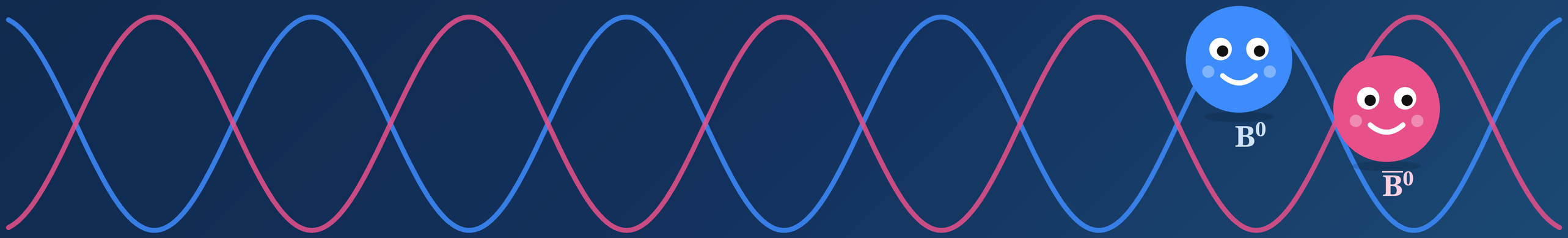
CP 対称性の破れ

小林・益川の位相が生む角 ϕ_1 を B 中間子で測る



中沢 遊 (KEK)

2026.11.18

このスライドは Claude (Anthropic) を使って作成しました

今日の流れ

CP の破れとは？

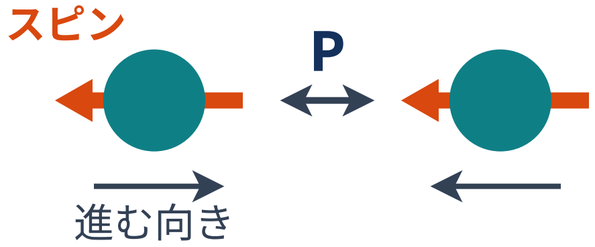
小林・益川の位相

B 中間子で ϕ_1 を測る

対称性とは — C・P・T の変換

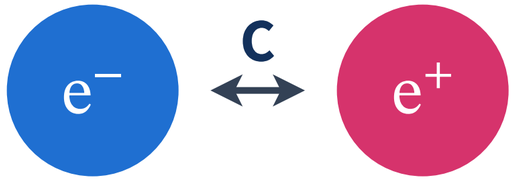
変換しても物理法則が変わらない = 対称性

P：空間反転



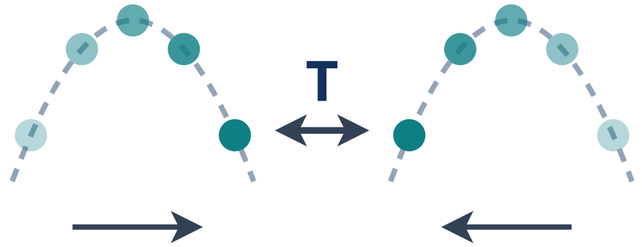
$x \to -x$

C：荷電共役



粒子 ↔ 反粒子

T：時間反転



$t \to -t$

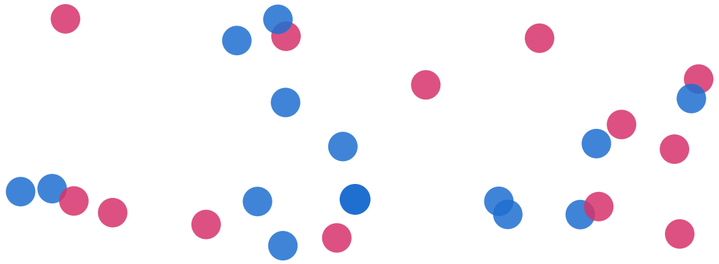
CP 変換：C と P を両方行う

CP の破れ：粒子と、CP で移した反粒子で**起こりやすさがちがう**

CP の破れはなぜ大事？

物質と反物質は同じだけ生まれるはず。でも今の宇宙には物質しかない

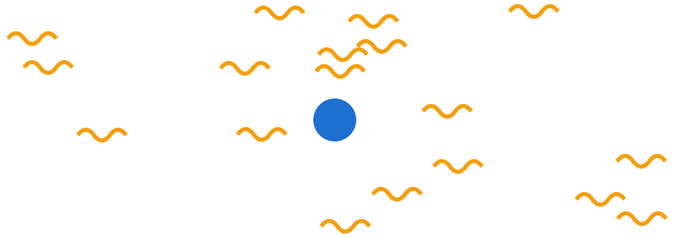
消滅の前



物質 **10億 + 1**：反物質 10億

ペアで消滅して光に

現在



物質 **1** と光

サハロフの3条件 (1967年)

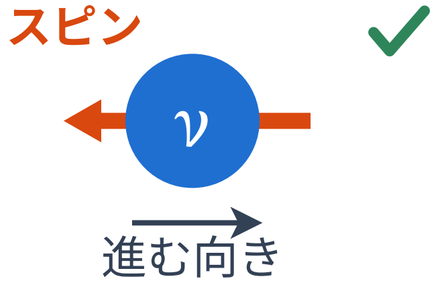
1. バリオン数を破る反応
2. **C と CP の破れ**
3. 熱平衡からのずれ

CP が保たれると、
物質と反物質は同じだけできる
→ 物質が残るには **CP の破れ**が必要

P と C は破れている — では CP は？

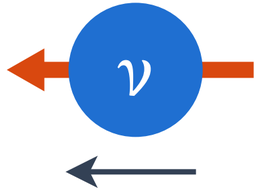
弱い力で生まれるニュートリノ ν は、左巻きだけ

弱い力で出る ν



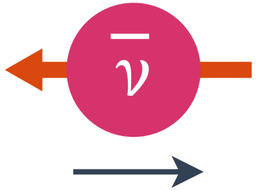
左巻きの ν

P 変換



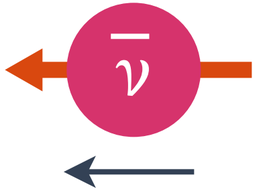
右巻きの ν

C 変換



左巻きの ν̄

CP 変換



右巻きの ν̄

左巻き = スピンが進む向きと逆、右巻き = 同じ向き

CP 変換した右巻きの ν̄ は β^- 崩壊で生まれる
→「CP は保たれる」と考えられた
→ ところが **1964年、K 中間子の崩壊で CP の破れが見つかった**

ν が左巻きであることの測定：Goldhaber, Grodzins, Sunyar (1958)

CP の破れの歴史

1956–57 **P の破れ**
Lee・Yang の提案、Wu らの実験

1964 **K 中間子で CP の破れを発見**
Cronin, Fitch ら

1973 **小林・益川理論**
3世代なら CP の破れを説明できる
(当時は u, d, s のみ発見)

1980–81 **B で大きな CP の破れを予言**
三田一郎ら (共著者 Carter, Bigi)

1999 **Bファクトリー始動**
B を大量に作る (KEKB, PEP-II)

2001 **B 中間子で CP の破れを発見**
Belle と BaBar

2008 **ノーベル物理学賞**
小林誠・益川敏英

2019〜 **SuperKEKB / Belle II 始動**
Belle の数十倍のデータを目指す

今日の話：1973年の理論と、2001年の B 中間子での発見をつなぐ

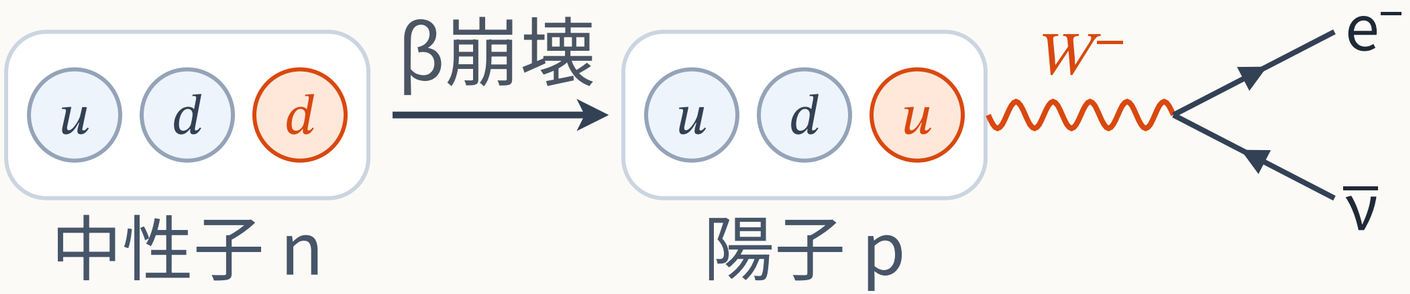
小林・益川理論のカギ — クォークは3世代

	第1世代	第2世代	第3世代
電荷 +2/3	u	c	t
−1/3	d	s	b

右の世代ほど重い
反クォーク：記号の上に線 ($\bar{b}$)

中間子 = クォーク + 反クォーク

今日の主役
$B^0 = d\bar{b}$　$\bar{B}^0 = b\bar{d}$

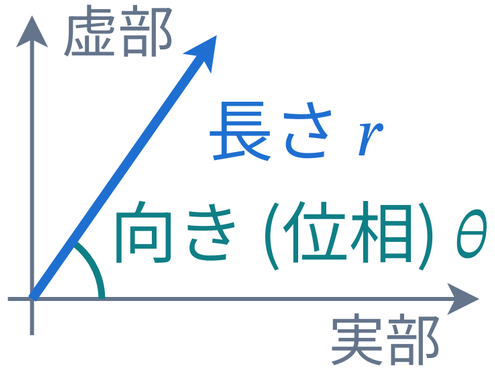


クォークの種類を
変えるのは**弱い力**だけ

確率を決める振幅 — 複素平面のベクトル

βの崩壊のような過程の確率は、「振幅」という複素数で計算する

長さと向き

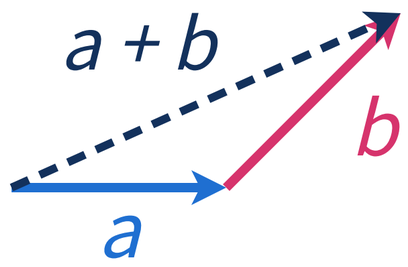


$z = r\,e^{i\theta}$

例：**i** は向き 90°

確率 ∝
振幅の**長さ**^{2}

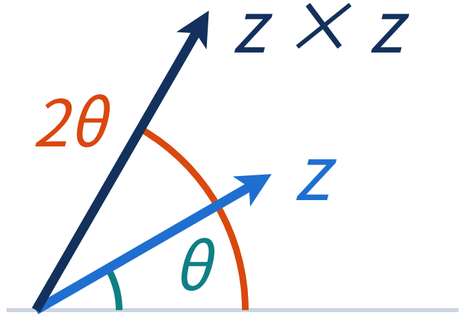
足し算



ベクトルをつなぐ

2つの過程を
合わせる

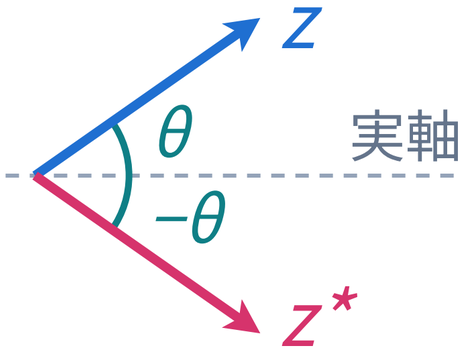
掛け算



長さは掛け
向きは足す

途中で**係数が**
掛かる

複素共役



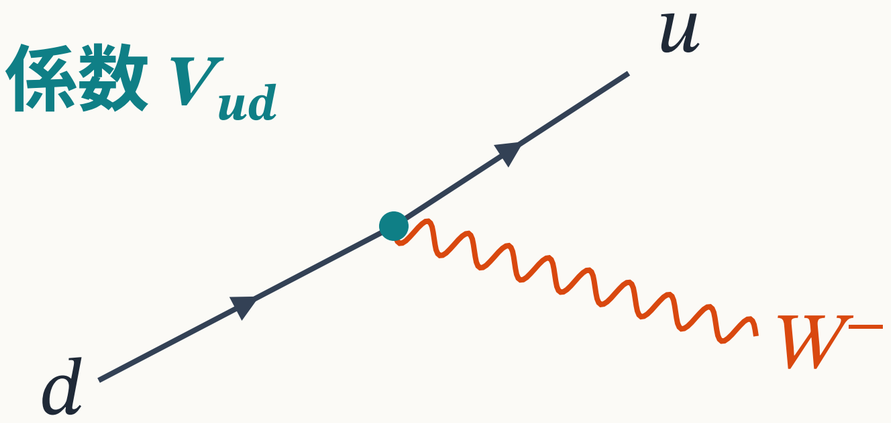
実軸で折り返す

反粒子の過程
での係数

弱い力の振幅に掛かる係数 — CKM 行列

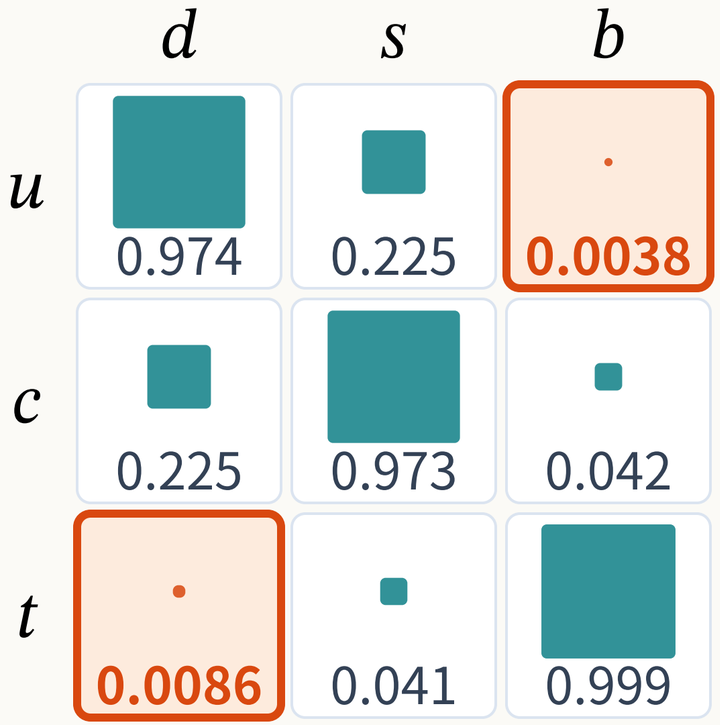
クォークの種類が変わると、振幅に係数 V が掛かる

係数 V_{ud}



V は複素数

= 長さと向き (位相)



四角の面積が
$|V_{ij}|$ に比例

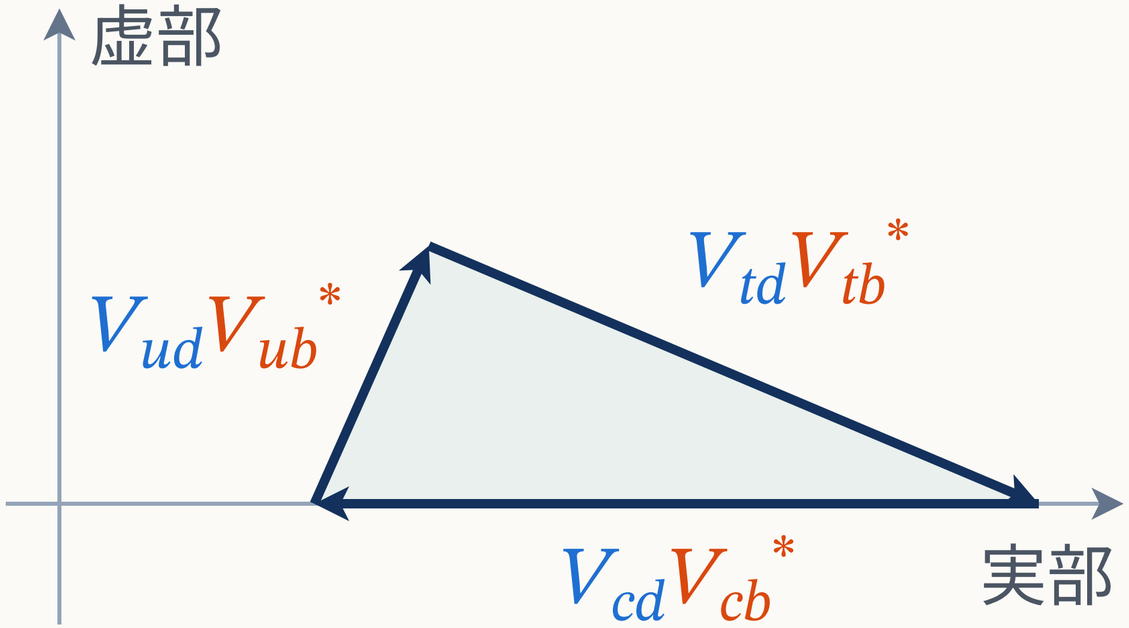
オレンジの枠
= 実軸から大きく
傾いた要素

3世代なら、**CP を破る位相**を1つ持てる (2世代では持てない)
→ **CP の破れを説明できる** (小林・益川 1973)

$|V_{ij}|$：PDG 2026

位相を三角形で見る — ユニタリティ三角形

CKM 行列の決まり (ユニタリ) の1つが、三角形になる



	d	*s*	**b**
u	V_{ud}	V_{us}	V_{ub}
c	V_{cd}	V_{cs}	V_{cb}
t	V_{td}	V_{ts}	V_{tb}

d の列と**b の列*** を行ごとに掛ける

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

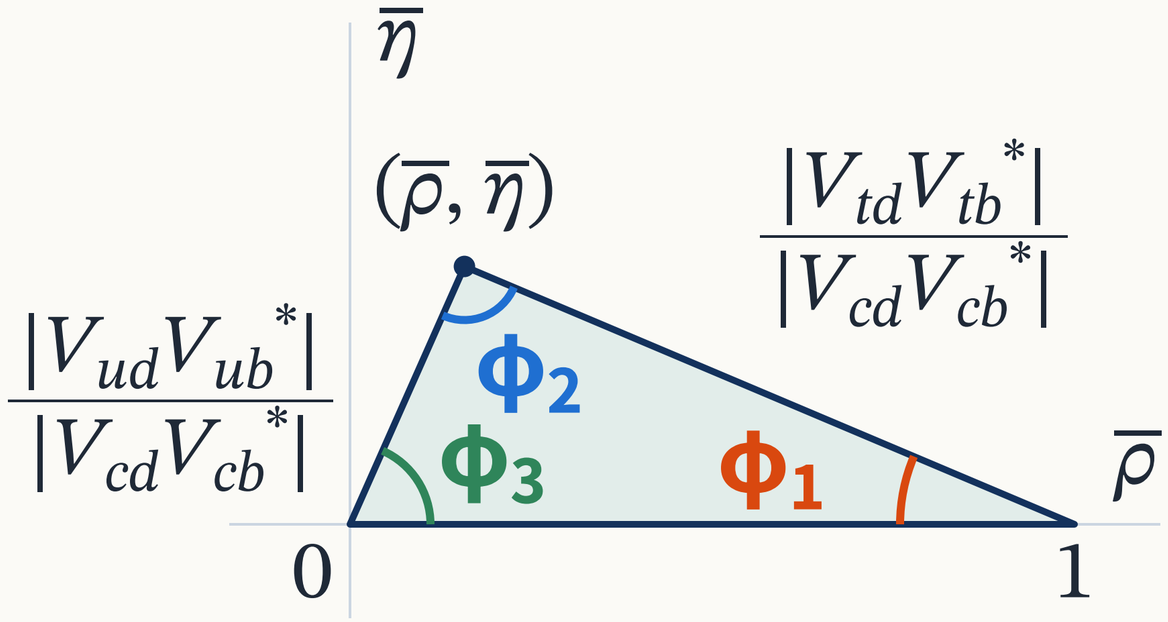
3つの積は複素数 = ベクトル

和が 0 → つなぐと**三角形**

> $V_{cd}V_{cb}^*$ はほぼ実数 → **実軸の上**

三角形の高さが CP の破れ

底辺の両端を 0 と 1 にそろえると、頂点は $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$



高さ $\bar{\eta} \neq 0$

⇔ **CP の破れ**

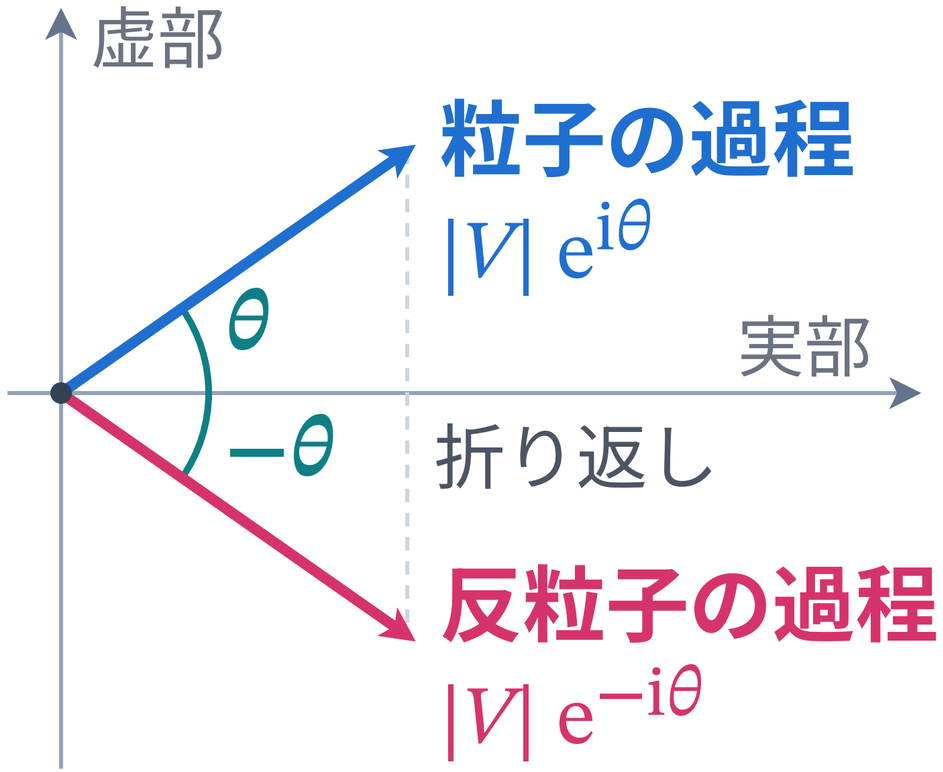
角は3つ、位相は1つ

今日の主役：Φ_1

頂点：PDG 2026 の全体フィット

反粒子では CKM の位相が逆

CP 変換で $V \to V^*$ (実軸で折り返し)



例：$V_{td} \propto e^{-i\phi_1}$

反粒子では $e^{+i\phi_1}$

確率 $\propto$

$$\text{長さ}^2 : |V|^2 = |V^*|^2$$

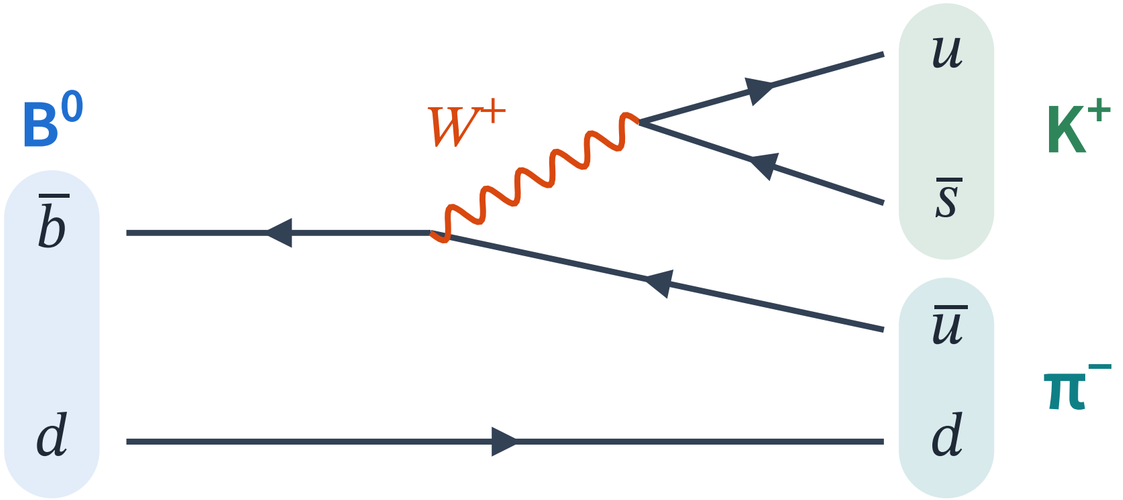
1つの過程だけでは**差が出ない**

→ 少なくとも**2つの過程の干渉**が必要

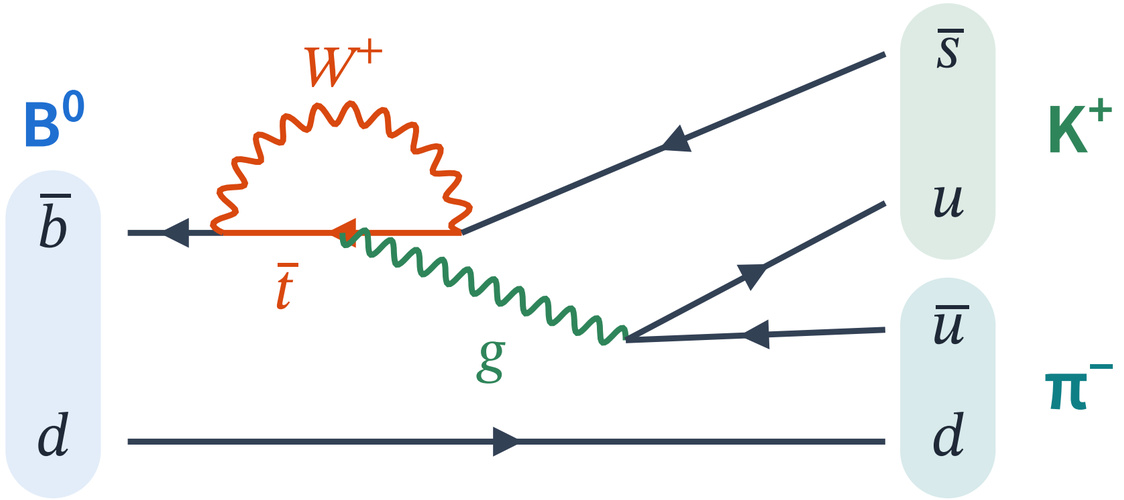
干渉の例 — $B^0 \to K^+\pi^-$

同じ $K^+\pi^-$ になる過程は複数ある (ここでは主な2つ)

過程1：ツリー



過程2：ペンギン



どちらを通ったか区別できない

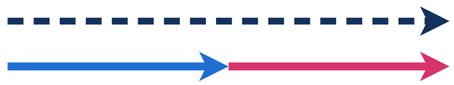
→ **振幅を足してから2乗 (干渉)**

振幅を足す — 2つの過程の干渉

区別できない2つの過程は、ベクトルを足してから2乗

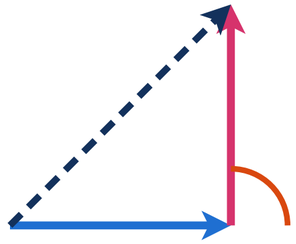
例：長さ 1 のベクトル2本

なす角 0°



合計の長さ 2
→ 確率 **4**

なす角 90°



合計の長さ $\sqrt{2}$
→ 確率 **2**

なす角 180°



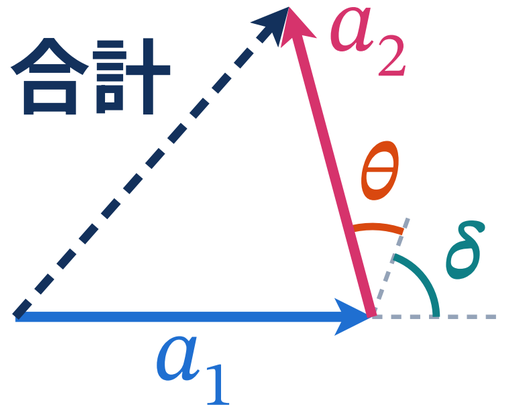
合計の長さ 0
→ 確率 **0**

確率の足し算なら いつも 2。しかし、振幅の状態で足すので 0〜4 (**干渉**)
→ **なす角**が異なれば、確率が異なる

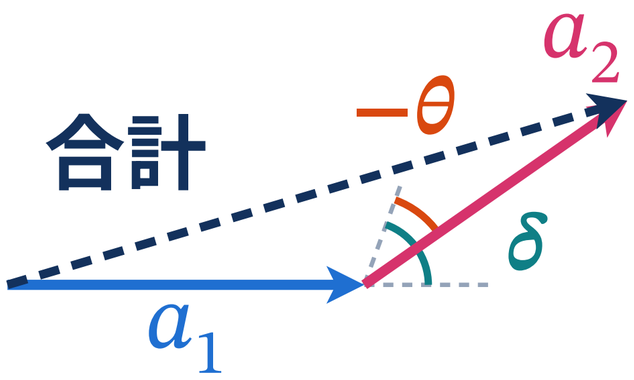
崩壊率に CP の破れが現れる条件

2つの過程と、2種類の位相が必要

粒子の振幅 A



反粒子の振幅 $\overline{A}$



$$|A|^2 - |\overline{A}|^2 = -4 \; a_1 a_2 \; \sin\theta \; \sin\delta$$

$a_1 a_2$：2つの過程　$\sin\theta$：弱い位相　$\sin\delta$：強い位相

$\sin\theta \neq 0$ かつ $\sin\delta \neq 0$
→ 粒子と反粒子で**崩壊率が異なる**

a_1, a_2：ベクトルの長さ

弱い位相 θ

CKM の複素数から
反粒子では**符号が反転**

強い位相 δ

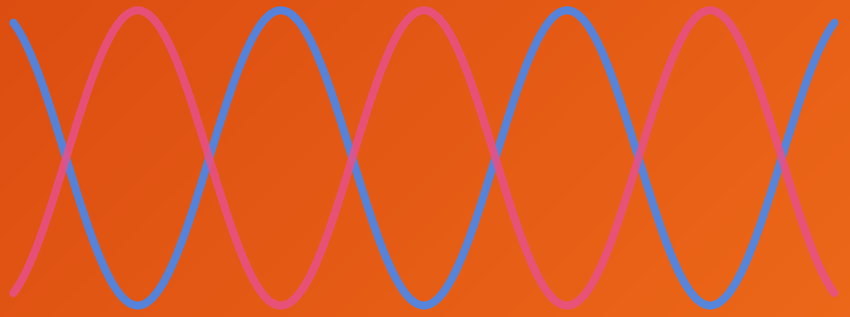
CP で変わらない位相
(崩壊に伴う強い力など)
反粒子でも**同じ**

B 中間子で ϕ_1 を測る

時間依存 CP の破れ (TDCPV)

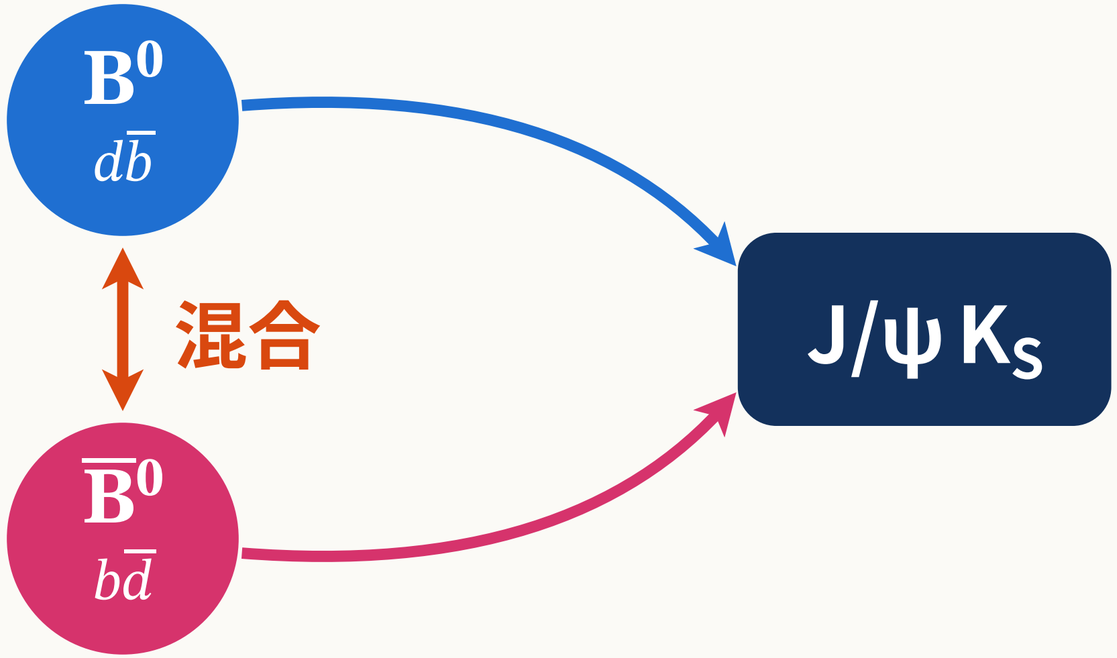


崩壊までの**時間ごと**に、粒子と反粒子の差を見る



B 中間子で ϕ_1 を測る作戦

B^0 も $\overline{B}^0$ も、同じ $J/\psi\, K_S$ に壊れる



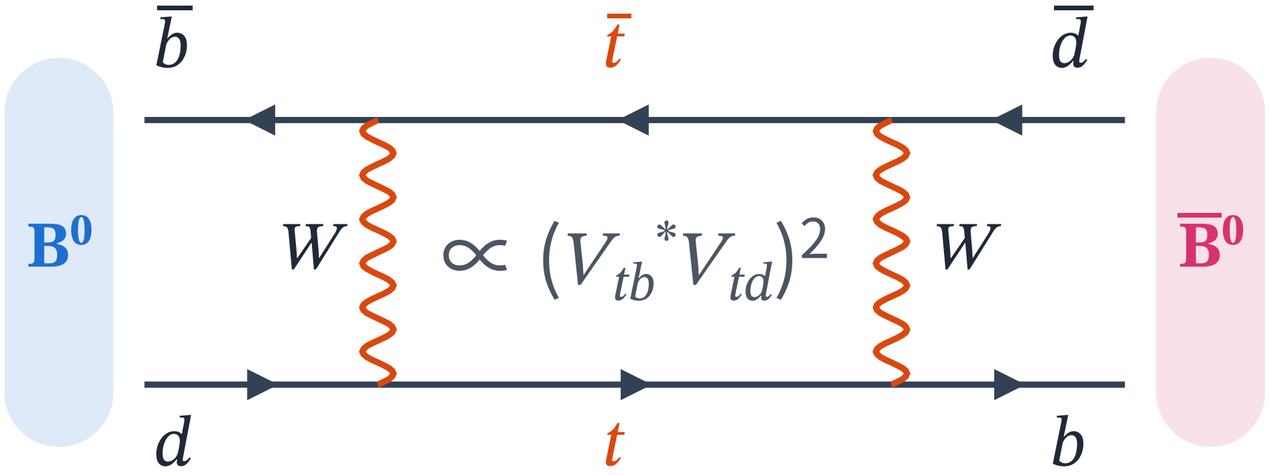
1. 壊れるまでに $B^0 \rightleftarrows \overline{B}^0$ (**混合**)
2. $J/\psi\, K_S$ への**2つの過程**が干渉
3. 崩壊率の差が**波打つ**
   波の高さ → $\sin 2\phi_1$
4. B を大量に作り、**崩壊時間**と
   B^0 か $\overline{B}^0$ かを測る

見つけやすい壊れ方まで含めると、B^0 の **2.7万個に1個**
→ B を大量に作る **Bファクトリー**が必要

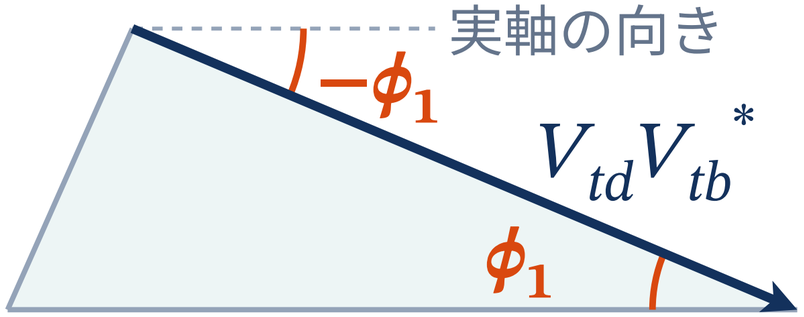
B^0–$\bar{B}^0$ 混合 — 行き来するときに ϕ_1 が入る

W を2回やりとりして、B^0 が $\bar{B}^0$ に変わる

ボックスダイアグラム 重い t が主役



V_{td} の向き $-\phi_1$ が2回



混合の位相 $e^{-2i\phi_1}$

なぜ行き来する？ B^0 は、質量がわずかに異なる2つの状態 B_L と B_H の重ね合わせ → 2つの波がずれて $\bar{B}^0$ に移る

質量の差 $\Delta m = m_H - m_L$ が、行き来の速さ

行き来はどのくらい速い？

1周期と、B^0 の寿命をくらべる

量	値 (PDG 2026)
寿命 τ	1.51 ps
行き来の速さ Δm	0.507 ps^{-1}
周期 $2\pi/\Delta m$	12.4 ps

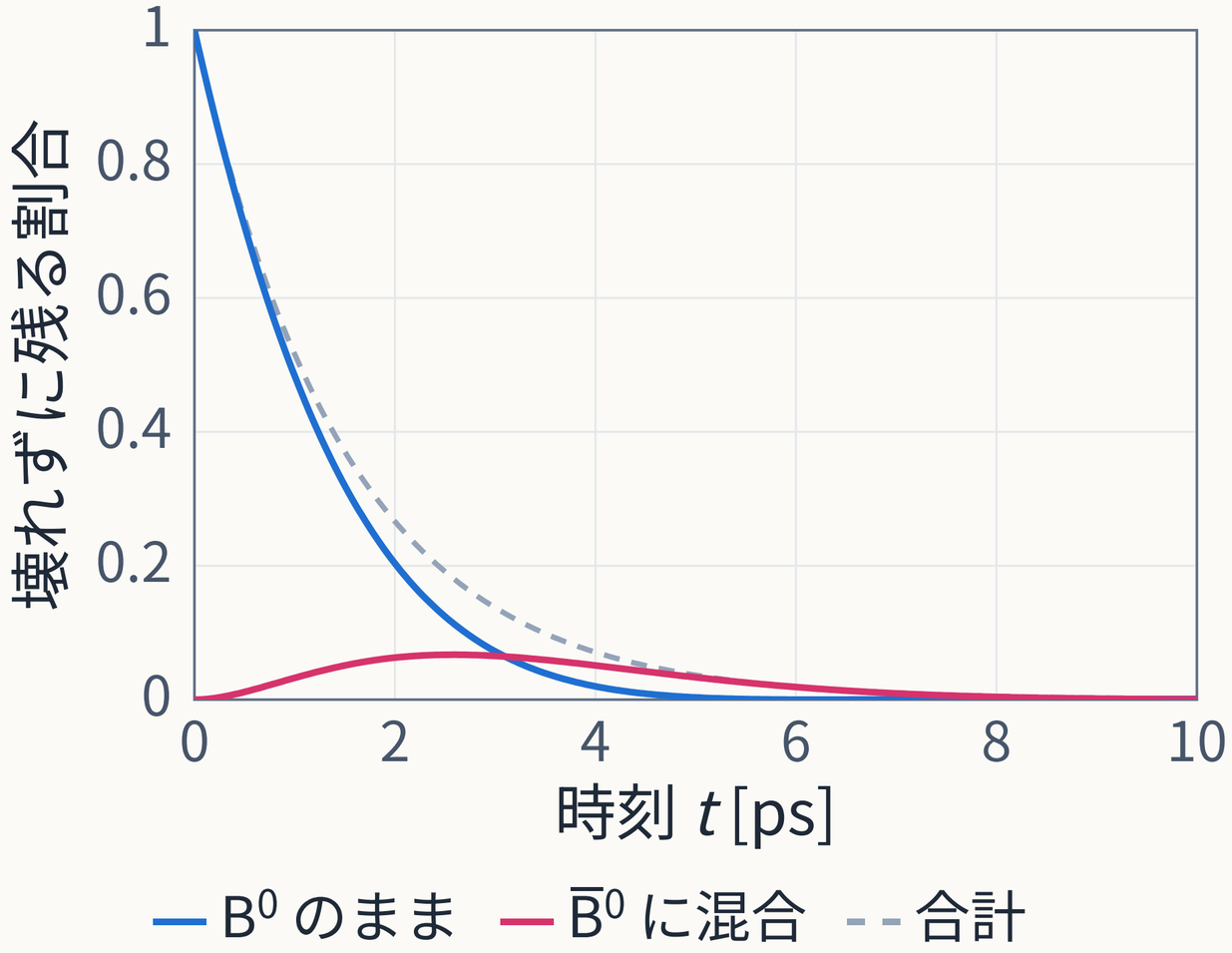
寿命は周期の **0.12 倍**
→ 少しだけ混合してから壊れる
全体の 18.5% が $\bar{B}^0$ として崩壊

1周期と寿命をくらべると



B 中間子は振動しながら崩壊する

$t = 0$ の B^0 が、時刻 t に B^0 / $\overline{B}^0$ で残る確率

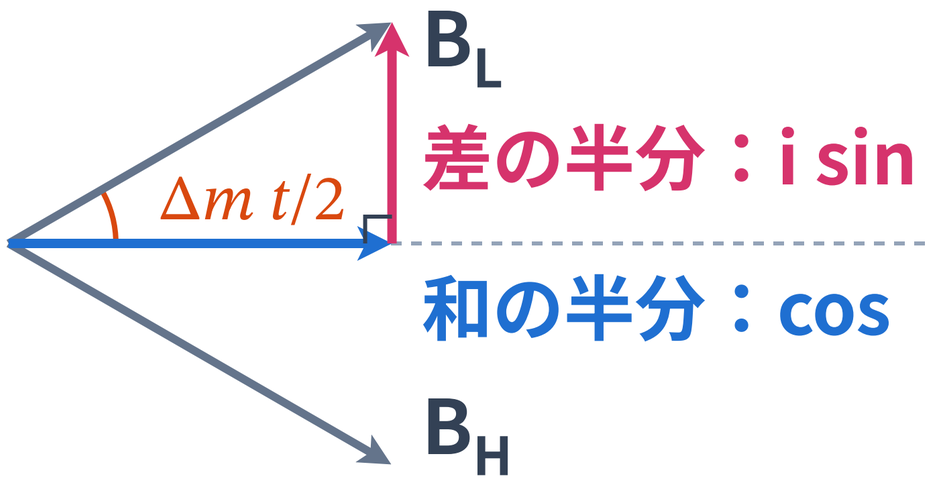


振幅 (壊れて減る分は除く)

B^0 ： $\cos(\Delta m\, t/2)$

$\overline{B}^0$ ： $i \sin(\Delta m\, t/2)\, e^{-2i\phi_1}$

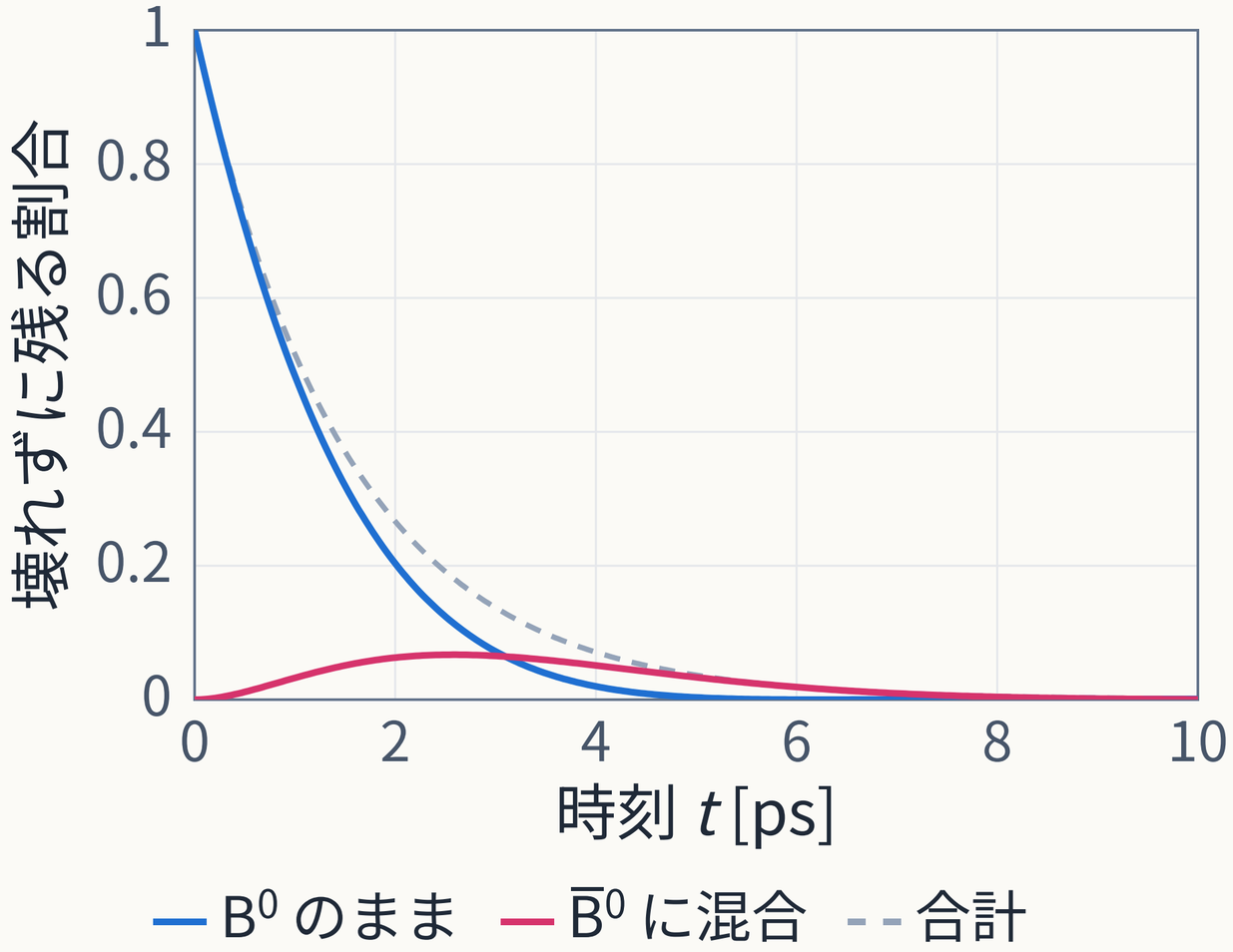
なぜ cos と i sin ?



値は PDG 2026

確率にすると — 混合の位相は消える

確率 = 振幅の長さ^2 × 壊れずに残る割合 $e^{-t/\tau}$



$$P(B^0) = e^{-t/\tau}\cos^2(\Delta m\, t/2) = e^{-t/\tau}(1+\cos\Delta m\, t)/2$$

$$P(\overline{B}^0) = e^{-t/\tau}\sin^2(\Delta m\, t/2) = e^{-t/\tau}(1-\cos\Delta m\, t)/2$$

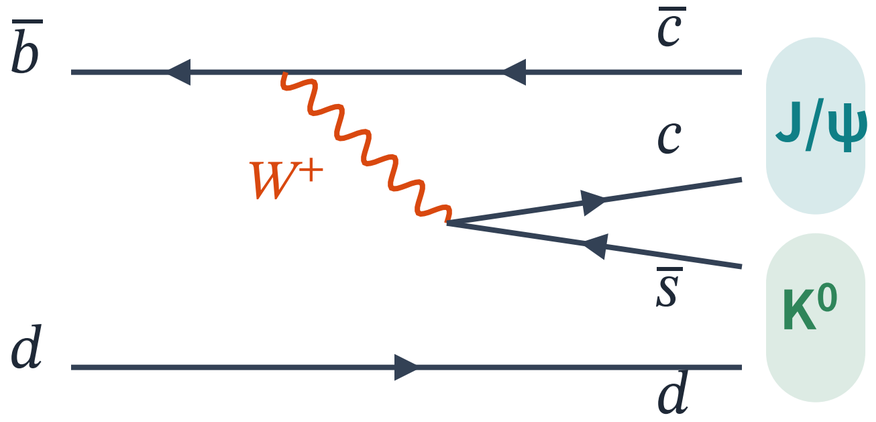
i と $e^{-2i\phi_1}$ は長さ 1
→ 確率では消える
→ ϕ_1 を見るには**干渉**が必要

値は PDG 2026

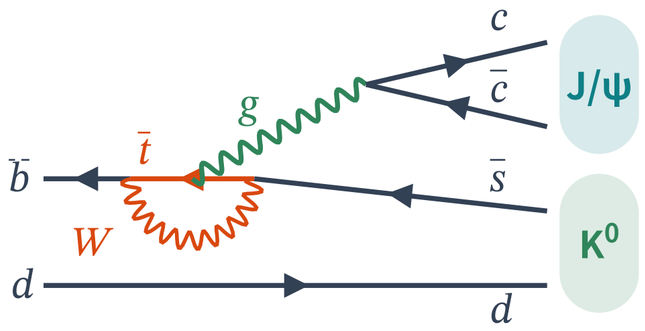
共通の崩壊先 $J/\psi\, K_S$ — ゴールデンモード

崩壊そのものには、CKM の位相がほぼない

ツリー崩壊 (W を1回)



ペンギン (寄与は小さい)



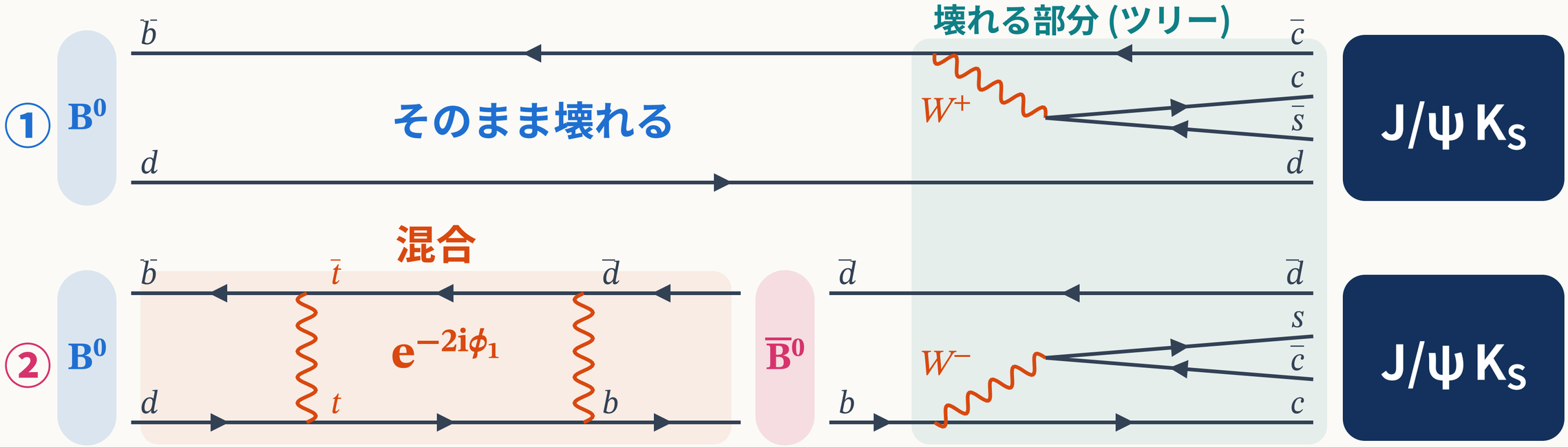
CP の値 −1

$J/\psi\, K_S$ を CP 変換すると
自分自身に戻り、−1 がつく
→ B^0 からと $\bar{B}^0$ からの
振幅は逆符号 (180°)



ϕ_1 は混合から入る — 2つの過程

B^0 から $J/\psi\, K_S$ へは、2通りの行き方がある



ϕ_1 が入るのは、② の**混合**

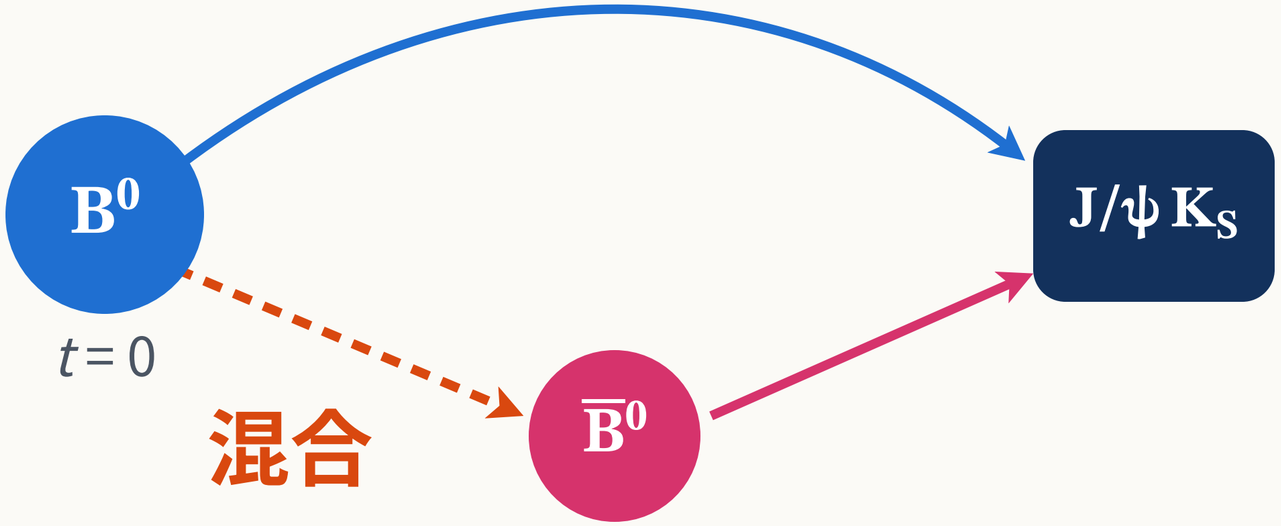
クォークをまとめる強い力は、① と ② で共通 (比をとると消える)

→ 計算のむずかしい強い力に頼らず、ϕ_1 が測れる

混合と崩壊の干渉 — 2つの過程を足す

$J/\psi K_S$ への2つの過程は区別できない → 振幅を足す

① そのまま：長さ $\cos(\Delta m\, t/2)$



② 長さ $\sin(\Delta m\, t/2)$

② の向きに加わるもの

	B^0 から	$\overline{B}^0$ から
混合の i	90°	90°
CKM	**$-2\phi_1$**	**$+2\phi_1$**
CP の値	180°	180°

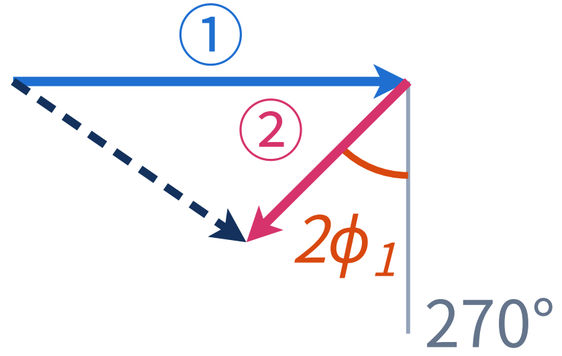
逆になるのは $2\phi_1$ だけ → 2本のベクトルの**なす角**がちがう

→ 崩壊率が異なる = **CP の破れ**

ベクトルで見る — B^0 と $\overline{B}^0$ で崩壊率が異なる

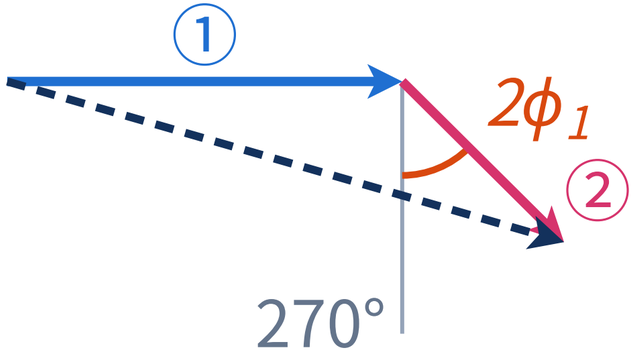
② の向き：270° は共通、$2\phi_1$ だけが逆

B^0 から



270° − $2\phi_1$ → **短い**

$\overline{B}^0$ から



270° + $2\phi_1$ → **長い**

① そのまま壊れる
$a_1 = \cos(\Delta m\, t/2)$

② 混合してから壊れる
$a_2 = \sin(\Delta m\, t/2)$

点線 = 合計

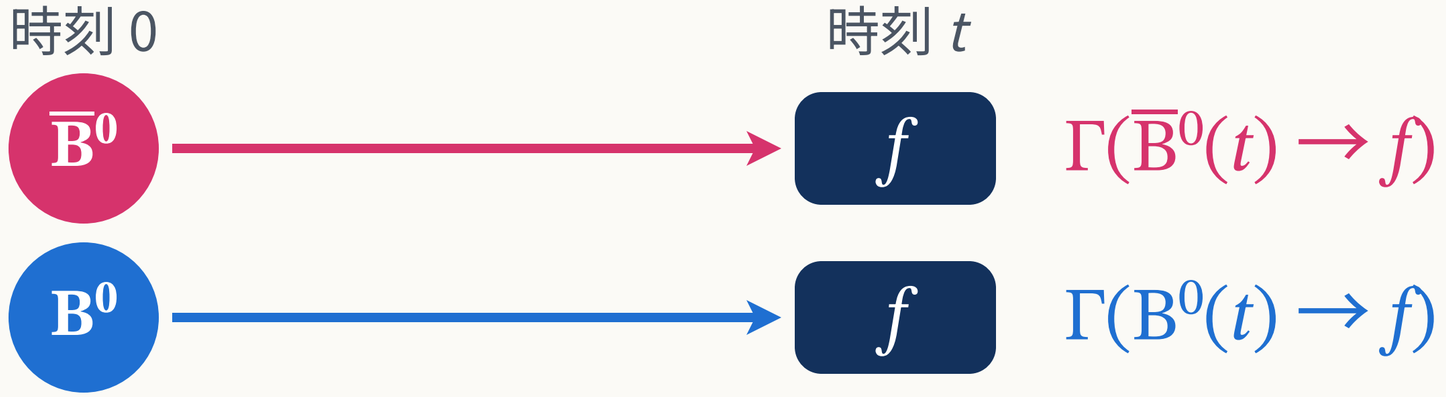
$$|\overline{A}(t)|^2 - |A(t)|^2 = -4$$

$a_1 a_2$	$\sin 2\phi_1$	$\sin 270°$
時刻で決まる	知りたい量	$= -1$

90° (混合の i) + 180° (CP の値) = 270° が強い位相の役 → 差から **$\sin 2\phi_1$**

差を和で割る — 時間依存 CP 非対称度

時刻が進むと、混合してから壊れる振幅が変わり、崩壊率の差も変わる



Γ：時刻 t での f への崩壊率 $\propto e^{-t/\tau} \times$ (合計の長さ)^2

$$a_{\mathrm{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\overline{\mathrm{B}}^0(t)\to f) - \Gamma(\mathrm{B}^0(t)\to f)}{\Gamma(\overline{\mathrm{B}}^0(t)\to f) + \Gamma(\mathrm{B}^0(t)\to f)}$$

和で割ると、寿命で減る $e^{-t/\tau}$ が消える

$J/\psi K_S$ では — 高さ $\sin 2\phi_1$ の波

これまでの式　$|\overline{A}(t)|^2 - |A(t)|^2 = -4\ a_1 a_2\ \sin 2\phi_1\ \sin 270°$

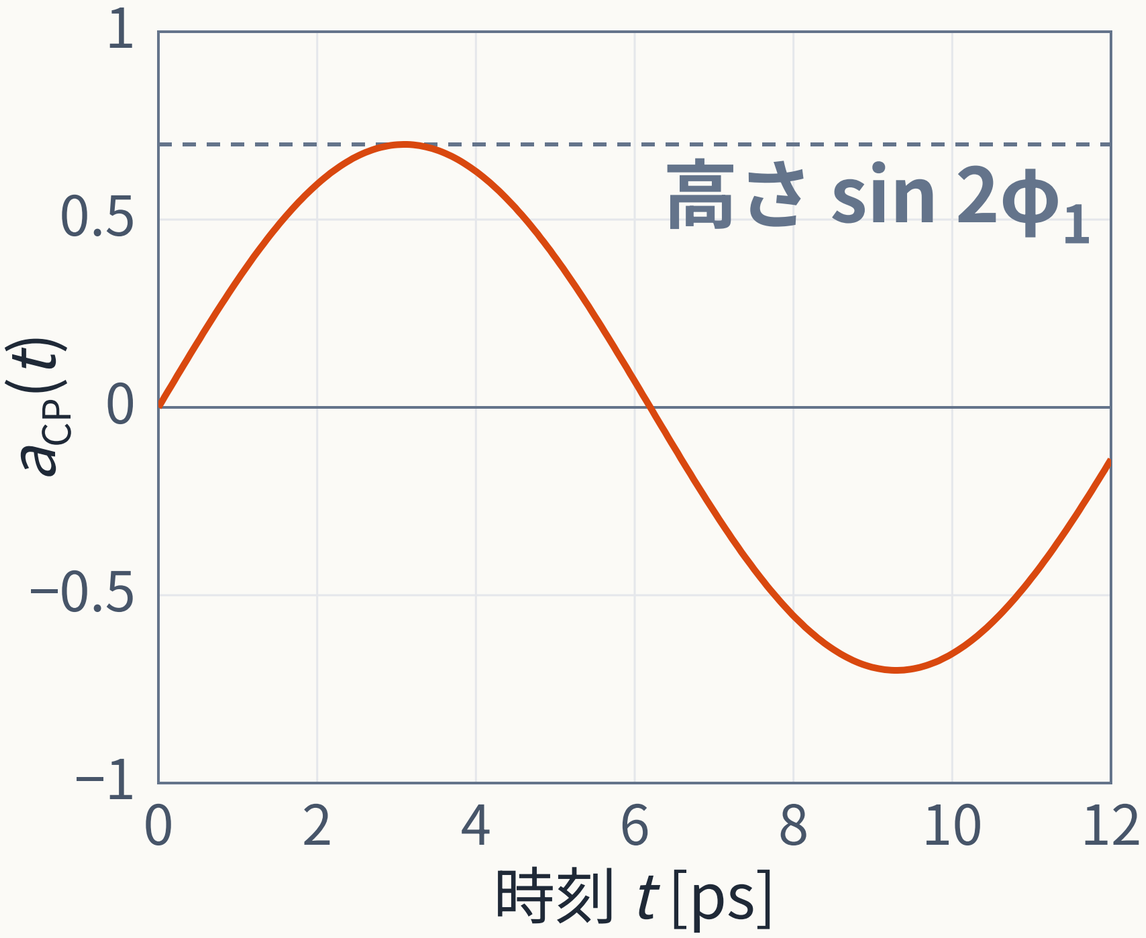
$a_1 = \cos(\Delta m\, t/2)$、$a_2 = \sin(\Delta m\, t/2)$

	$a_1^2 + a_2^2$	干渉の項
$\overline{B}^0$ から	1	$+ 2a_1 a_2 \sin 2\phi_1$
B^0 から	1	$- 2a_1 a_2 \sin 2\phi_1$

→ 差 $= 4a_1 a_2 \sin 2\phi_1$、和 $= 2$

→ 差 ÷ 和 $= 2a_1 a_2 \sin 2\phi_1$

$$a_{CP}(t) = \mathbf{\sin 2\phi_1} \times \sin(\Delta m\, t)$$

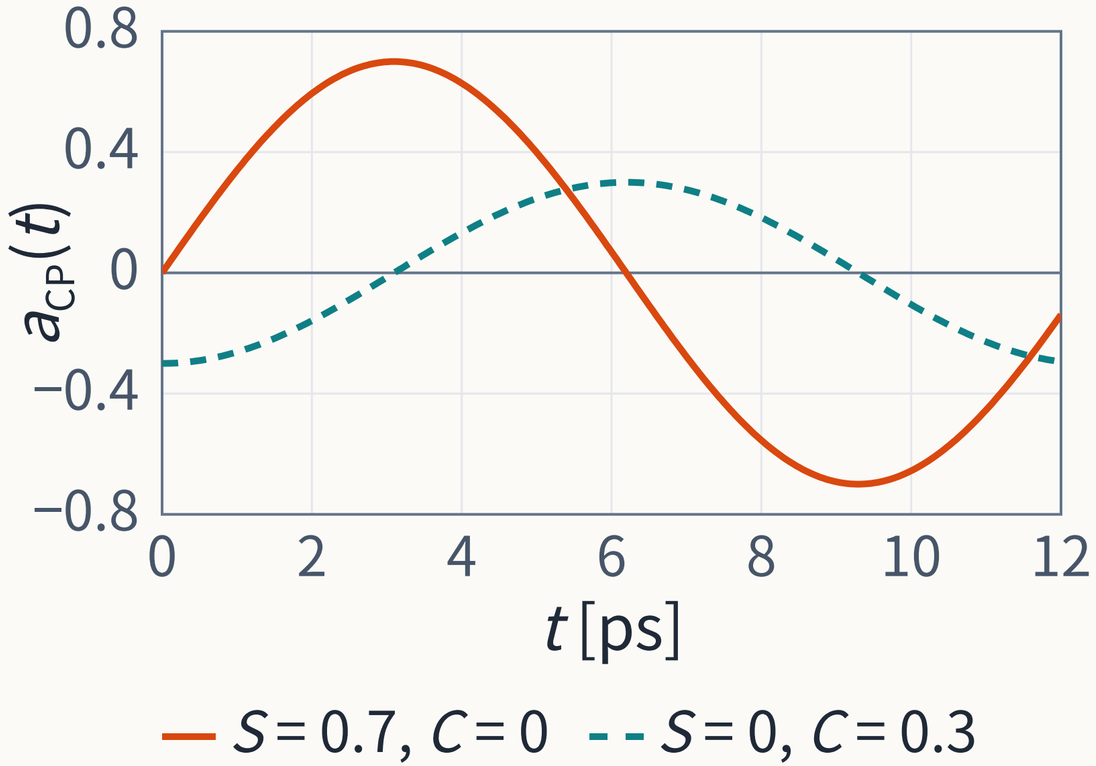


一般には — S と C の2つの項

CP の値が決まった崩壊先なら、$a_{CP}(t)$ は sin と cos の2つの項

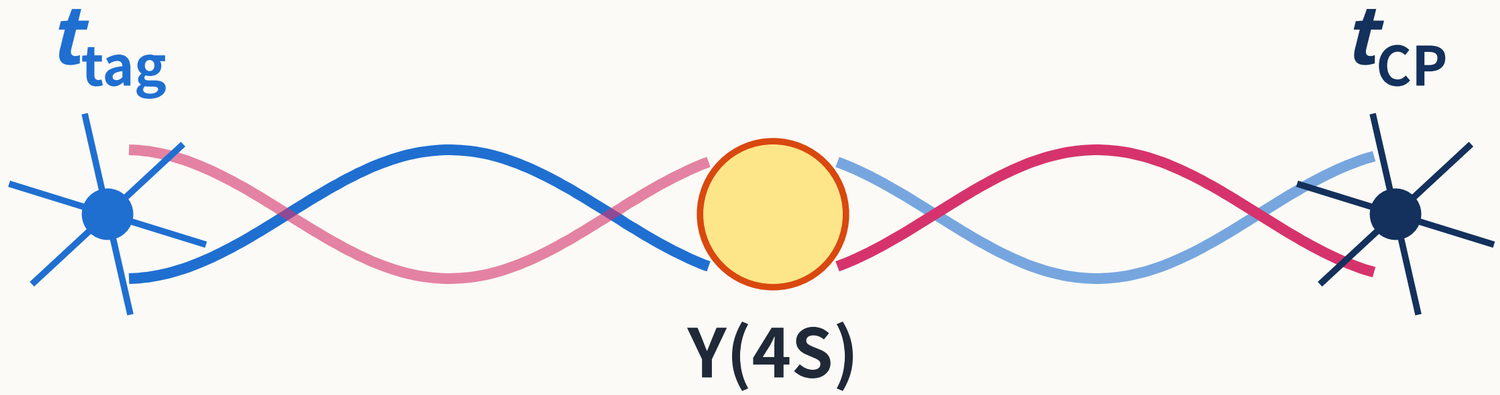
$$a_{CP}(t) = \boldsymbol{S}\,\sin(\Delta m\, t) - \boldsymbol{C}\,\cos(\Delta m\, t)$$

	意味	$J/\psi\, K_S$
S	混合と崩壊の**干渉**	$\approx \sin 2\phi_1$
C	**崩壊**での破れ (過程が1つなら 0)	≈ 0



時刻 0 をどう決める？ — もつれた B の対

B は対で生まれ、同じ時刻で見ると必ず B^0 と $\overline{B}^0$ の組



タグ側 (相方)

信号側 ($J/\psi\, K_S$)

e^+e^- 衝突 → Y(4S) ($b\bar{b}$)

→ 49% が $B^0\overline{B}^0$ の対

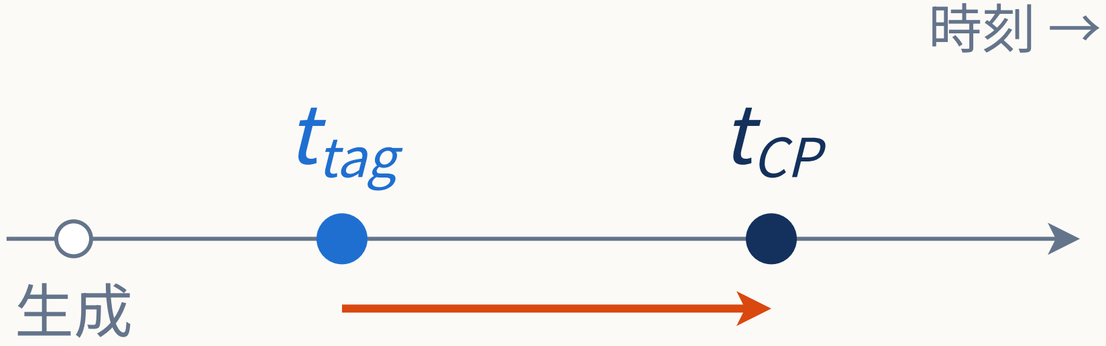
タグ側が B^0 と分かった瞬間

= **時刻 0** → 信号側は $\overline{B}^0$

崩壊時刻の差 Δt

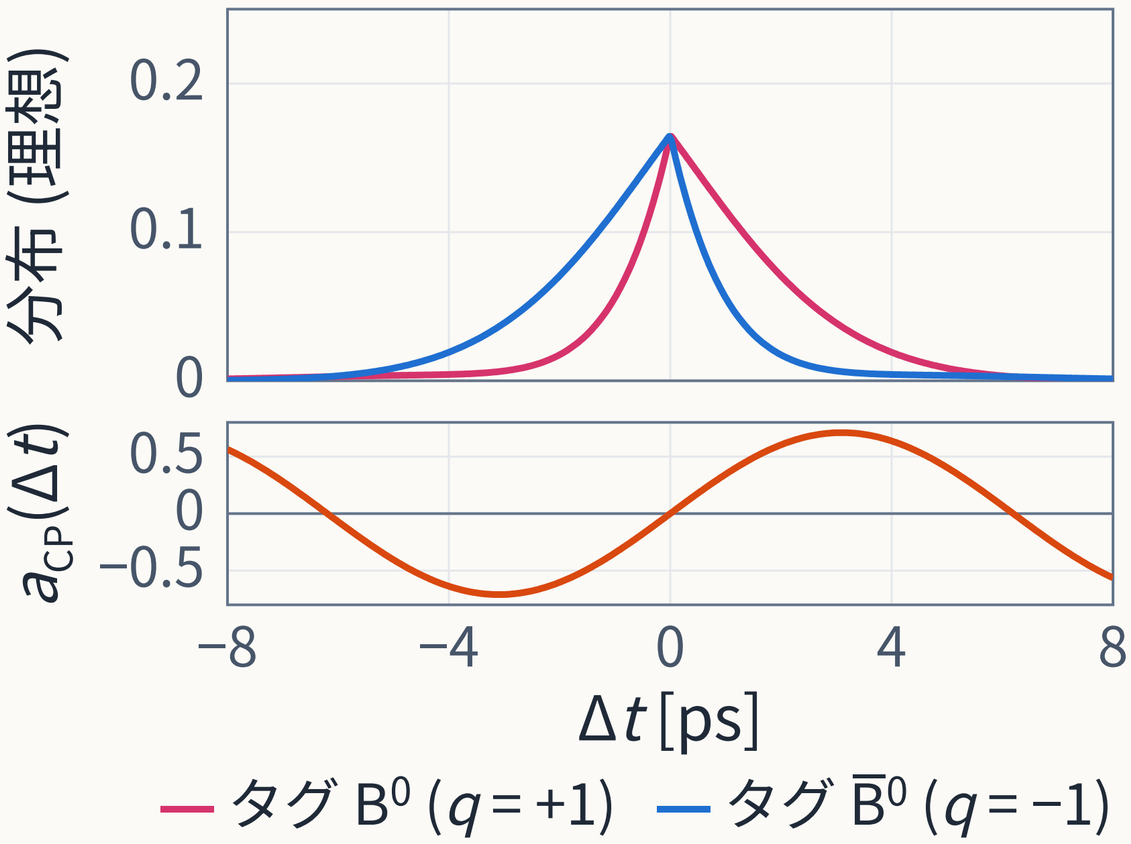
測れるのは、2つの崩壊時刻の差 $\Delta t = t_{CP} - t_{tag}$

$$P(\Delta t, q) \propto e^{-|\Delta t|/\tau} \left[1 + q \left(\underbrace{S \sin(\Delta m \Delta t) - C \cos(\Delta m \Delta t)}_{a_{CP}(\Delta t)} \right)\right]$$



$\Delta t > 0$：タグ側が先

信号側が先なら $\Delta t < 0$



Δtの正負で、ずれが逆向き
→ 測らずに数えると ***S*が消える**

測るための3つの道具

タグごとの Δt 分布から S を決める

①

Δt を測る

飛んだ距離で

②

B^0 か $\bar{B}^0$ か

タグ側の
フレーバー

③

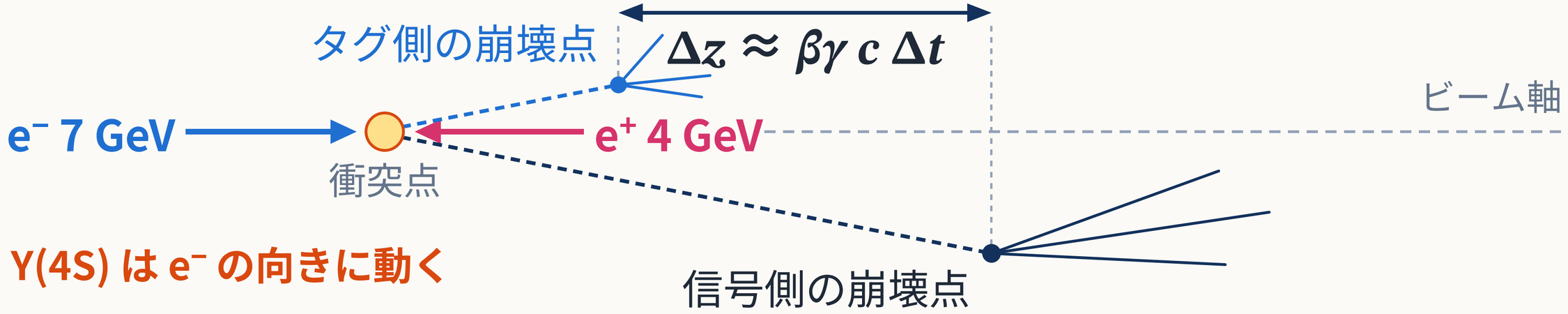
信号を見つける

$J/\psi\, K_S$ に壊れた B

Bファクトリー：Belle・Belle II (日本)、BaBar (米国)

① Δt を距離で測る — ブースト

異なるエネルギーのビームを衝突させて B をブーストさせ、時間差を距離 Δz で測る



	Belle	Belle II
ビームエネルギー (e^- / e^+、GeV)	8 / 3.5	7 / 4
ブースト $\beta\gamma$	0.425	0.287
$\lvert\Delta z\rvert$ の平均	**193 μm**	**130 μm**

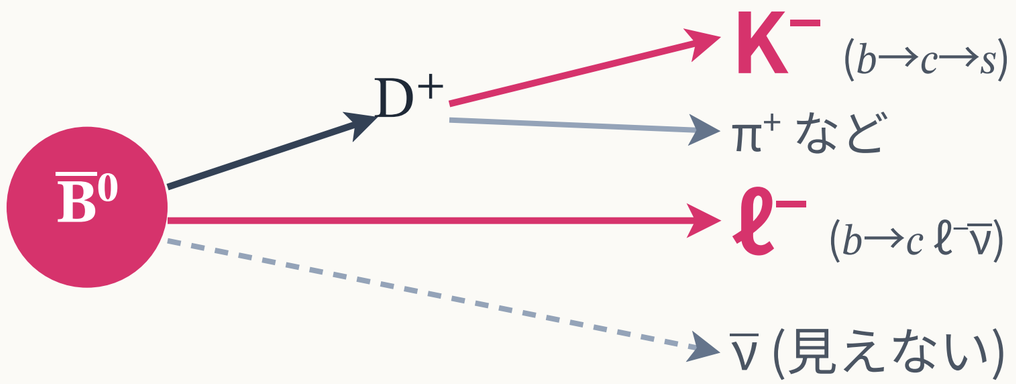
対称な衝突なら B はほぼ止まっていて
飛距離は 30 μm ほど

1 ps → 86 μm (Belle II)
→ 崩壊点を**数十 μm の精度**で測る
(ビームのすぐ外側のシリコン検出器)

② フレーバータギング — B^0 か $\overline{B}^0$ か

タグ側の B が壊れてできた粒子の電荷が手がかり

なぜ？ 信号側が B^0 と $\overline{B}^0$ の
どちらから始まったかを知るため



手がかり	B^0 なら	$\overline{B}^0$ なら
速いレプトン	ℓ^+	ℓ^-
K 中間子	K^+	K^-
… ほか多数を機械学習でまとめて判定		

出力：**$q = \pm 1$ とまちがい確率 w**

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{tag}}(1-2w)^2$$

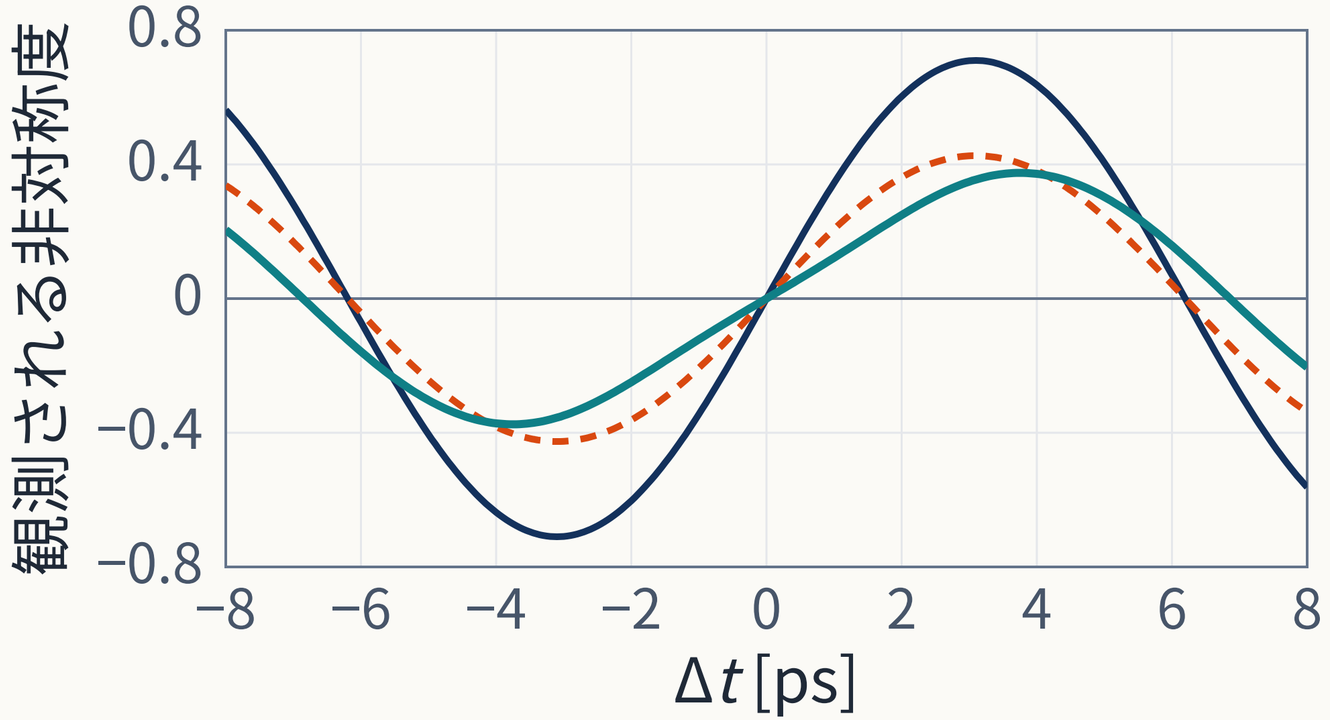
ε_{tag}：タグできた割合
$(1-2w)^2$：まちがいで精度が落ちる分
統計誤差 $\propto 1/\sqrt{(N\,\varepsilon_{\text{eff}})}$

実験	ε_{eff}
Belle (2012)	29.8 ± 0.4 %
Belle II (GFlaT*, 2024)	**37.4 ± 0.6 %**

* グラフニューラルネット利用 (PRD 110, 012001)

非対称度がぼやける — タグのまちがいと分解能

観測される波は、理想より小さく、なまる



② タグのまちがい

$(1 - w) - w = \mathbf{(1 - 2w)}$ **倍**

① 時間分解能

波がなまる

***w* と分解能の決め方**

崩壊でフレーバーが分かる

$B^0 \to D^- \pi^+$ などの

混合の振動で決める

図は説明用の例

③ 信号を選ぶ — M_{bc} と ΔE

重心系では B のエネルギー = ビームのエネルギー

不変質量　$M_{\mathrm{bc}} = \sqrt{\left(E_{\mathrm{beam}}^{*2} - |\boldsymbol{p}_{\mathrm{B}}^{*}|^2 \right)}$

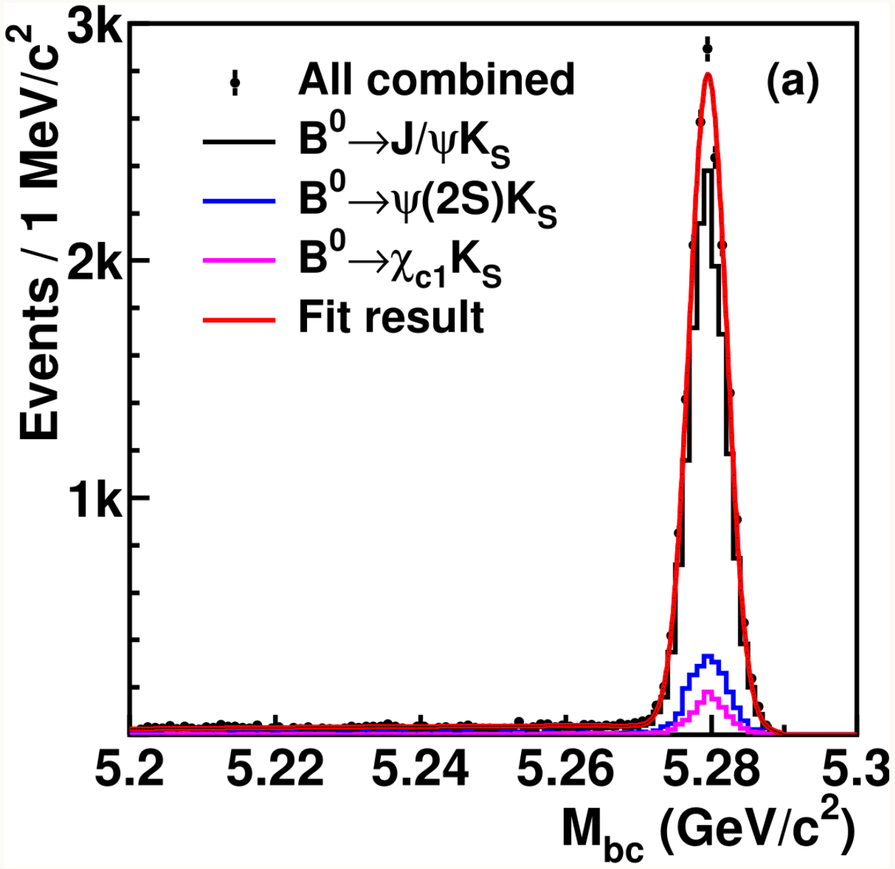
エネルギー差　$\Delta E = E_{\mathrm{B}}^{*} - E_{\mathrm{beam}}^{*}$

* = 重心系の量、E_{beam}^{*} = 5.29 GeV

信号は $M_{\mathrm{bc}} \approx 5.28$ GeV (B の質量)、
$\Delta E \approx 0$ に集まる

背景：軽いクォーク対 $q\bar{q}$、終状態が似たほかの B 崩壊

$J/\psi\, K_S$ は背景がとても少ない
→ Δt 分布をフィットして S を決める

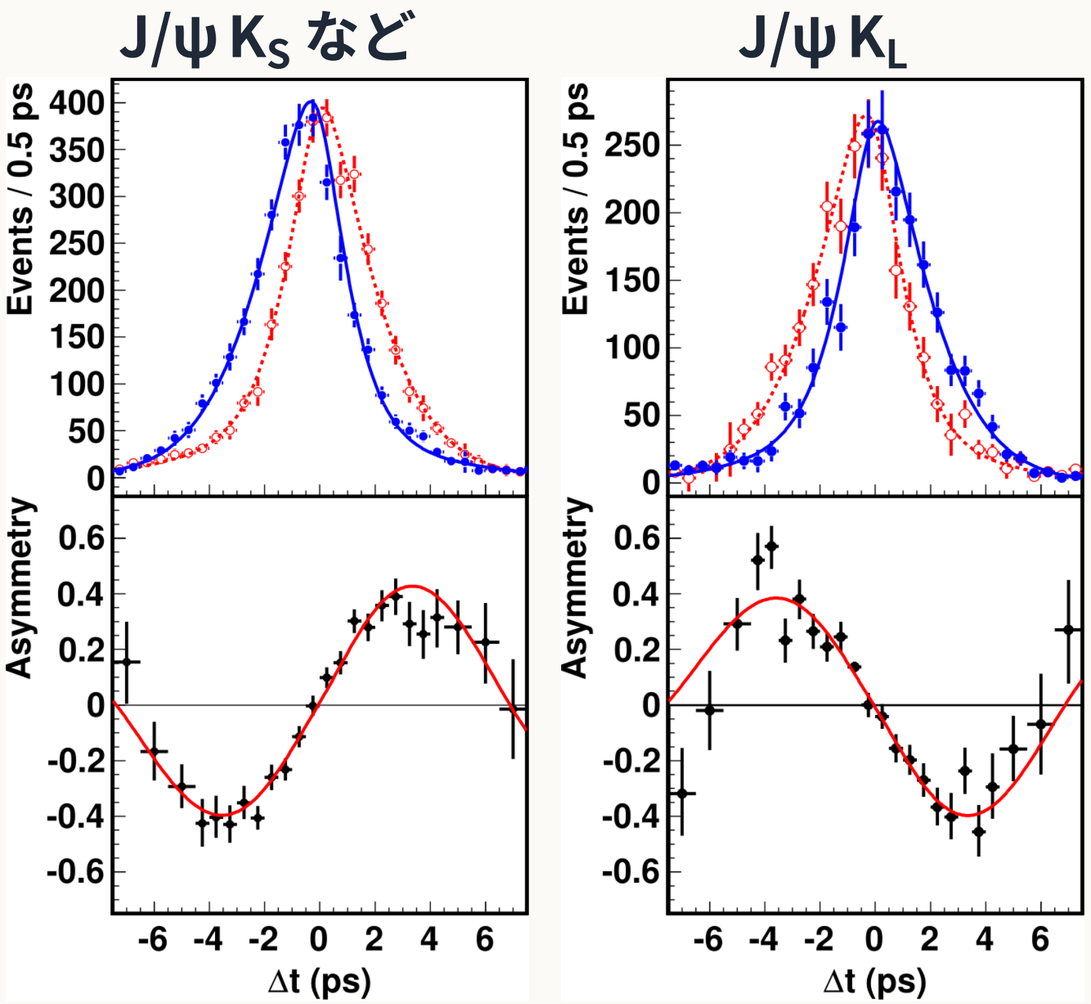


Belle の実データ ($J/\psi\, K_S$ など)
なだらかな部分が背景

図：Belle, PRL 108, 171802 (2012), Fig. 1(a)

結果：B 中間子で大きな CP の破れ

タグで Δt 分布がはっきりずれる



上：**赤 = タグ B^0**、**青 = タグ $\bar{B}^0$**

下：非対称度

Belle 最終結果 (2012年)

7.7億 $B\bar{B}$ 対、$b \to c\bar{c}s$ の4つの崩壊

$$\sin 2\phi_1 = 0.667 \pm 0.023 \pm 0.012$$

$$C = -0.006 \pm 0.016 \pm 0.012$$

(値 ± 統計誤差 ± 系統誤差)

$C \approx 0$：予言どおり

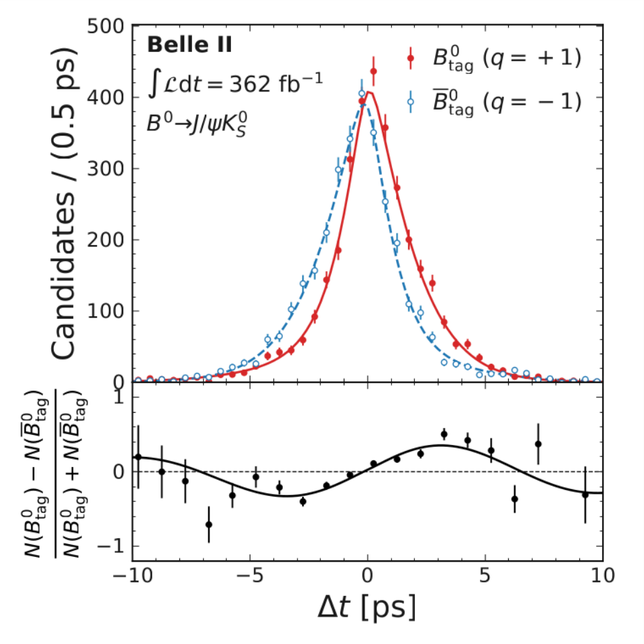
$J/\psi K_L$ (CP の値 +1) では逆向き

図・値：Belle, PRL 108, 171802 (2012), Fig. 2

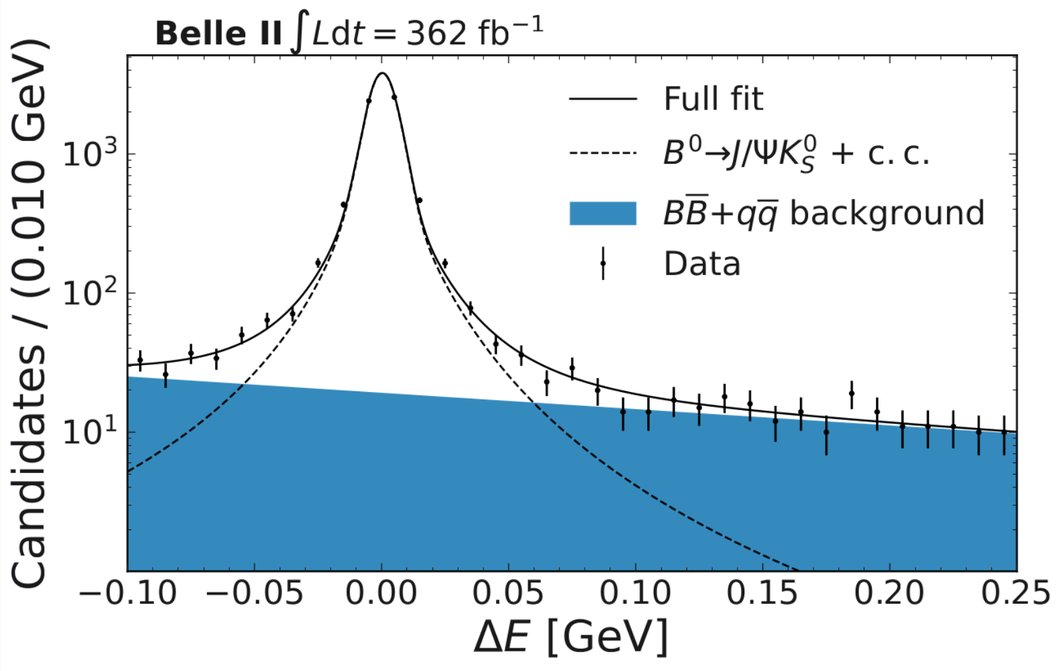
Belle II の最新結果 — Belle と比べる

B 中間子の数は Belle の半分でも、$J/\psi K_S$ だけの精度はほぼ同じ

Δt 分布と非対称度



信号の数え方：ΔE



	Belle 2012年	Belle II 2024年
$B\overline{B}$ 対	7.7 億	**3.9 億**
信号の数	12649	6390
S	0.670	0.724
統計誤差	± 0.029	**± 0.035**
系統誤差	± 0.013	**± 0.009**

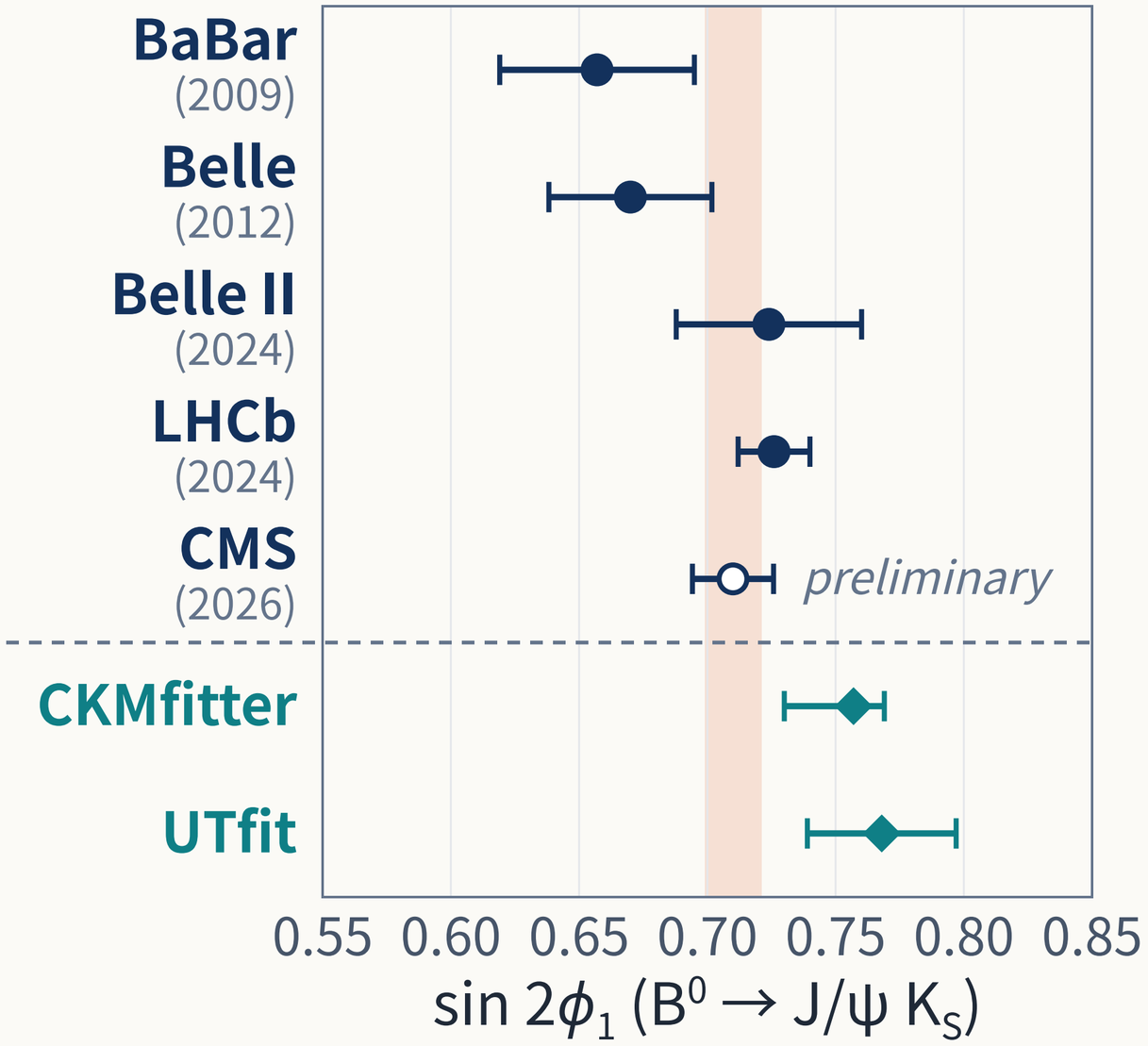
赤 = タグ B^0、青 = タグ $\overline{B}^0$

$M_{\rm bc} > 5.27$ GeV で選び、
ΔE で信号を数える

同じ信号数なら統計誤差は Belle より **14%** 小さい
(タグの改良だけで約 11%)
系統誤差も Belle より小さい

図・値：Belle II, PRD 110, 012001 (2024), Fig. 7, 8 (CC BY 4.0) / Belle：PRL 108, 171802 (2012), Table II

世界の sin 2ϕ_1 測定



e^+e^- と pp、
異なる衝突の実験が同じ答え

帯 = 世界平均

sin 2ϕ_1 = 0.710 ± 0.011

(精度 1.5%)

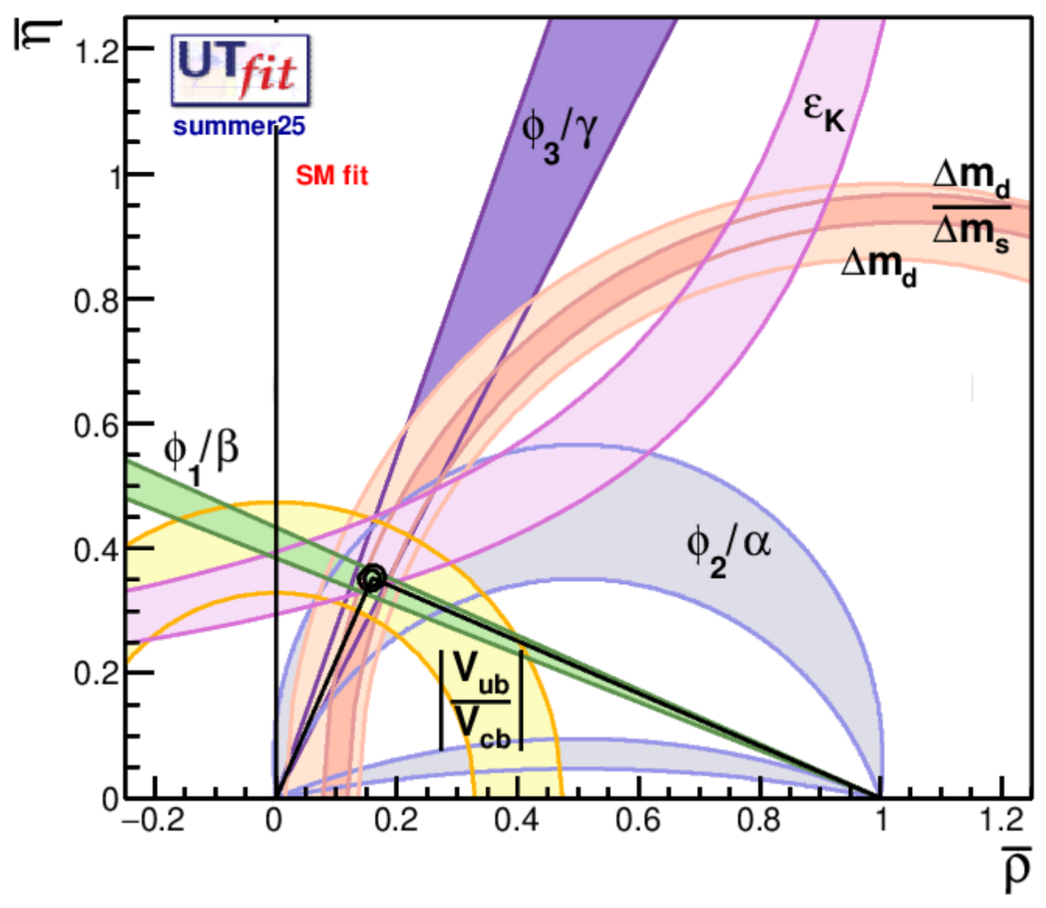
→ ϕ_1 = (22.6 ± 0.4)°

ϕ_1 以外の測定からの予想は
0.757 (CKMfitter)、**0.768** (UTfit)
→ 直接の測定より 1.6〜1.9σ 高め

値：HFLAV Summer 2025 (帯は b→c$\bar{c}$s 全体の平均)、CMS-PAS-BPH-26-005 (平均には入っていない)、CKMfitter、UTfit

測定で決まったユニタリティ三角形

いろいろな測定の帯が、1点で重なる



色の帯 = 各測定が許す頂点の範囲

角	現在の値	主な測定
ϕ_1 (β)	**$(22.6 \pm 0.4)°$**	**$B^0 \to J/\psi K_S$**
ϕ_2 (α)	$(84.1^{+3.7}_{-3.0})°$	$B \to \pi\pi, \rho\rho$
ϕ_3 (γ)	$(66.4^{+2.7}_{-2.8})°$	$B \to DK$

3つの角の和 = $173^{+5}_{-4}°$ (180° と矛盾しない)

現状：誤差の範囲で三角形は閉じている
→ 精度を上げ、閉じない兆し
(新しい物理) を探す

図：UTfit Summer 2025, PoS(EPS-HEP2025)302, Fig. 3 (CC BY-NC-ND 4.0)、値：PDG 2026 の CKM レビュー

これから — 新しい CP の破れを探す

標準模型の破れでは、物質が残るには桁ちがいに足りない

$\sin 2\phi_1$ の誤差	± 0.011	Belle II (目標 50 ab^{-1})：統計 ± 0.003、系統 ± 0.007
		LHCb Upgrade II (計画中、300 fb^{-1})：統計 ± 0.003 未満

Belle II の現状 (2026年6月)

累計 **914 fb^{-1}**

Y(4S) のデータ量で Belle を超えた

ルミノシティ (衝突の頻度) は**世界最高**

LHCb

再構成効率は低いが、

Belle II とは比べものにならない

大統計で進む

同じ角を、ツリー・ループ・別の崩壊で何通りも測って比べる

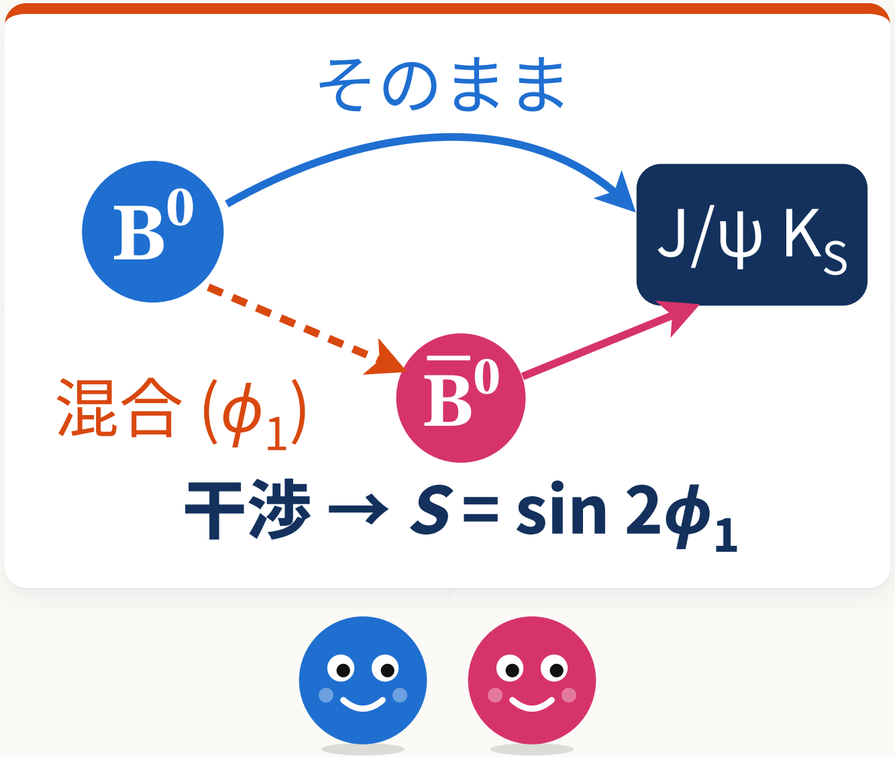
= **新物理探索**の戦略の1つ

Belle II：arXiv:2207.06307 (2022年の見通し)、belle2.org、KEK プレスリリース (2026年6月5日)、LHCb：arXiv:1808.08865

まとめ

干渉と崩壊時間の測定で、CKM の位相が直接見える

1. **CP の破れ**：物質が残るために必要
2. 源：**CKM 行列の位相** (角 ϕ_1)
3. $B^0 \rightleftarrows \overline{B}^0$ **混合**で干渉
   → 波 $S \sin(\Delta m \Delta t)$
4. 崩壊時間とタギングで
   $\sin 2\phi_1 = 0.710 \pm 0.011$



今回は省略：Belle II はユニタリティ三角形の辺と角をすべて測れる実験
特に、中性粒子 (π^0、γ、K_L など) を含む崩壊が Belle II の強み

参考文献 — 引用した測定と資料

- Belle PRL 87, 091802 / BaBar PRL 87, 091801 (2001)
- Belle PRL 108, 171802 (2012)
- Belle II PRD 107, L091102 (2023)：B^0 の寿命と混合
- Belle II PRD 110, 012001 (2024)：GFlaT, sin $2\phi_1$
- CMS preliminary (2026)：CMS-PAS-BPH-26-005
- M. Dorigo et al., PRD 112, 032011 (2025)：崩壊点の精度
- UTfit, PoS(EPS-HEP2025)302：三角形の全体フィット
- PDG, Review of Particle Physics / HFLAV averages
- Belle II Snowmass 白書 arXiv:2207.06307 / LHCb Upgrade II arXiv:1808.08865

もっと学ぶには

過去の FPWS 講義

- 小貫良行「Belle(II)でのCPVの物理」FPWS2017
- H. Bae「CP violation」FPWS2023、「CP対称性の破れ」FPWS2025
- 津村浩二「素粒子標準模型」FPWS2014

教科書・レビュー

- I. I. Bigi, A. I. Sanda, “CP Violation” (Cambridge)
- Belle II Physics Book, PTEP 2019, 123C01

論文

- Christenson et al., PRL 13, 138 (1964) / Kobayashi, Maskawa, PTP 49, 652 (1973)
- Carter, Sanda (1980, 81) / Bigi, Sanda (1981)

補足：なぜ3世代で位相が1つ残るのか

N 世代の CKM 行列 V は、$N \times N$ のユニタリ行列

	$N=2$	$N=3$
❶ 実数のパラメータを数える		
成分：複素数 N^2 個 = 実数 $2N^2$ 個	8	18
ユニタリの条件：実数で N^2 個	4	9
各列の長さが 1：N 個	2	3
2つの列の内積が 0：$N(N-1)/2$ 組 × 2 (実部と虚部)	2	6
残り：$2N^2 - N^2 = N^2$ 個	4	9
❷ 回転角と位相に分ける		
成分がすべて実数なら、自由なのは回転の角度だけ		
回転角：座標軸 2 本で決まる面の数 $N(N-1)/2$	1	3
位相：残りの $N^2 - N(N-1)/2 = N(N+1)/2$	3	6

補足：消せる位相を引くと、3世代で1つ残る

クォークごとに位相の基準を変えても、物理は同じ

	$N=2$	$N=3$
これまでの式 位相：$N(N+1)/2$ 個	3	6
❸ クォークの位相を選び直して、V の位相を消す		
クォークの場の位相：N 世代 × 2 種類 = $2N$ 個	4	6
V_{ub} の位相は、u と b の位相の差だけ変わる		
全部を同じだけ回す 1 個は、差が 0 で V を変えない	1	1
消せる位相：$2N-1$ 個	3	5
❹ 残る位相 = $N(N+1)/2-(2N-1)=(N-1)(N-2)/2$	0	**1**

3世代で初めて、CP を破る位相を持てる

Kobayashi, Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)

補足：弱い位相と強い位相

CP 変換で符号が変わるのは、CKM の位相だけ

弱い位相 θ：符号が反転

相互作用 $g\,O + g^{*}\,O^{\dagger}$

CP：$O \rightleftarrows O^{\dagger}$ → 反粒子は $\boldsymbol{g^{*}}$

$e^{i\theta} \to e^{-i\theta}$

強い位相 δ：同じ

崩壊でできた粒子どうしの

強い力の散乱でつく

強い力は CP を保つ

$$A = \Sigma_k\, a_k\, e^{i\delta_k}\, e^{i\theta_k} \qquad \overline{A} = \Sigma_k\, a_k\, e^{i\delta_k}\, e^{-i\theta_k}$$

効くのは、2つの過程の位相の**差**

補足：CP の破れ方は3通り

何と何が干渉するかで分ける

タイプ	干渉する2つ	例
① 崩壊での破れ	ツリーとペンギン	$B^0 \to K^+\pi^-$ $\bar{B}^0$ の方が 15% 少ない
② 混合での破れ	混合の中の2つの過程	$K_L \to \pi \ell \nu$ の 電荷の非対称
③ 混合と崩壊の干渉 **(時間依存 CP の破れ)**	**そのまま と** **混合してから**	**$B^0 \to J/\psi\, K_S$**

③ は効果が大きく、理論の不確かさも小さい

値：PDG 2026

補足：混合の式 — 質量の決まった2つの状態から

B^0 を、質量が少し異なる B_L, B_H に分けて計算する

❶ $B_L = p\,B^0 + q\,\overline{B}^0$、$B_H = p\,B^0 - q\,\overline{B}^0$ (p, q：混ざり方を表す複素数)

→ 2つを足すと $B^0 = (B_L + B_H)/2p$

❷ B_L, B_H は $e^{-im_L t}$, $e^{-im_H t}$ で回り、$e^{-t/2\tau}$ で減る (崩壊幅の差は無視)

$$|B^0(t)\rangle \;= e^{-t/2\tau}\,[\; e^{-im_L t}\,|B_L\rangle \;+ e^{-im_H t}\,|B_H\rangle \;]\,/\,2p$$

❸ B_L, B_H を B^0, $\overline{B}^0$ に戻して、まとめ直す

$$|B^0(t)\rangle \;= e^{-t/2\tau}\,[\; \underbrace{(e^{-im_L t} + e^{-im_H t})/2}_{\text{和}}\;|B^0\rangle \;+ (q/p)\;\underbrace{(e^{-im_L t} - e^{-im_H t})/2}_{\text{差}}\;|\overline{B}^0\rangle \;]$$

B^0 の係数は同じ ($+p$ と $+p$) → 和、$\overline{B}^0$ の係数は符号が逆 ($+q$ と $-q$) → 差

補足：混合の式 — 和と差が cos と i sin になる

平均の質量 $m = (m_H + m_L)/2$ と、差 $\Delta m = m_H - m_L$ で書く

これまでの式

$$|B^0(t)\rangle = e^{-t/2\tau}\left[\ (e^{-im_L t} + e^{-im_H t})/2\ |B^0\rangle + (q/p)\ (e^{-im_L t} - e^{-im_H t})/2\ |\overline{B}^0\rangle\ \right]$$

❹ e^{-imt} をくくり出す

和 $e^{-im_L t} + e^{-im_H t} = e^{-imt}\,(e^{i\Delta m\, t/2} + e^{-i\Delta m\, t/2}) = e^{-imt} \times 2\cos(\Delta m\, t/2)$

差 $e^{-im_L t} - e^{-im_H t} = e^{-imt}\,(e^{i\Delta m\, t/2} - e^{-i\Delta m\, t/2}) = e^{-imt} \times 2i\sin(\Delta m\, t/2)$

❺ 和と差を入れる (2 と 1/2 が消える)

$$|B^0(t)\rangle = e^{-imt\, -\, t/2\tau}\left[\ \cos(\Delta m\, t/2)\ |B^0\rangle + i\,(q/p)\sin(\Delta m\, t/2)\ |\overline{B}^0\rangle\ \right]$$

混合の i は、2つの波の差から出る

補足：混合の式で使う2つの近似

B^0 では、どちらもよい近似

近似1：$\Delta\Gamma_d \approx 0$　B_L と B_H の崩壊幅の差：$\Delta\Gamma_d/\Gamma_d = 0.005 \pm 0.010$

$$P(B^0) = e^{-t/\tau}\,[\underbrace{\cosh(\Delta\Gamma_d t/2)}_{\approx 1} + \cos\Delta m\, t]/2 \approx e^{-t/\tau}\,(1+\cos\Delta m\, t)/2$$

近似2：$|q/p| \approx 1$　$|q/p| = 1.0010 \pm 0.0008$ ($\neq 1$ なら混合での破れ)

$B^0 \to \overline{B}^0$ と $\overline{B}^0 \to B^0$ の確率が同じになる

2つで $a_{CP} = S\sin(\Delta m\, t) - C\cos(\Delta m\, t)$ の形になる

B_s では $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 0.118 \pm 0.006$ で、無視できない

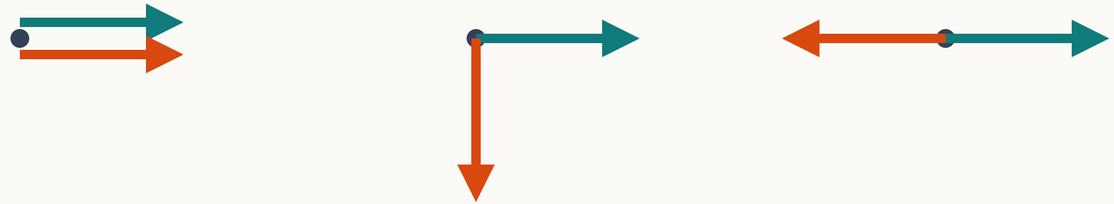
値：HFLAV (PDG 2026)

補足：Δm_d とは — 質量の差が振動の速さ

質量の決まった状態は、B_H (重い) と B_L (軽い)

$$B^0 \propto B_L + B_H, \quad \overline{B}^0 \propto B_L - B_H$$

→ B_L → B_H



ずれ 0°
B^0 だけ

90°
$t = 3.1$ ps
半々

180°
$t = 6.2$ ps
$\overline{B}^0$ だけ

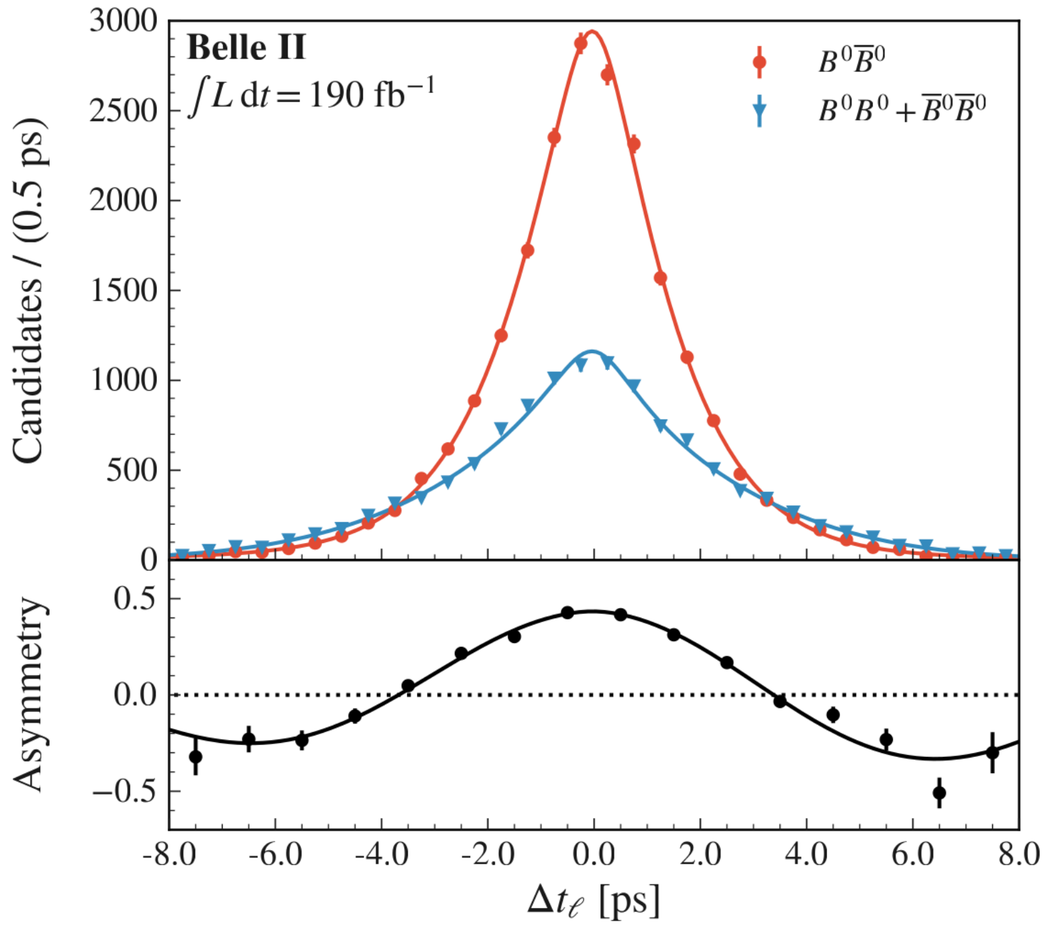
位相のずれ $\Delta m_d\, t$ が増える
和 → B^0、差 → $\overline{B}^0$

$\Delta m_d = 0.507\ \mathrm{ps}^{-1}$
$= \mathbf{3.3 \times 10^{-4}\ eV}$
B の質量の 6.3×10^{-14}
→ ごくわずかな差

値：PDG 2026。B_L, B_H の式の符号は規約による

補足：実データで見る B^0–$\overline{B}^0$ 混合 (Belle II)

$B^0 \to D^{(*)-}\pi^+$ では、混合の振動がそのまま見える



2つの B の、壊れたときのフレーバー

赤 = 逆のフレーバー

B^0 と $\overline{B}^0$ (生まれたときと同じ組)

青 = 同じフレーバー

B^0B^0 か $\overline{B}^0\overline{B}^0$ (あとから混合した)

下段：非対称度 (cos の振動)

$$\Delta m_d = 0.516 \pm 0.008 \pm 0.005\ \mathrm{ps}^{-1}$$

$$\tau = 1.499 \pm 0.013 \pm 0.008\ \mathrm{ps}$$

世界平均と一致

図・値：Belle II, PRD 107, L091102 (2023), 190 fb^{-1} (図：CC BY 4.0)

補足：干渉の式 — ベクトルの足し算の形にする

$B^0, \bar{B}^0$ から始めた振幅を $a_1 + a_2\, e^{i(\delta \pm \theta)}$ の形に

1. 2つの過程の振幅を足す

$A_f, \overline{A}_f$: $B^0, \bar{B}^0 \to f$ の振幅、$\lambda = (q/p)(\overline{A}_f/A_f)$

$$A(t) \propto A_f\,[\cos(\Delta m\, t/2) + i\,\lambda\,\sin(\Delta m\, t/2)]$$
$$\overline{A}(t) \propto \overline{A}_f\,[\cos(\Delta m\, t/2) + i\,(1/\lambda)\,\sin(\Delta m\, t/2)]$$

2. $J/\psi\, K_S$ ：$\lambda = -e^{-2i\phi_1}$、$i = e^{i\cdot 90^\circ}$、$-1 = e^{i\cdot 180^\circ}$

$$A \propto a_1 + a_2\, e^{i(270^\circ - 2\phi_1)},\quad \overline{A} \propto a_1 + a_2\, e^{i(270^\circ + 2\phi_1)}$$

$a_1 = \cos(\Delta m\, t/2)$, $a_2 = \sin(\Delta m\, t/2) \to$ **$\delta = 270^\circ$、$\theta = -2\phi_1$**

補足：干渉の式 — 2乗して $S = \sin 2\phi_1$

$a_1 = \cos(\Delta m\, t/2)$、$a_2 = \sin(\Delta m\, t/2)$ の2本のベクトルを足す

3. 2乗する ($a_1^2 + a_2^2 = 1$)

$$|A|^2 = 1 + 2a_1a_2\cos(270° - 2\phi_1) = 1 - 2a_1a_2\sin 2\phi_1$$
$$|\overline{A}|^2 = 1 + 2a_1a_2\cos(270° + 2\phi_1) = 1 + 2a_1a_2\sin 2\phi_1$$

4. 差を和 (= 2) で割る ($2a_1a_2 = \sin\Delta m\, t$)

$$\frac{|\overline{A}|^2 - |A|^2}{|\overline{A}|^2 + |A|^2} = \sin 2\phi_1 \sin(\Delta m\, t) \to \boldsymbol{S = \sin 2\phi_1}$$

一般の λ ($|\lambda| = 1$) でも $S = \mathrm{Im}\,\lambda$

補足：S と C の式を導く — 振幅の2乗まで

時刻 t の状態から、f への振幅を書いて2乗する

1. 時刻 t の状態 (c, $s = \cos, \sin(\Delta m\, t/2)$)

$$\mathrm{B}^0(t) = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}mt\,-\,t/2\tau}\,[c\,\mathrm{B}^0 + \mathrm{i}\,(q/p)\,s\,\overline{\mathrm{B}}^0]$$
$$\overline{\mathrm{B}}^0(t) = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}mt\,-\,t/2\tau}\,[c\,\overline{\mathrm{B}}^0 + \mathrm{i}\,(p/q)\,s\,\mathrm{B}^0]$$

2. f への振幅 ($\lambda = (q/p)(\overline{A}_f/A_f)$ でくくる)

$$A(t) \propto A_f\,(c + \mathrm{i}\lambda\, s)$$
$$\overline{A}(t) \propto (p/q)\,A_f\,(\lambda\, c + \mathrm{i}s)$$

3. 2乗する ($|q/p| = 1$)

$$|c + \mathrm{i}\lambda\, s|^2 = c^2 + |\lambda|^2 s^2 - 2cs\,\mathrm{Im}\,\lambda$$
$$|\lambda\, c + \mathrm{i}s|^2 = |\lambda|^2 c^2 + s^2 + 2cs\,\mathrm{Im}\,\lambda$$

補足：S と C の式を導く — sin と cos に分ける

倍角の公式：$c^2, s^2 = (1 \pm \cos \Delta m\, t)/2$、$2cs = \sin \Delta m\, t$

4. 崩壊率を sin と cos の項に分ける

$$\Gamma(\mathrm{B}^0(t) \to f) \propto \mathrm{e}^{-t/\tau}\, \frac{1 + |\lambda|^2}{2}\, [1 - \boldsymbol{S} \sin \Delta m\, t + \boldsymbol{C} \cos \Delta m\, t]$$

$\overline{\mathrm{B}}^0$ からは $[1 + \boldsymbol{S} \sin \Delta m\, t - \boldsymbol{C} \cos \Delta m\, t]$

$$\boldsymbol{S} = \frac{2\,\mathrm{Im}\,\lambda}{1 + |\lambda|^2}, \quad \boldsymbol{C} = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2}$$

5. 差を和で割る (前の因子は消える)

$$a_{\mathrm{CP}}(t) = \frac{\Gamma(\overline{\mathrm{B}}^0(t) \to f) - \Gamma(\mathrm{B}^0(t) \to f)}{\Gamma(\overline{\mathrm{B}}^0(t) \to f) + \Gamma(\mathrm{B}^0(t) \to f)} = \boldsymbol{S} \sin(\Delta m\, t) - \boldsymbol{C} \cos(\Delta m\, t)$$

補足：$J/\psi K_L$ で S の符号が逆になる理由

終状態の CP の値 η_{CP} が $J/\psi K_S$ と逆

$$\eta_{CP} = (J/\psi \text{ の CP}) \times (K \text{ の CP}) \times (-1)^L$$

終状態	J/ψ	K	$(-1)^L$	η_{CP}
$J/\psi K_S$	+1	+1	−1	**−1**
$J/\psi K_L$	+1	−1	−1	**+1**

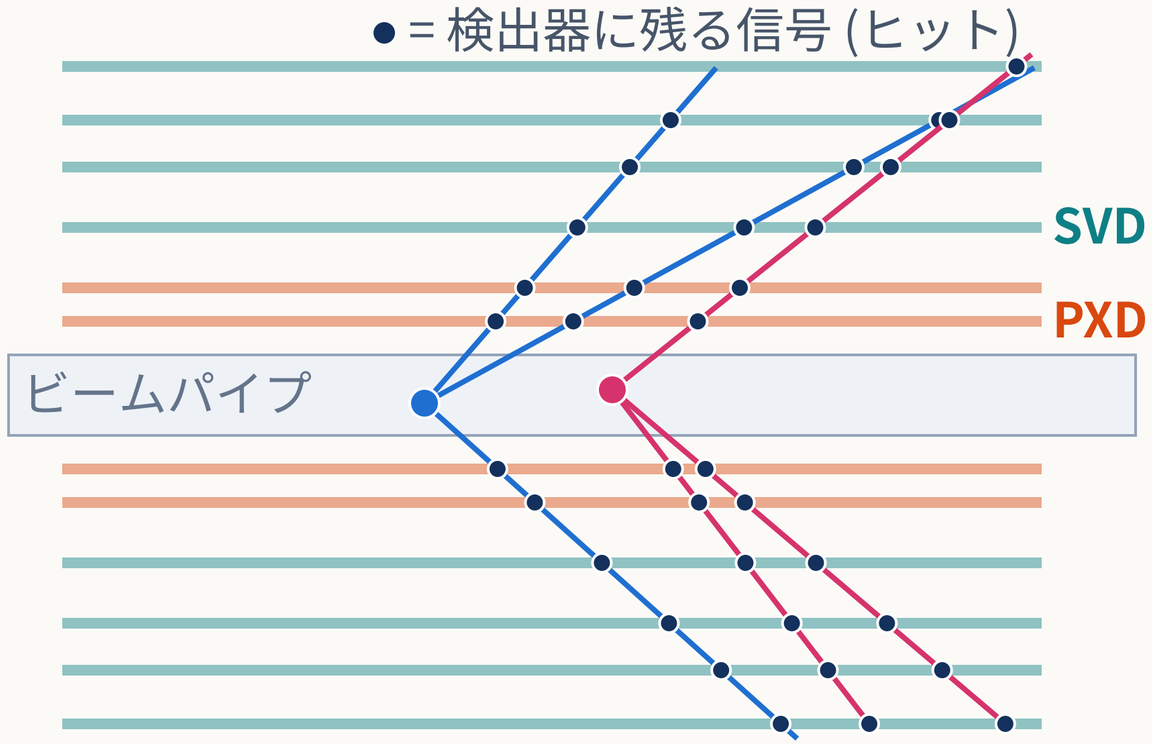
$L = 1$：B (スピン 0) →
J/ψ (スピン 1) + K (スピン 0)

$$\lambda = \eta_{CP}\, e^{-2i\phi_1} \to S = -\eta_{CP} \sin 2\phi_1$$

$J/\psi K_L$ の逆向きの非対称 = CP の値どおり

補足：崩壊点を測る — シリコン崩壊点検出器

シリコンで飛跡を測り、崩壊点までたどる



模式図 (縮尺は誇張)

Belle II	半径
PXD (ピクセル)	14, 22 mm
SVD (ストリップ)	39〜135 mm

崩壊点の精度

B_{CP} **25 µm**、B_{tag} **30 µm**

(Belle の B_{tag} は 100 µm)

タグ側は D の飛行でずれる

→ 分解能関数に入れる

補足：有効タグ効率 ε_{eff} — 各実験の値

完璧なタグなら何 % 分の統計か

$$\sigma(S) \propto \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_{\text{tag}}(1-2w)^2\, N)}} = \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon_{\text{eff}}\, N)}}$$

ε_{tag}：タグできた割合

w：まちがう確率

実際は確からしさ r で7つに分けて

$\varepsilon_{\text{eff}} = \Sigma_i\, \varepsilon_i (1-2w_i)^2$

実験	ε_{eff}
BaBar (2009)	31.2 ± 0.3 %
Belle (2012)	29.8 ± 0.4 %
Belle II (以前の方式)	31.7 ± 0.5 %
Belle II (GFlaT)	**37.4 ± 0.6 %**

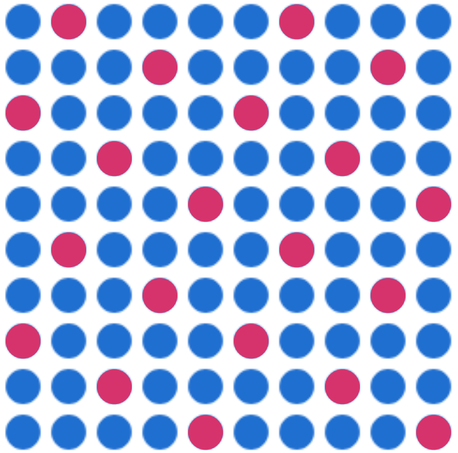
GFlaT：同じデータで 18% 向上

BaBar PRD 79, 072009 / Belle PRL 108, 171802 / Belle II PRD 110, 012001 (2024)。誤差は統計と系統の二乗和

補足：有効タグ効率を図で見る

まちがえた 20 事象が、正しい 20 事象分の差を打ち消す → 差に効くのは 60 事象分

100 事象 ($w = 0.2$)



正しい 80

逆 20

残る 80 − 20 = **60**

ゆらぎ $\sqrt{100}$ = **10**

60 / 10 = **6**

同じ精度 ⇔

まちがいなし 36 事象



残る **36**

ゆらぎ $\sqrt{36}$ = **6**

36 / 6 = **6**

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{tag}}(1-2w)^2 \quad \rightarrow \quad 100 \times 0.6^2 = \mathbf{36}\ \text{事象分}$$

補足：B^0 から K^- (逆の電荷) が出る場合

K だけでは、タグをまちがえる

出どころ	B^0 での流れ	K
ふつう	$\bar{b} \to \bar{c} \to \bar{s}$	K^+
W からチャーム	**$W^+ \to c\,\bar{s}$、$c \to s$**	**K^-**
$s\bar{s}$ の対	途中で $s\bar{s}$ ができる	K^+K^-

B^+, B^0 ($\bar{b}$ を含む) 100 個の崩壊で出る個数 (平均)	
K^+ (正しい符号)	66 ± 5
K^- (逆の符号)	**13 ± 4**

ほかの手がかりも合わせて
事象ごとの w を出す

平均の個数：PDG 2025 (ARGUS, Z. Phys. C 62, 371 (1994)、BaBar, PRD 75, 072002 (2007)) / タギング：Belle II, EPJC 82, 283 (2022)

補足：タグのまちがいと分解能を確率分布に入れる

本編の「ぼやけ」の図は、この式から描いた

$$\text{理想：} P(\Delta t, q) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau}\,[1 + q(S\sin(\Delta m \Delta t) - C\cos(\Delta m \Delta t))]$$

タグのまちがい

$$P_{\text{obs}} = (1 - w)\,P(q) + w\,P(-q)$$

→ 波の高さが **(1 − 2*w*) 倍**

時間分解能

$$P_{\text{obs}}(\Delta t) = \int P(\Delta t')\,R(\Delta t - \Delta t')\,d\Delta t'$$

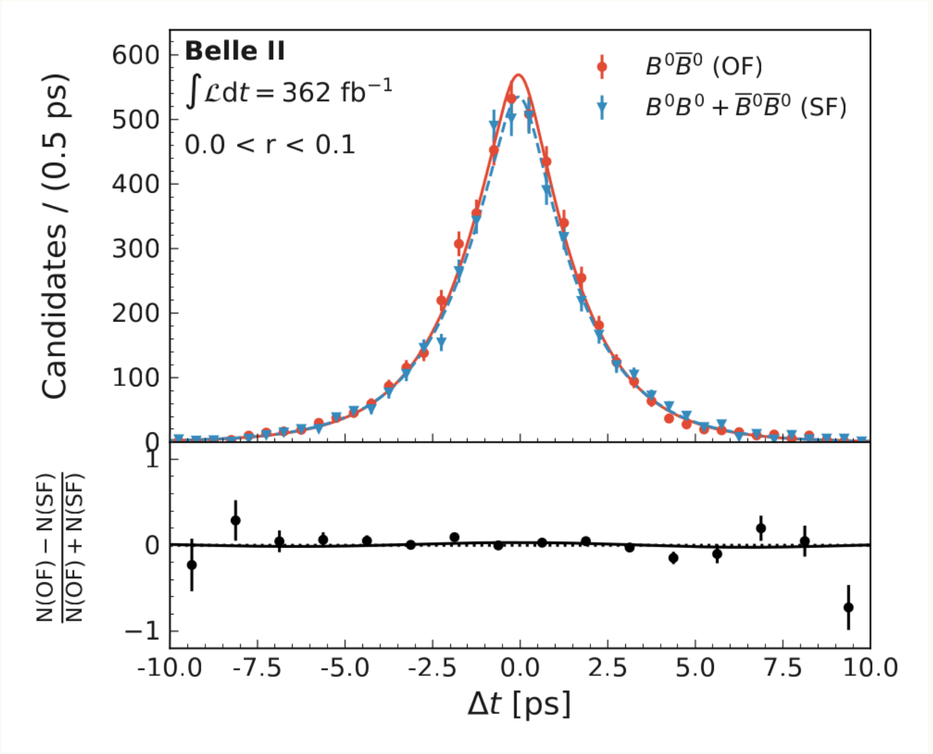
→ 分解能関数 R で**ぼかす**

w と R は、$B^0 \to D^{(*)-}\pi^+$ などの実データで決める

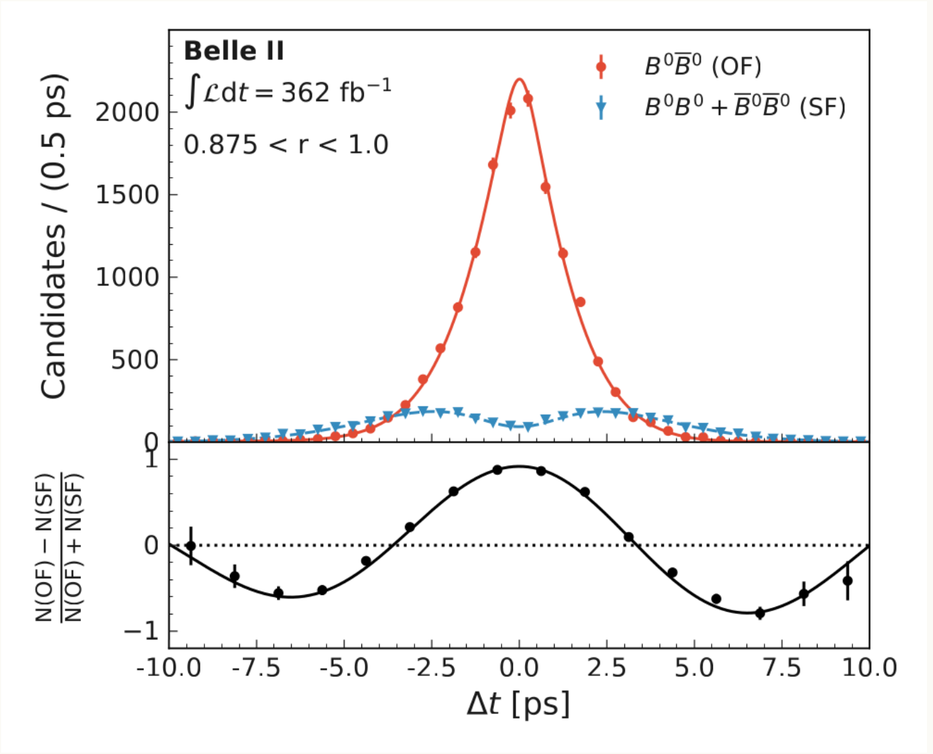
補足：w と分解能を混合の振動で決める

$B^0 \to D^{(*)-}\pi^+$ で、タグの「答え合わせ」をする

タグが不確か ($w \approx 0.5$)



タグが確か (w が小さい)

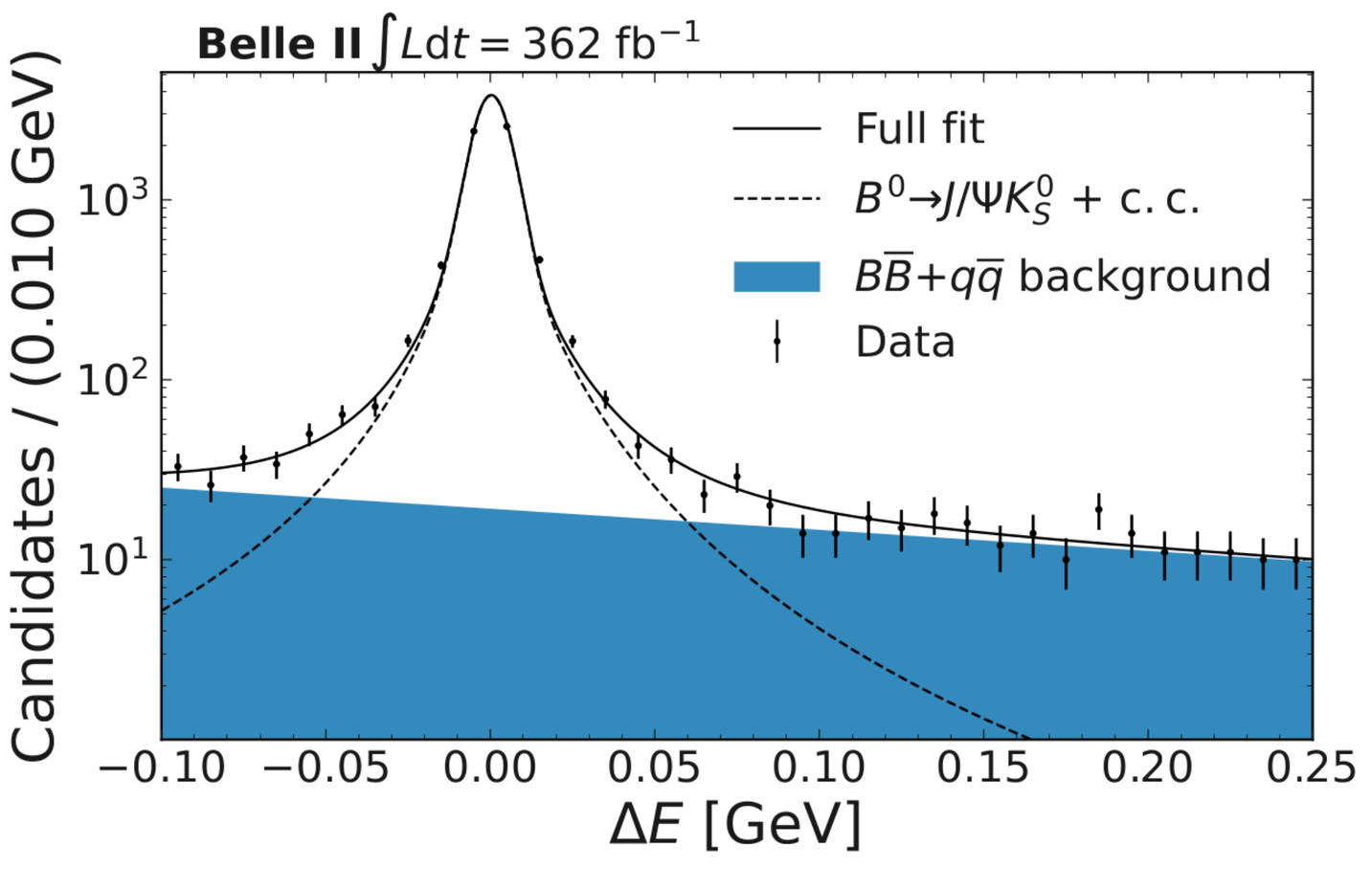


波の高さ → w、なまり方 → 分解能

図：Belle II, PRD 110, 012001 (2024), 362 fb^{-1} (CC BY 4.0)

補足：実データの ΔE 分布 (Belle II, $J/\psi K_S$)

信号は 0 に鋭いピーク、背景はなだらか



縦軸は対数

青 = 背景

ピーク付近は
ほとんど信号

図：Belle II, PRD 110, 012001 (2024), 362 fb^{-1} (CC BY 4.0)

補足：すべてを組み合わせて S と C を決める

最尤法：データに最も合う S, C を探す

$$P(\Delta t, q) = f_{\mathrm{sig}} \cdot P_{\mathrm{sig}}(\Delta t, q; \boldsymbol{S, C}, w) \otimes R + (1 - f_{\mathrm{sig}}) \cdot P_{\mathrm{bkg}} \otimes R_{\mathrm{bkg}}$$

$$P_{\mathrm{sig}} \propto e^{-|\Delta t|/\tau}[1 + q(1-2w)(S \sin(\Delta m \Delta t) - C \cos(\Delta m \Delta t))]$$

f_{sig}：信号らしさ、$\otimes R$：分解能関数でぼかす

データ
$e^+e^- \to \Upsilon(4S)$

→

再構成
$J/\psi K_S$, M_{bc}, ΔE

→

崩壊点・タグ
$\Delta z \to \Delta t$, q, w

→

最尤フィット
S, C を決定

補足：S, C のフィットの3つのやり方

信号らしさ ($M_{\mathrm{bc}}, \Delta E$) を、$\Delta t$ のフィットにどう渡すか

① 同時フィット

$M_{\mathrm{bc}}, \Delta E, \Delta t$ を
一度にフィット

背景の形と相関を
全部書く

② 信号らしさ

事象ごとに f_{sig} を出し
Δt をフィット

背景の Δt の形も要る

例：Belle 2012

③ 重み (sPlot)

背景を統計的に引いて
Δt をフィット

ΔE と Δt の
独立が条件

例：Belle II 2024

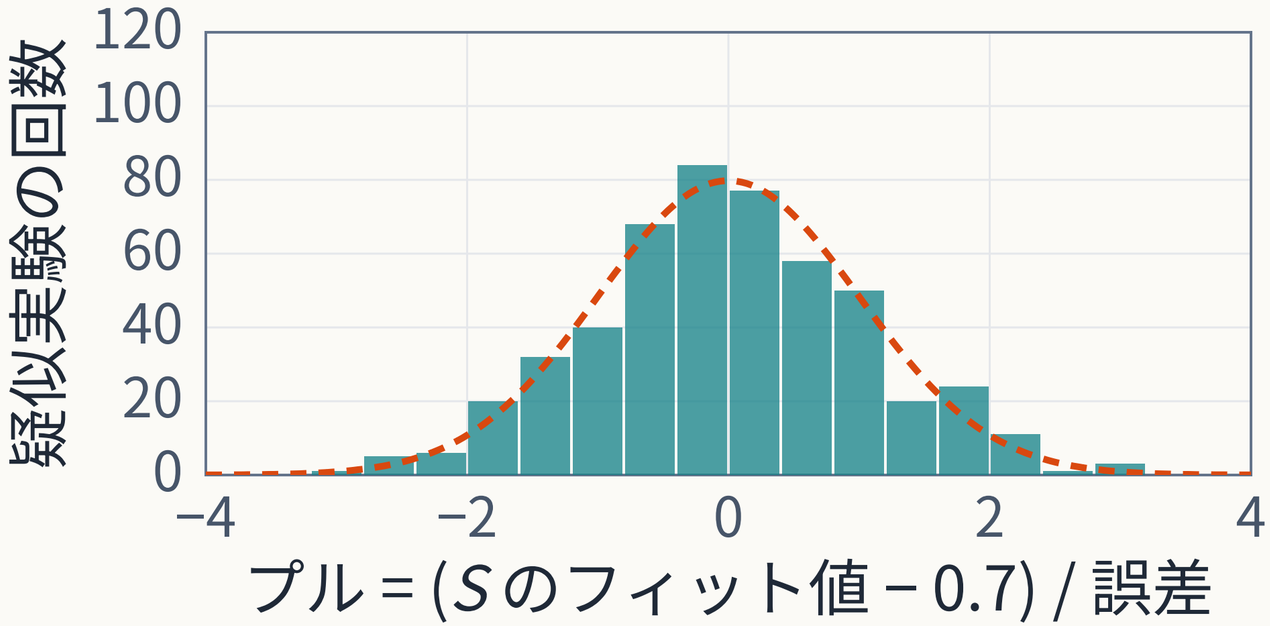
Belle：PRL 108, 171802 (2012) / Belle II：PRD 110, 012001 (2024) / sPlot：M. Pivk, F. R. Le Diberder, NIM A 555, 356 (2005)

補足：トイ MC ― 疑似実験で解析を試す

正解を決めた疑似データでフィットし、偏りと誤差を確かめる

1. 正解を決めて疑似事象を作る
2. 実データと同じフィット
3. 何百回もくり返す
4. **プル** = (値 − 正解) / 誤差

> 平均 ≈ 0 → 偏りなし
> 幅 ≈ 1 → 誤差が正しい



— 疑似実験 500 回　- - ガウス (平均 0、幅 1)

1 回 1000 事象、$S = 0.7$, $C = 0$, $w = 0.2$、シード 20261111

結果：プルの平均 −0.01 ± 0.05、幅 1.04 ± 0.03

補足：Bファクトリーと LHCb を比べる

「きれいな環境」か「圧倒的な数」か

	Belle II (e^+e^-)	LHCb (pp)
B の数	3.9×10^8 対	**1000 倍以上**
B を含む事象	**B 対だけ**	大量の粒子
時間の測り方	B 対の距離 (~0.1 mm)	飛行距離 (~1 cm)
タグ $\varepsilon_{\mathrm{eff}}$	**37%**	数 %
得意	π^0, γ, K_L, ν を含む崩壊	B_s、荷電粒子だけの崩壊

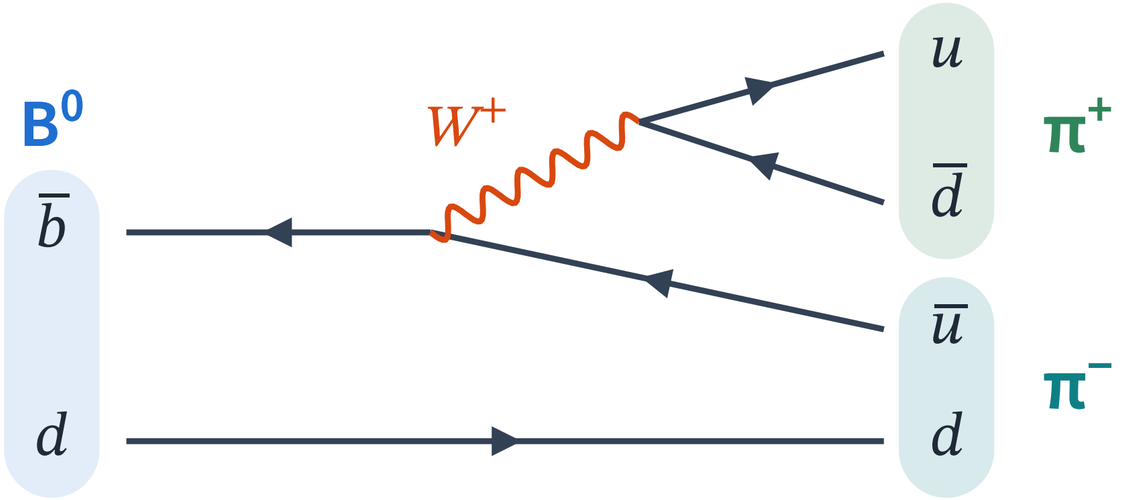
測り方の異なる2つの実験が同じ値 → **信頼できる**

数：Belle II 362 fb^{-1}、LHCb Run 1+2 (検出器がカバーする前方の範囲)。LHCb Upgrade II, arXiv:1808.08865 / 質量：PDG 2026

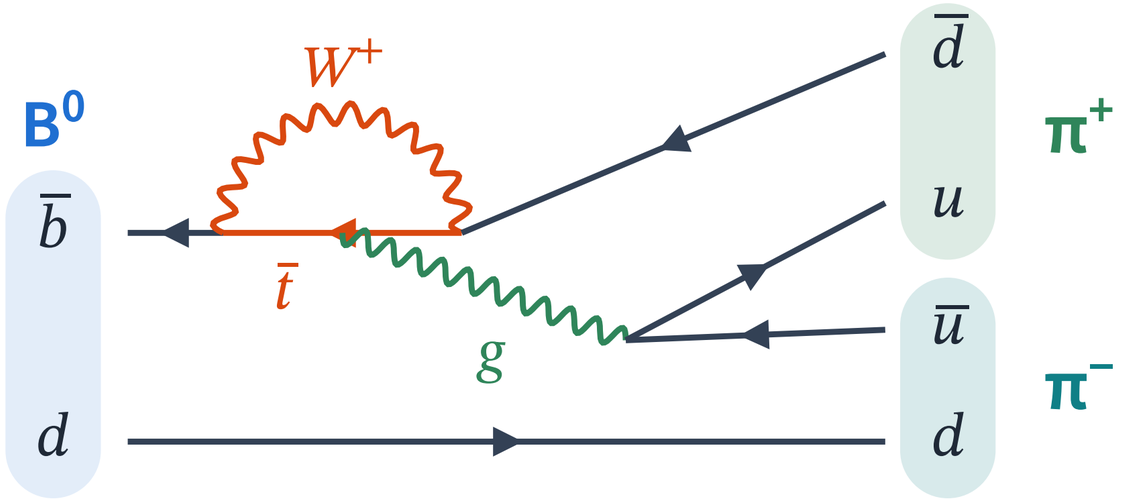
補足：ϕ_2 を測る — $B^0 \to \pi^+\pi^-$

$J/\psi K_S$ と同じく S を測る。崩壊が $b \to u$ に変わると、見える角が ϕ_2 になる

ツリー：$V_{ub}{}^*$ (位相 ϕ_3)



ペンギン：弱い位相が異なる



ツリーだけなら $\lambda = e^{2i\phi_2} \to S = \sin 2\phi_2,\ C = 0$

混合 $2\phi_1$ + 崩壊 $2\phi_3 = 360° - 2\phi_2$　(三角形の角の和は 180°)

補足：ペンギンで S がずれる — $B^0 \to \pi^+\pi^-$

弱い位相が異なるペンギンが混ざると S がずれ、強い位相も異なれば $C \neq 0$ になる

$$S = \sqrt{(1 - C^2)} \sin 2(\phi_2 + \Delta\phi_2)$$

$\Delta\phi_2$：ペンギンによるずれ。$\phi_2 + \Delta\phi_2$ を $\phi_{2,\mathrm{eff}}$ (見かけの ϕ_2) とも書く

$B^0 \to \pi^+\pi^-$	S	C
世界平均 (HFLAV)	-0.67 ± 0.03	**-0.31 ± 0.03**

> $C \neq 0 \to$ ペンギンを無視できない
> $\to$ ずれ $\Delta\phi_2$ を実験データで決めたい

HFLAV (Summer 2025)

補足：アイソスピン解析 — 振幅が三角形をつくる

u と d の入れかえ対称性 (アイソスピン) で、3つの B → ππ の振幅が三角形になる

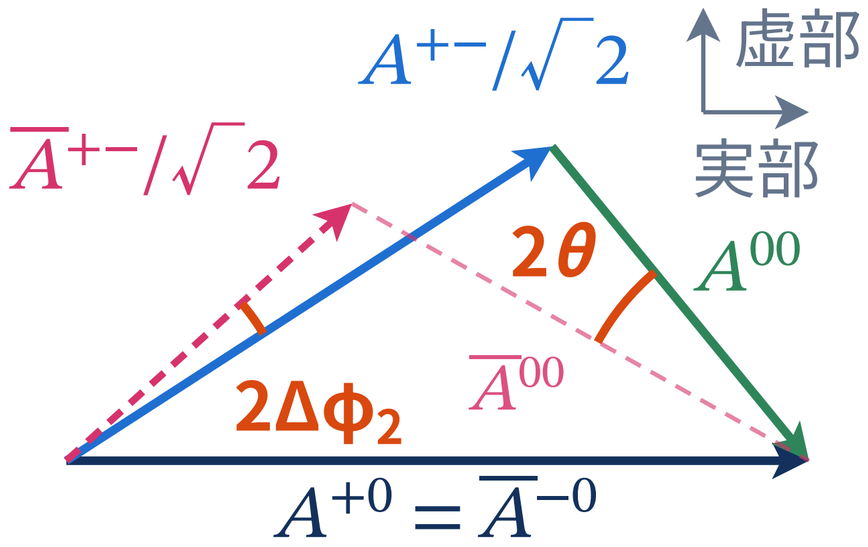
崩壊	振幅	ペンギン	分岐比 (10^{-6})
$B^0 \to \pi^+\pi^-$	A^{+-}	あり	5.37 ± 0.20
$B^0 \to \pi^0\pi^0$	A^{00}	あり	1.46 ± 0.19
$B^+ \to \pi^+\pi^0$	A^{+0}	**なし**	5.31 ± 0.26

$$A^{+-}/\sqrt{2} + A^{00} = A^{+0}$$

反粒子の振幅 $\overline{A}$ でも同じ形

$\pi^+\pi^0$ にはグルーオンのペンギンがない
→ $|A^{+0}| = |\overline{A}^{-0}|$：回すと三角形の底辺がそろう

アイソスピン三角形 (模式図)



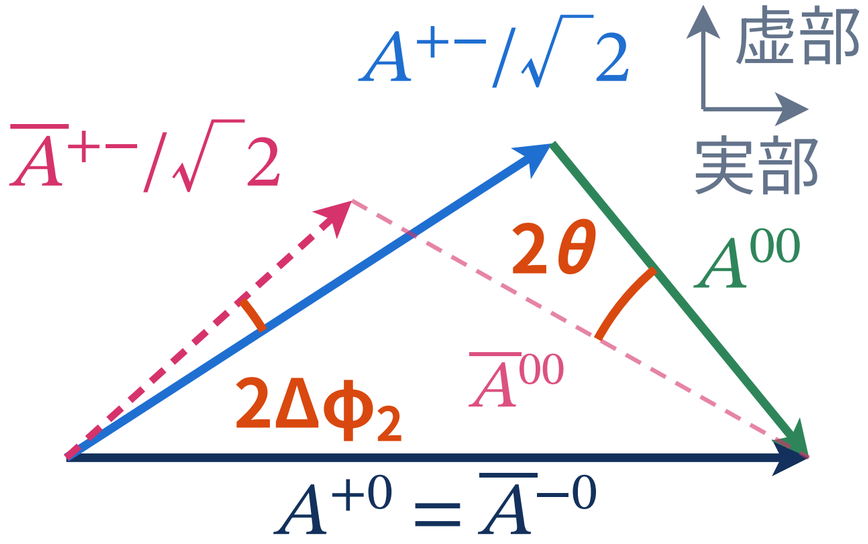
M. Gronau, D. London, PRL 65, 3381 (1990) / 分岐比：PDG 2026

補足：三角形から ϕ_2 を決める

辺の長さから三角形のずれが、S と C から $\phi_2 + \Delta\phi_2$ が決まる

1. 分岐比と C → 辺の長さ
   → 三角形のずれ $2\Delta\phi_2$
2. $\pi^+\pi^-$ の S と C
   → $\phi_2 + \Delta\phi_2$ ($\pi^0\pi^0$ も同様)
3. 2つの角を合わせて ϕ_2 を求める

アイソスピン三角形 (模式図)



三角形の向きは上下どちらもあり得る
→ $\pi\pi$ では ϕ_2 の解が **8 通り** ($\pi^0\pi^0$ の S で減らせる)

補足：$\pi^+\pi^0$ はアイソスピン $I=2$ だけ

アイソスピン：u と d を、1つの粒子の2つの状態とみなす

粒子	I	I_3
u, d	1/2	+1/2, −1/2
π^+, π^0, π^-	1	+1, 0, −1
$B^+ (u\bar{b}), B^0 (d\bar{b})$	1/2	+1/2, −1/2

B はスピン 0、π はボース粒子

→ 2つの π を入れかえても同じ状態

→ ππ は $I=0$ か 2

($I=1$ は入れかえで符号が変わる)

$\pi^+\pi^0$ は $I_3=+1$

→ $I=0$ になれない

> $\pi^+\pi^0$ は **$I=2$ だけ**

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

補足：グルーオンのペンギンは $I=2$ をつくれない

だから $\pi^+\pi^0$ ($I=2$) はツリーだけで、弱い位相は1つ

ツリー

$\bar{b} \to \bar{u}\, u\, \bar{d}$

アイソスピンを 1/2 か 3/2 変える

→ $I=0$ も 2 もつくれる

グルーオンのペンギン

$\bar{b} \to \bar{d}\, g$、$g \to u\bar{u}$ か $d\bar{d}$

グルーオンは u と d を区別しない

→ 変わるのは 1/2 だけ

→ ππ では $I=0$ だけ

$$A^{+-}/\sqrt{2} = A_2 - A_0, \quad A^{00} = 2A_2 + A_0, \quad A^{+0} = 3A_2$$

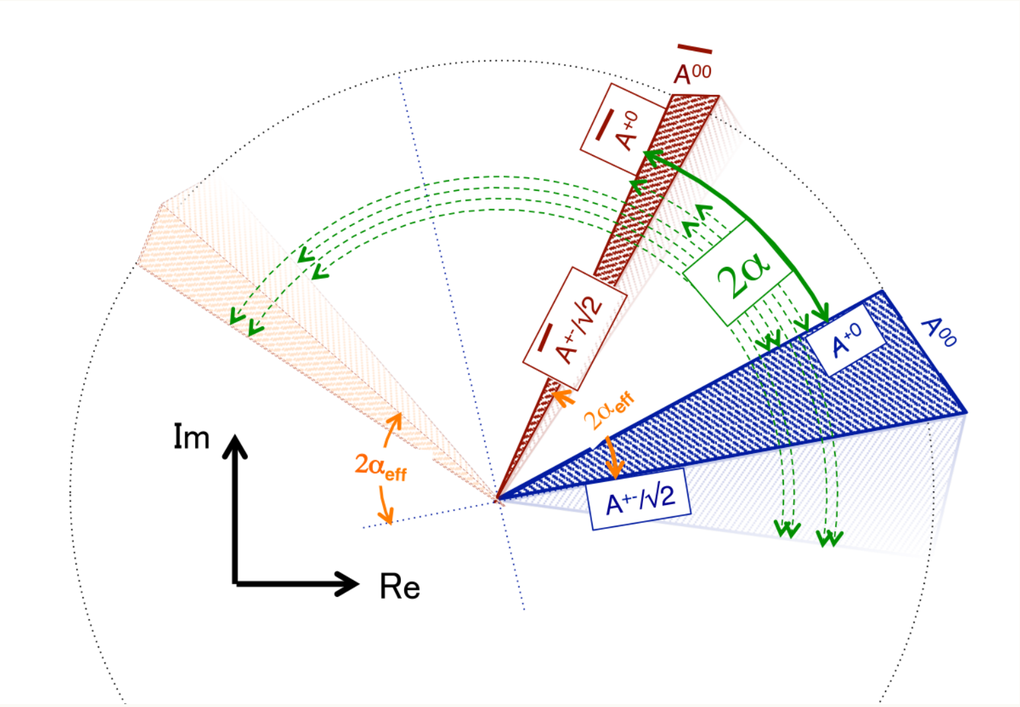
A_0 ($I=0$)：ツリー + ペンギン、A_2 ($I=2$)：ツリーだけ (電弱ペンギンは小さいので無視)

$\pi^+\pi^0$ はツリーだけ → $|A^{+0}| = |\overline{A}^{-0}|$

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

補足：ππ の ϕ_2 の解が 8 通りになる理由

三角形の向き (上下) が決まらない。さらに sin の性質で 2 倍



青 = B、赤 = $\bar{B}$ の三角形
薄い色 = 向きを裏返した解
$\alpha = \phi_2$。$\bar{B}$ の振幅は混合の位相を含む
$\bar{B}$ の三角形は回さずに描いてある

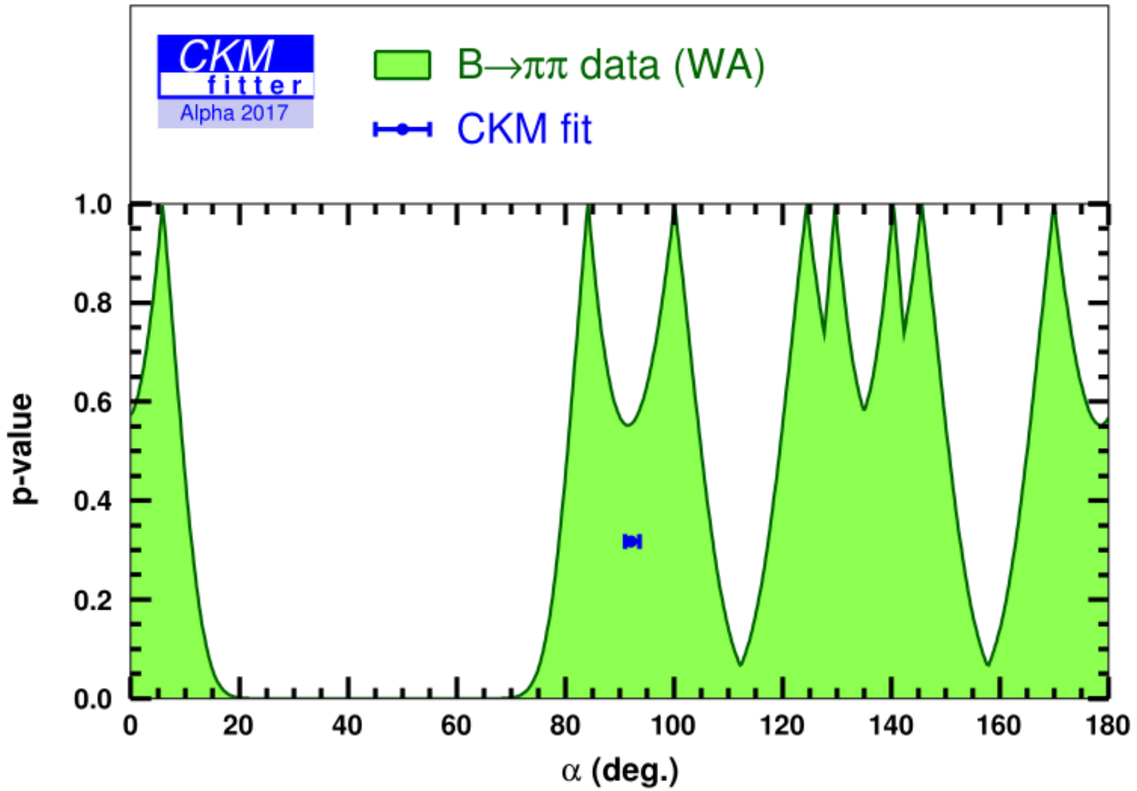
1. B の三角形の向き：上下 2 通り
2. $\bar{B}$ の三角形の向き：上下 2 通り
3. $S/\sqrt{(1-C^2)} = \sin 2\phi_{2,\mathrm{eff}}$ から
   $2\phi_{2,\mathrm{eff}}$ と $180° - 2\phi_{2,\mathrm{eff}}$ の 2 通り

$2 \times 2 \times 2 =$ **8 通り**

図：J. Charles et al. (CKMfitter), EPJC 77, 574 (2017), Fig. 2 (切り抜き) (CC BY 4.0)

補足：B → ππ だけから求めた ϕ_2 — 8 つの山

縦軸の p 値が高いところが ϕ_2 (= α) の解 (2017 年のデータ)



山が 8 つ = 解が 8 通り

どれが正しいかは、
ππ だけでは決まらない

> $\pi^0\pi^0$ の S が測れると
> 山が減る

図：J. Charles et al. (CKMfitter), EPJC 77, 574 (2017), Fig. 5 左 (CC BY 4.0)

補足：$B \to \rho\rho$ — いま ϕ_2 を最もよく決める崩壊

$\rho^0\rho^0$ がとても少ない → ペンギンが小さく、ずれ $\Delta\phi_2$ が小さい

崩壊	分岐比 (10^{-6})
$B^0 \to \rho^+\rho^-$	28.0 ± 1.7
$B^0 \to \rho^0\rho^0$	**0.96 ± 0.15** ($\rho^+\rho^-$ の 3%)
$B^+ \to \rho^+\rho^0$	24.0 ± 1.9

ρ はスピン 1。縦偏極 (CP 偶) の部分を取り出せば、
ππ と同じ三角形の方法が使える ($\rho^+\rho^-$ はほぼすべて縦偏極)

世界平均 (ππ, ρρ, ρπ)：**$\phi_2 = (84.1\ ^{+3.7}_{-3.0})°$**

分岐比：PDG 2026 / 世界平均：HFLAV Summer 2025

補足：Belle II の $B^0 \to \rho^+\rho^-$ (2025)

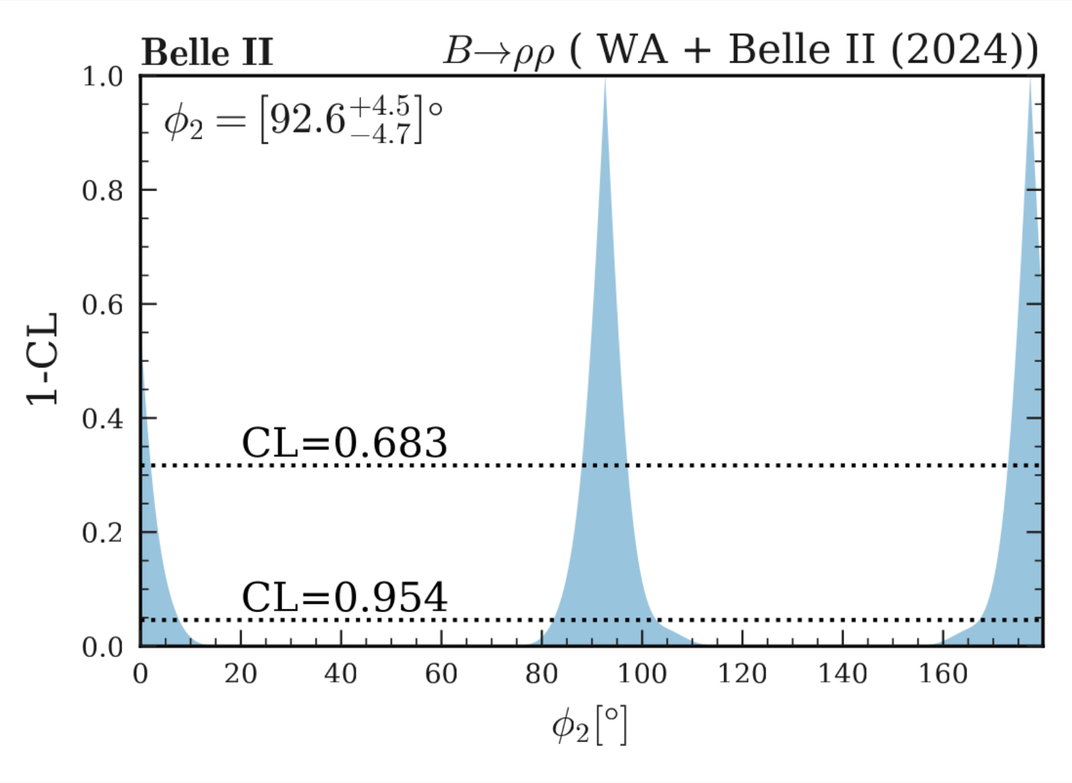
ρρ のアイソスピン解析に入れると、ϕ_2 の解は2つ

$$S = -0.26 \pm 0.19 \pm 0.08$$

$$C = -0.02 \pm 0.12\ ^{+0.06}_{-0.05}$$

標準模型と合う方の解

$\phi_2 = (92.6\ ^{+4.5}_{-4.7})°$

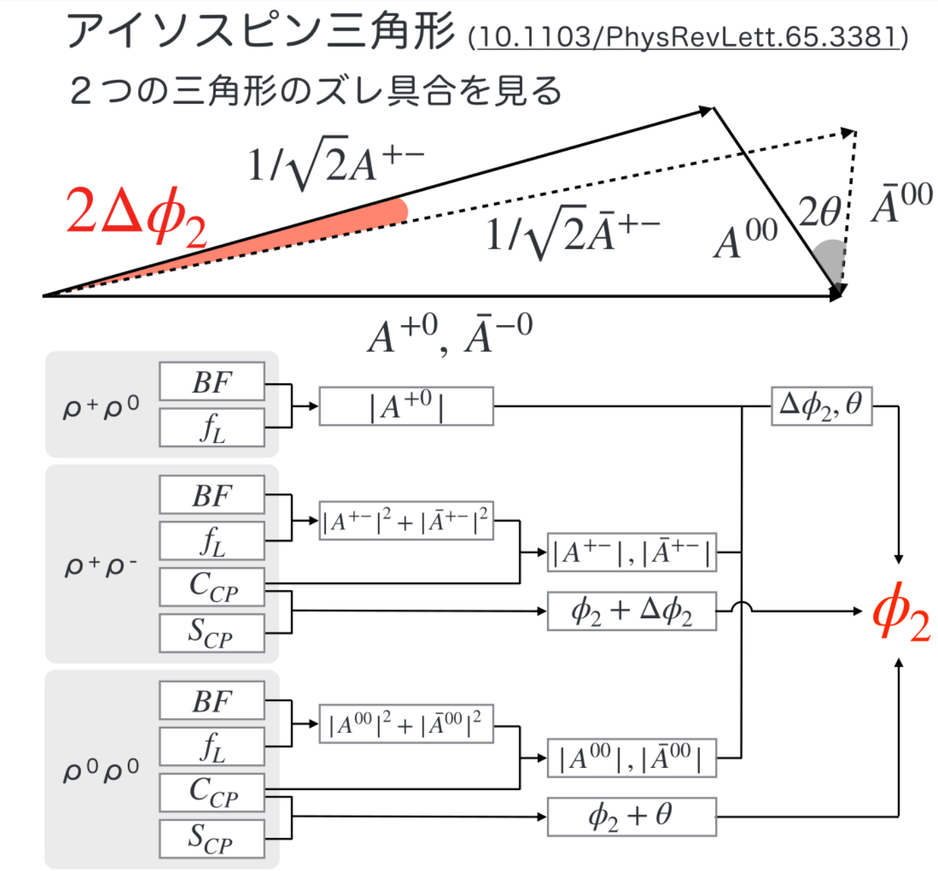


縦軸 1 − CL が高いところが ϕ_2 の解

Belle II, PRD 111, 092001 (2025) (図：CC BY 4.0)

補足：ϕ_2 を決める流れ (B → ρρ の例)

測った量 → 振幅の大きさ → 三角形の形 (ずれ) → ϕ_2。全体は同時にフィットする



BF：分岐比、f_L：縦偏極の割合
C_{CP}, S_{CP}：時間依存 CP の破れ

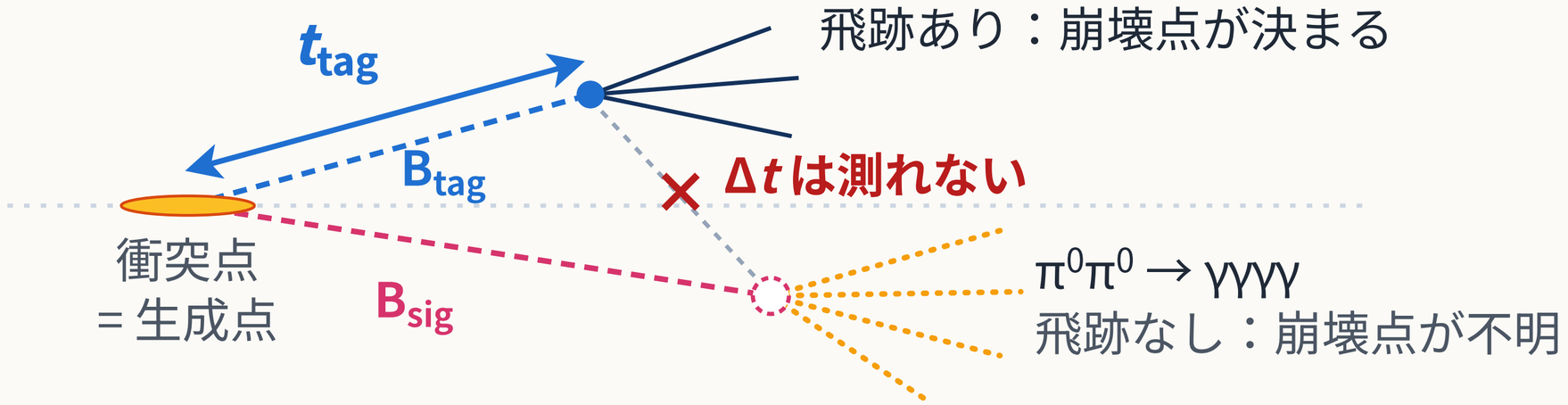
1. $\rho^+\rho^0$ の BF と f_L → $|A^{+0}|$
2. BF・f_L と C → 残り4つの辺の長さ
3. 5つの辺 → 2つの三角形の形
   → ずれ $\Delta\phi_2$ と θ (A^{00} と $\bar{A}^{00}$ のずれの半分)
4. S_{+-} → $\phi_2 + \Delta\phi_2$、S_{00} → $\phi_2 + \theta$
5. すべてを同時にフィット → ϕ_2

ππ でも同じ流れ。$\pi^0\pi^0$ の S
(④の後半) で、解が減る

図：中沢 遊, Flavor Physics Workshop 2025 (2025.09.24) 15枚目の左半分 / Gronau, London, PRL 65, 3381 (1990)

補足：$B^0 \to \pi^0\pi^0$ で S を測る新しい方法

信号側の崩壊点が求められなくても S が測れる (Belle II が 2026 年に初めて測定)



- **難しさ**：Δt が測れず、C しか測れなかった
- **新手法**：生成点から t_{tag} を測る → 時刻の原点が分かるので S が残る
- **カギ**：横方向が μm サイズの衝突点 (ナノビーム) と
  ピクセル検出器 → 分解能 1.5 ps

手法：M. Dorigo et al., PRD 112, 032011 (2025) / 結果：Belle II, arXiv:2606.20797 (preliminary) / Y. Nakazawa, KEK-PH 2026

補足：$B^0 \to \pi^0\pi^0$ の結果と ϕ_2 への効果

Belle II のデータ 365 fb^{-1} (3.9 億 $B\bar{B}$ 対)

$$S_{\pi^0\pi^0} = 0.61\ ^{+0.75}_{-0.79} \pm 0.11$$

$$C_{\pi^0\pi^0} = 0.05 \pm 0.28 \pm 0.07$$

Belle II preliminary (2026)

同じ精度を従来の方法で出すには
20 倍のデータが必要

ϕ_2 への効果

- 68% 区間の解が
  8 通りから 6 通りに
- 区間の合計の幅が 40% 短く
- $B \to \pi\pi$ だけから求めた ϕ_2
  (標準模型と合う解)
  $= (82.0\ ^{+4.4}_{-3.5})°$

Belle II, arXiv:2606.20797 (preliminary) / Y. Nakazawa, KEK-PH 2026

補足：なぜ t_{tag} だけで S が見えるのか

時刻の原点 (生成点) が分かれば、t_{CP} を積分しても S は D 倍で残る

$$P(t_{\mathrm{tag}}, t_{\mathrm{CP}}, q) \propto \mathrm{e}^{-(t_{\mathrm{tag}}+t_{\mathrm{CP}})/\tau}\,[1 + q(S\sin(\Delta m \Delta t) - C\cos(\Delta m \Delta t))]$$

↓ 測れない t_{CP} を $0 \sim \infty$ で積分 ($\Delta t = t_{\mathrm{CP}} - t_{\mathrm{tag}}$)

$$P(t_{\mathrm{tag}}, q) \propto \mathrm{e}^{-t_{\mathrm{tag}}/\tau}\,\{1 - q\,D\,[S\sin\Delta m(t_{\mathrm{tag}} - \hat{t}) + C\cos\Delta m(t_{\mathrm{tag}} - \hat{t})]\}$$

振幅の縮み $D = 1/\sqrt{(1 + x_d{}^2)}$	0.79
位相のずれ $\hat{t} = \arctan(x_d)/\Delta m$	1.29 ps

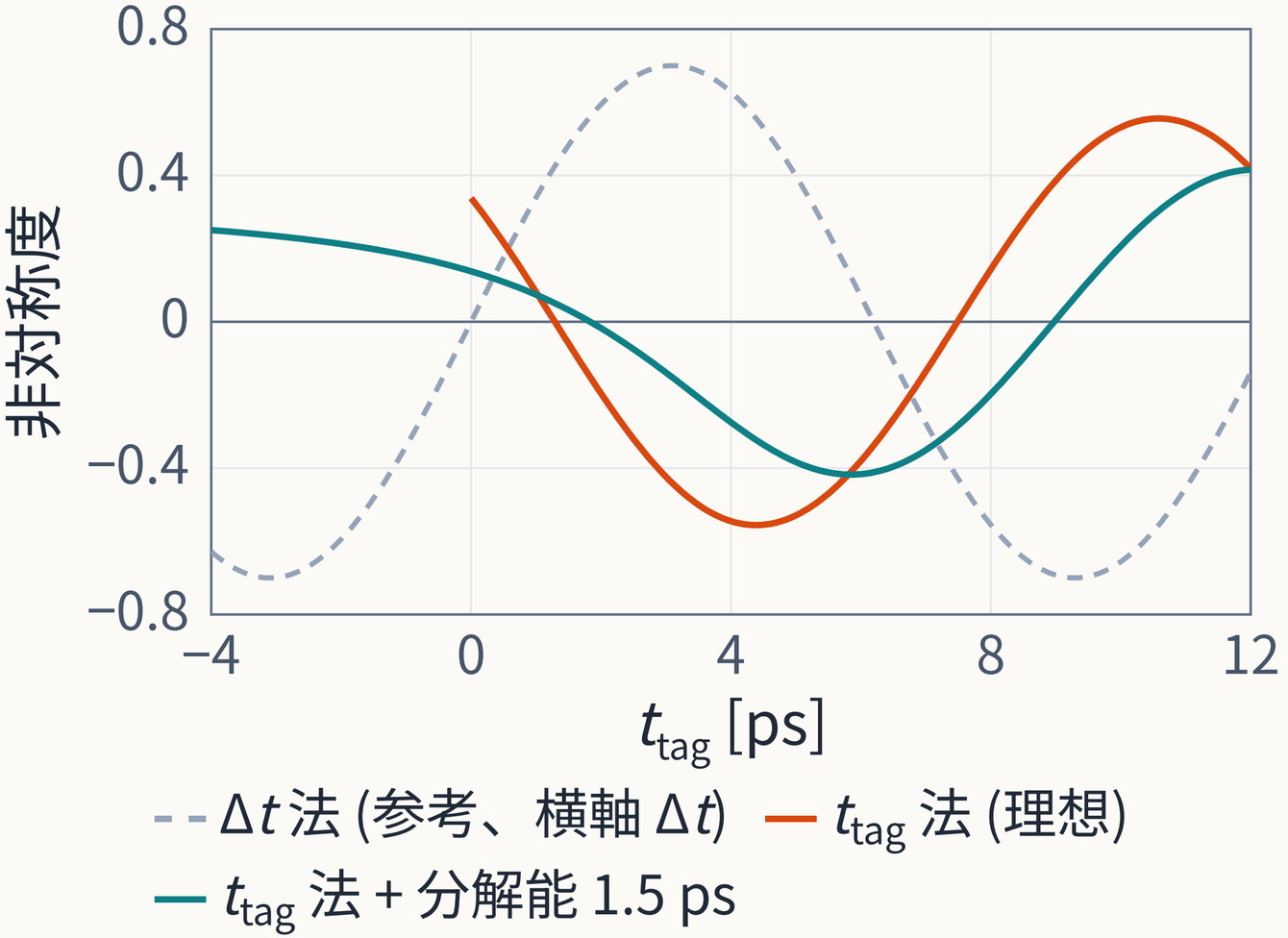
$$x_d = \Delta m\,\tau = 0.77$$

Y(4S) の B 対：Δt を $-\infty\sim\infty$ で積分すると S は消えた
ここでは Δt が $-t_{\mathrm{tag}}\sim\infty$ で正負が釣り合わない → S が残る

M. Dorigo et al., PRD 112, 032011 (2025) / 原型：A. D. Foland, PRD 60, 111301 (1999)

補足：t_{tag} 法で見える非対称度

分解能 1.5 ps でぼやけても、S の波は残る (計算例)



$S = 0.7$, $C = 0$ で計算

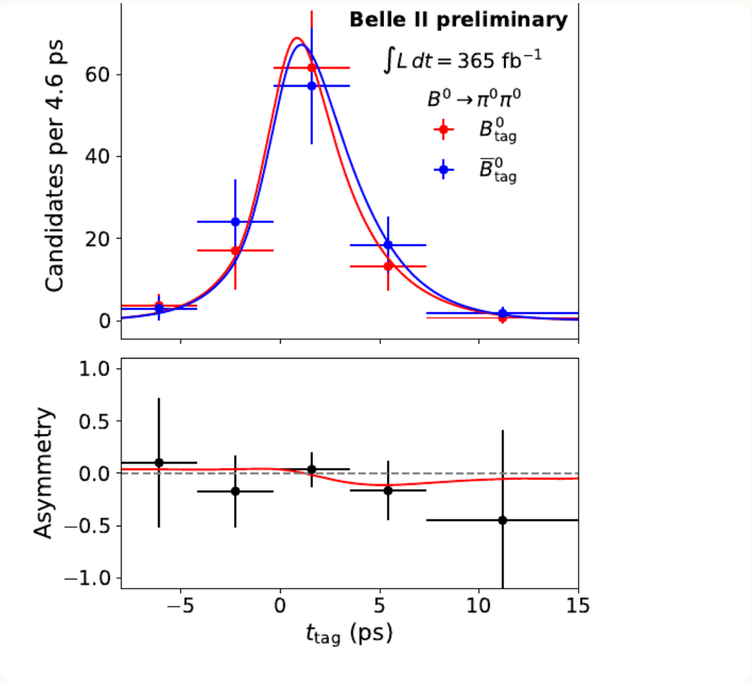
分解能：$B^0 \to D^- \pi^+$ の混合振動で較正

検証：$J/\psi\, K_S$ で
$S = 0.835 \pm 0.104$
(これまでの測定と一致)

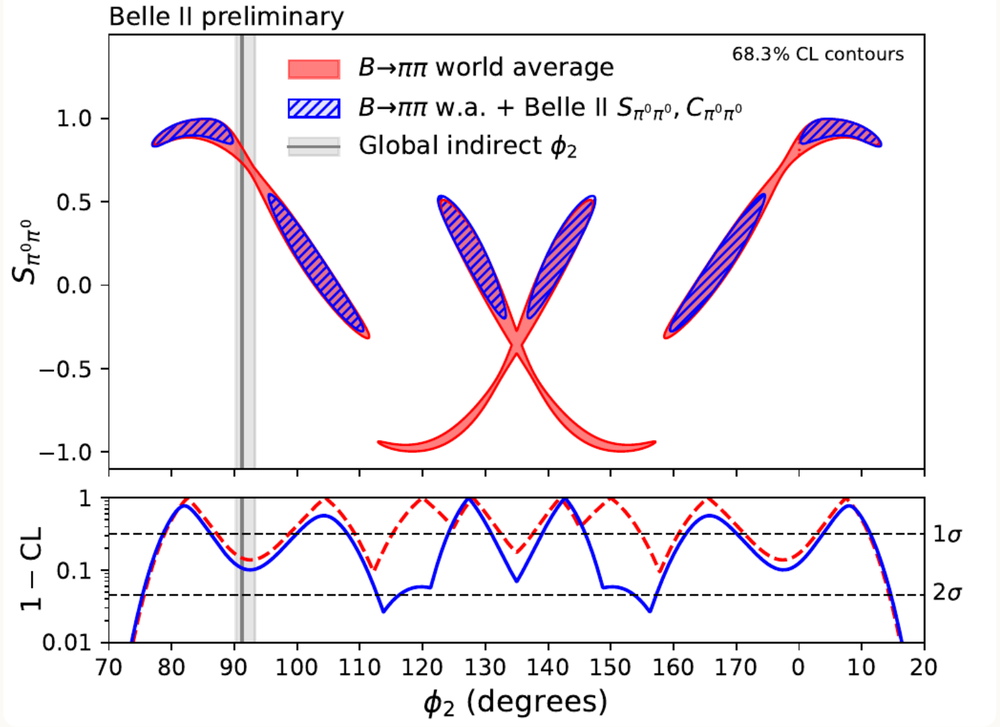
M. Dorigo et al., PRD 112, 032011 (2025) / Belle II, arXiv:2606.20797 (preliminary)

補足：実データの t_{tag} 分布と ϕ_2 への影響

Belle II 365 fb^{-1}。S が加わり、B → ππ からの ϕ_2 の解が絞られる



t_{tag} 分布と非対称度
赤 = B^0 タグ、青 = $\overline{B}^0$ タグ



赤 = 従来の B → ππ
青 = Belle II の S, C を追加
灰 = 間接的な ϕ_2

今後
5 ab^{-1} で
$\sigma(S) = 0.18$
の見込み

図：Belle II, arXiv:2606.20797, Fig. 4, 5 (CC BY 4.0)。図中の “Belle II preliminary” は原図の表記