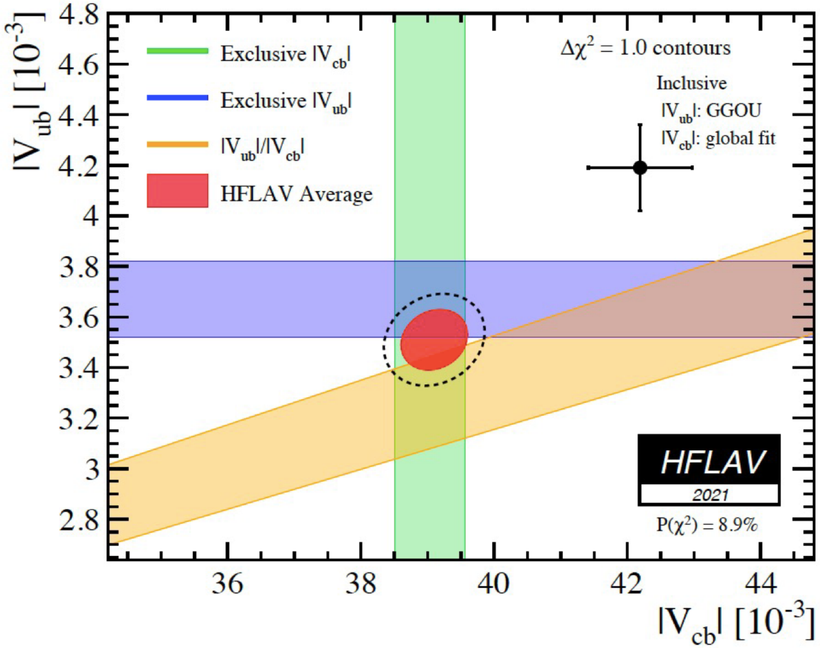
FEI で「再構成」された $B^\pm$ および FEI の efficiency と purity の関係 (Belle データから見積もり)

$|V_{ub}|, |V_{cb}|$ の測定

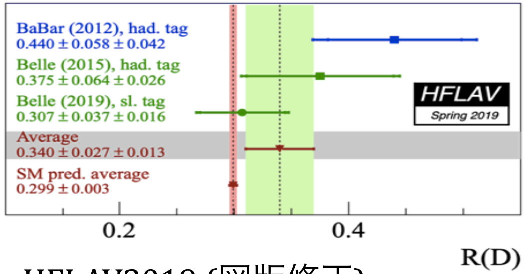
$|V_{ub}|, |V_{cb}|$ 測定の意義

- ユニタリティー 3 角形の形状決定
- $|V_{ub}|, |V_{cb}|$ とも inclusive 測定と exclusive 測定の間に見えている不整合の解明

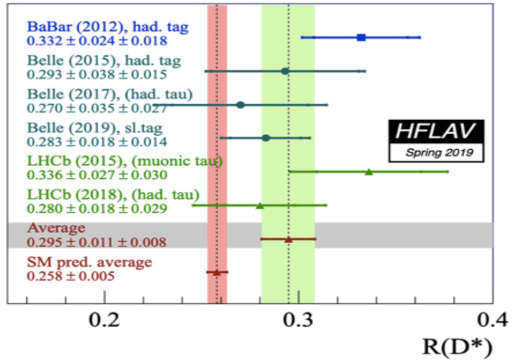
HFLAV2021



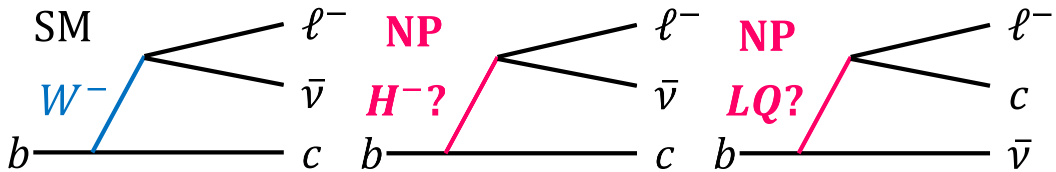
- (とくに $X_c \ell \nu$ 遷移を使った解析で報告されている) レプトン普遍性の破れの可能性の検証



HFLAV2019 (図版修正)



$R_{D^{(*)}} \equiv \mathcal{B}(B \to D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau)/\mathcal{B}(B \to D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}_\ell)$ の理論予測からのズレはレプトン普遍性の破れを意味する。



W^- ボゾン　　荷電ヒッグス　　レプトクォーク

※ レプトンとクォークを直接つないでしまう

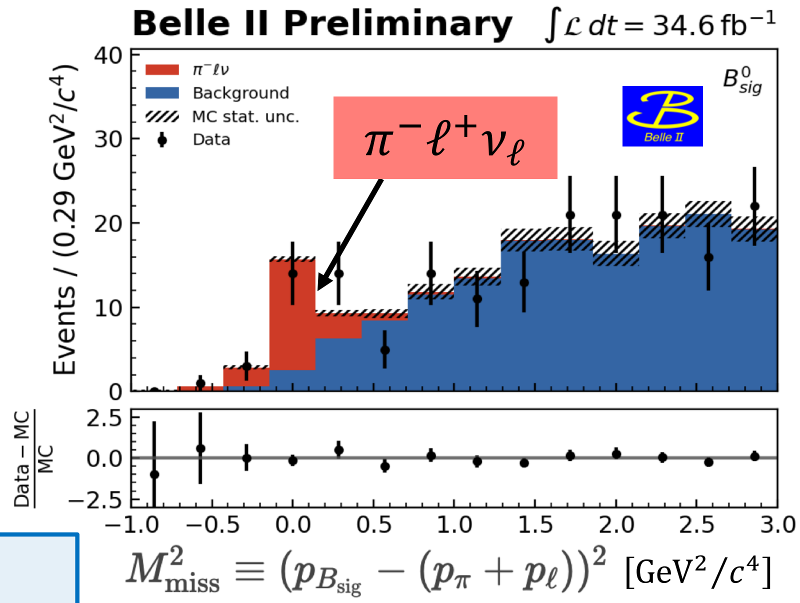
$|V_{ub}|, |V_{cb}|$ の測定

$B^0 \to \pi^- \ell^+ \nu_\ell, D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ の測定

- FEI 法 (後述) により p_{miss} を推定し、$M^2_{\mathrm{miss}} = 0$ を信号とみなす。

Preliminary, arXiv:2103.02629, arXiv:2008.10299.

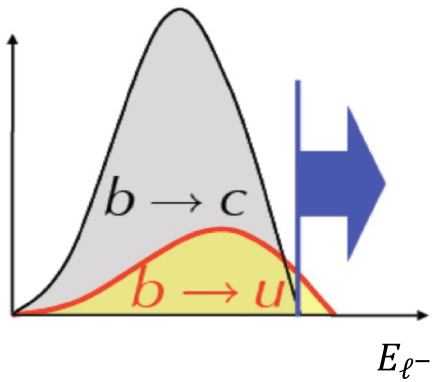
- $\mathcal{B}(B^0 \to \pi^- \ell^+ \nu_\ell) = [1.58 \pm 0.43 \pm 0.07] \times 10^{-4}$
- $\mathcal{B}(B^0 \to D^{*-} \ell^+ \nu_\ell) = [4.51 \pm 0.41 \pm 0.27 \pm 0.45] \times 10^{-4}$



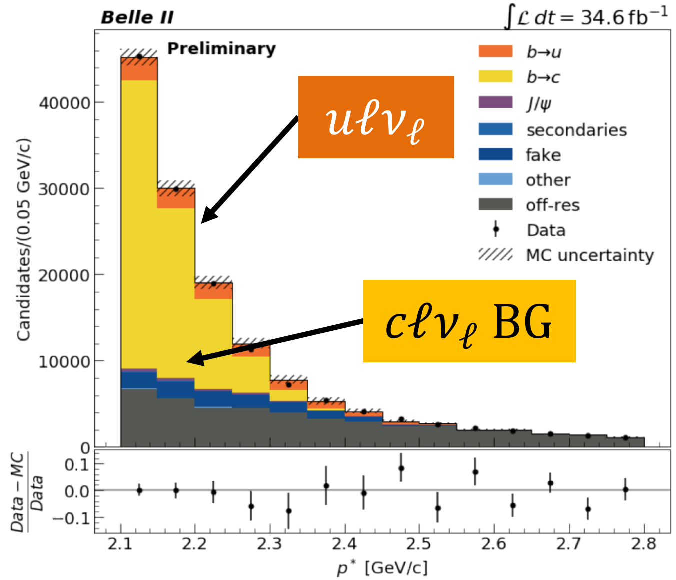
$D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ の 3 番目の誤差は slow pion efficiency の見積もりの不定性。

$\bar{b} \to \bar{u} \ell^+ \nu_\ell$ の測定

- クォークの質量の違いから、$\bar{b} \to \bar{u} \ell^+ \nu_\ell$ のレプトンエネルギー方が $\bar{b} \to \bar{c} \ell^+ \nu_\ell$ よりも高めの値をとる。



- $2.1 < E_{\ell^-} < 2.8$ GeV の事象を信号とみなす。
- 1990 年に CLEO 実験が $\bar{b} \to \bar{u} \ell^+ \nu_\ell$ 遷移の存在を確認したときも同様の手法がとられた R. Fulton *et al.* (CLEO), Phys. Rev. Lett. **64**, 16 (1990).



Preliminary, arXiv:2103.02629.

3σ を超える $b \to u \ell \nu_\ell$ 事象をバックグラウンドの上に確認

まとめ

- クォークの質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態は一致しない。両者を結びつける変換行列を CKM 行列という。
- CKM 行列の要素 V_{ub} と V_{td} は複素数で、これがクォークの CP 対称性の破れの起源である。
- CKM 行列のユニタリー性から、複素平面上にユニタリティー 3 角形が描ける。
- 時間に依存した CP の破れを求める解析によって、ユニタリティー 3 角形の内角 ϕ_1, ϕ_2 が測れる。また。別の方法によって、別の内角 ϕ_3 や 3 角形の辺の長さが測れる。
- ユニタリティー 3 角形の内角や辺の長さを精密に測定し、標準理論の予測値と比較することで、標準理論を超える新しい素粒子理論にアクセスできる。