

Bファクトリーで探る標準模型を超える物理

中尾幹彦 (KEK 素核研)

mikihiko.nakao@kek.jp

2020.2.16-19

26th ICEPP Symposium

目次



● 議義 1

- B の物理の歴史
- B ファクトリーでの新物理の探し方
- SuperKEKB と Belle II

● 議義 2

- 弱い相互作用と CKM 行列
- ツリーダイヤグラム
- B 物理の解析手法

● 議義 3

- ループダイヤグラム
- ユニタリティ三角形
- 現状と近未来

弱い相互作用とCKM行列

弱い相互作用 (荷電流)

- 弱い相互作用でのクォークの固有状態を'をつけて表す
 $U' = (u'_1, u'_2, u'_3) = (u', c', t'), D' = (d'_1, d'_2, d'_3) = (d', s', b')$

- U'_L と D'_L の間の荷電流と $W^{\pm, \mu}$ の間の相互作用

$$\mathcal{L}_W = \frac{-ig}{\sqrt{2}} \left[(\bar{U}'_L \gamma_\mu D'_L) W^{+, \mu} + (\bar{D}'_L \gamma_\mu U'_L) W^{-, \mu} \right]$$

- クォークの質量の固有状態を'をつけないで表す

$$\mathcal{L}_m = - \sum m_q \bar{q} q = -m_{uj} [\bar{u}_{Lj} u_{Rj} + \bar{u}_{Rj} u_{Lj}] - m_{dj} [\bar{d}_{Lj} d_{Rj} + \bar{d}_{Rj} d_{Lj}]$$

- 質量と弱い相互作用の固有状態の間のユニタリ変換

$$D'_L = \mathbf{T}_D D_L, \quad U'_L = \mathbf{T}_U U_L$$

$$\bar{U}'_L \gamma^\mu D'_L = \bar{U}_L \mathbf{T}_U^\dagger \gamma^\mu \mathbf{T}_D D_L = \bar{U}_L \gamma^\mu (\mathbf{T}_U^\dagger \mathbf{T}_D) D_L = \bar{U}_L \gamma^\mu \mathbf{V}_{CKM} D_L$$

弱い相互作用 (CKM 行列)

- 弱い相互作用の固有状態間では世代間遷移は起きない

$$\mathcal{L}_W = \frac{-ig}{\sqrt{2}} \left[(\bar{U}'_L \gamma_\mu D'_L) W^{+, \mu} + (\bar{D}'_L \gamma_\mu U'_L) W^{-, \mu} \right]$$

- 質量の固有状態間では世代間遷移が起きる

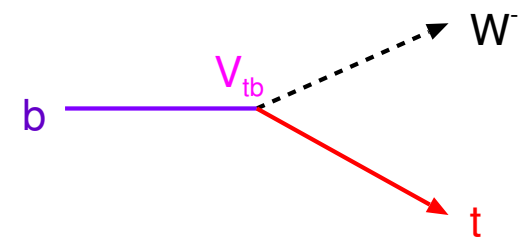
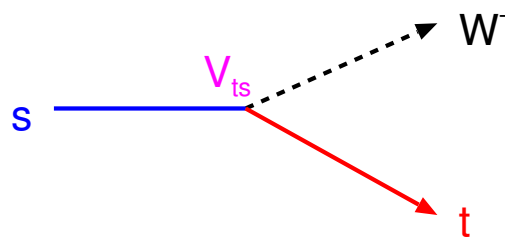
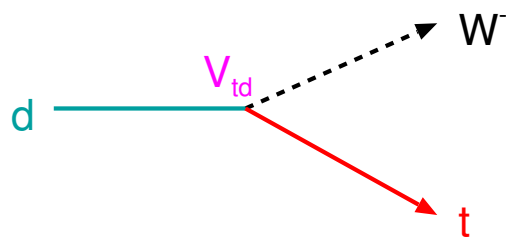
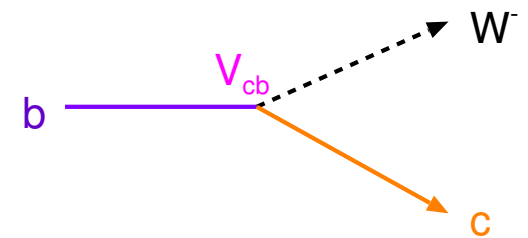
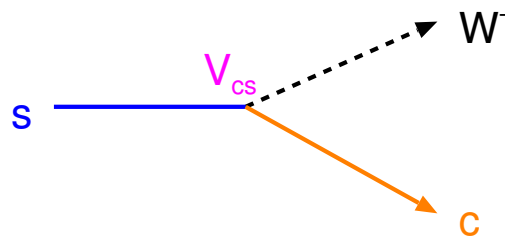
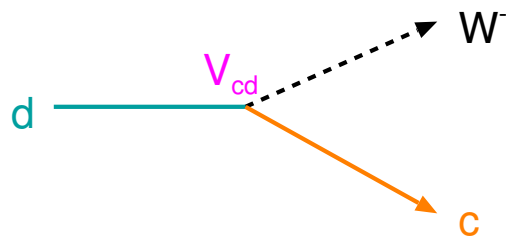
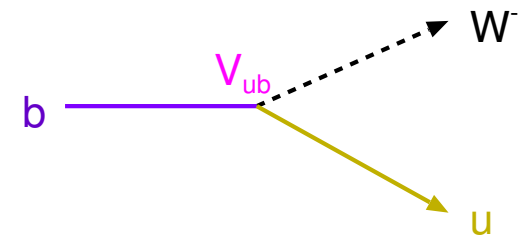
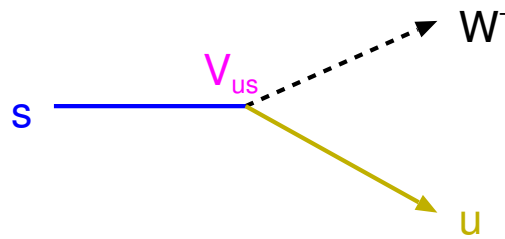
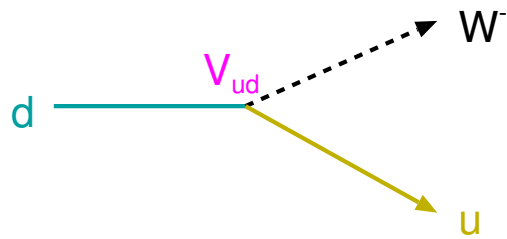
$$\mathcal{L}_W = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \gamma^\mu \mathbf{V}_{CKM} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu^+ + \text{h.c.}$$

- 世代間の中性遷移はやはり起きない

$$\bar{U}'_L U'_L \longrightarrow \bar{U}_L \mathbf{T}_U^\dagger \mathbf{T}_U U_L = \bar{U}_L U_L$$

$$\bar{D}'_L D'_L \longrightarrow \bar{D}_L \mathbf{T}_D^\dagger \mathbf{T}_D D_L = \bar{D}_L D_L$$

$V_{\text{Cabibbo-Kobayashi-Maskawa}} =$



- (d, s, b) クォークから (u, c, t) クォークへの遷移は $3 \times 3 = 9$ 種類
- 結合定数はすべて異なる — カビボ小林益川行列

CKM行列の自由度

- V は 3×3 の複素行列なので、18 個の実数の独立変数
- ユニタリティ条件 $V^\dagger V = 1$ は 9 個の制約を与える

$$V^\dagger V = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

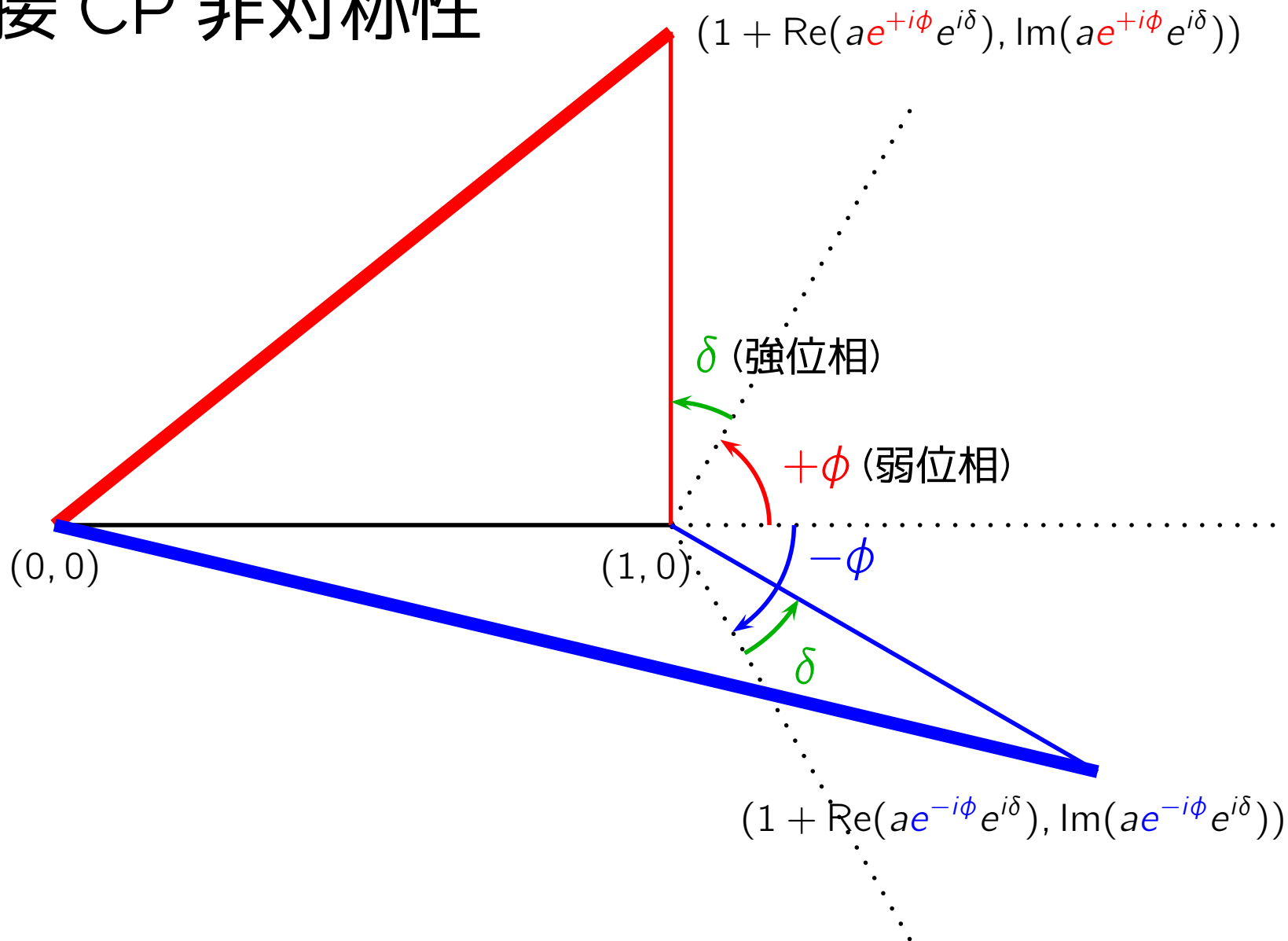
- クォークの波動関数の位相は自由に取ってよいので、

$$V \rightarrow e^{i\delta_1} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_4} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta_5} \end{pmatrix}$$

つまり $1 + (3 - 1) \times 2 = 5$ 個の位相は任意に取ってよい

- 18 - 9 - 5 で残るのは 4 つの独立な変数
 - \mathbf{V} が実行列ならば、9 個の実変数に $\mathbf{V}^T \mathbf{V} = \mathbf{1}$ から 6 個の制約で、3 個の変数が独立 — 3 次元空間での回転行列と等価 (オイラー角)
 - 従って、独立な 4 変数の残り **1 個は複素位相**
- 一般に、
 - $N \times N$ 複素行列では $2N^2 - N^2 - (2N - 1) = (N - 1)^2$ の独立変数
 - $N \times N$ 実行列では $N^2 - \frac{1}{2}N(N + 1) = \frac{1}{2}N(N - 1)$ の独立変数
- 従って、 $N \times N$ の場合独立な位相は $\frac{1}{2}(N - 2)(N - 1)$ 個
- 例えばクォークが 2 世代ならば、複素位相は生じない
 例えばクォークが 4 世代ならば、複素位相は 3 個
- この複素位相は CP 変換で符号が反転し **CP 非保存を生じさせる**
 強い相互作用でも複素位相が出てくるが、CP 変換でも符号はそのまま

直接 CP 非対称性



2 つ振幅が寄与、CP 変換で複素平面上での和の絶対値が異なる

強位相差の起源

- 例えば共鳴状態のプロパゲーターが振幅にでてくる (非相対論の場合)

$$A \propto \frac{1}{(m - M - i\Gamma/2)}$$

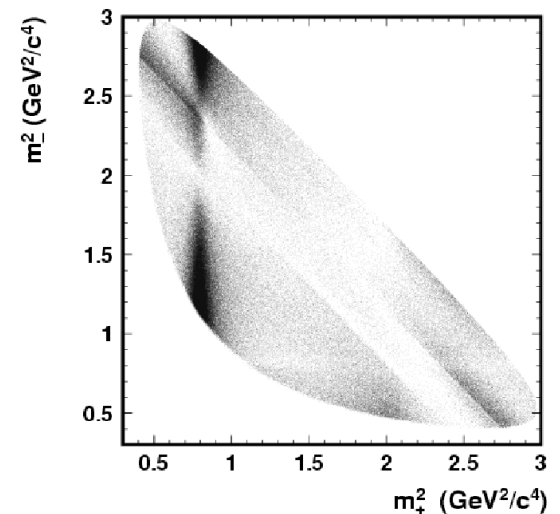
2乗したものが質量 M で幅 Γ の共鳴状態の Breit-Wigner 分布

- 特に 3 体崩壊 $D \rightarrow ABC$ で (AB) 、 (BC) 、 (CA) が別々の共鳴状態として重なり合うとき、複雑だが計算可能な強位相差が生まれる

- 3つの組み合わせのうちの2つについての不変質量の2乗の2次元分布を **ダリツプロット** と呼ぶ

- 3つの組み合わせは独立ではない:

$$m_{AB}^2 + m_{BC}^2 + m_{CA}^2 = m_{ABC}^2 + m_A^2 + m_B^2 + m_C^2$$



CKM 行列要素の大きさ

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

小林益川行列要素は
実験で決めるしかない

$$= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (\text{Wolfenstein パラメタ})$$

- $\lambda \sim 0.2$
- $A \sim \mathcal{O}(1)$
- $\rho \sim \mathcal{O}(1)$
- $\eta \sim \mathcal{O}(1)$

$\lambda = \sin \theta_C$ (カビボ角) とすると $\cos \theta_C = \sqrt{1 - \lambda^2} \sim 1 - \lambda^2/2$

ユニタリティ三角形

- 非対角成分のユニタリティ条件は複素平面上の6個の三角形で表わすことができる

- 各辺の大きさは λ を使って見積ることができる

1. $V_{us}^* V_{ud} + V_{cs}^* V_{cd} + V_{ts}^* V_{td} = 0$ (s - d 三角形)

2. $V_{ud}^* V_{us} + V_{cd}^* V_{cs} + V_{td}^* V_{ts} = 0$ (d - s 三角形)
(λ) (λ) (λ^5) $\sim 1 : 1 : (0.2)^4$

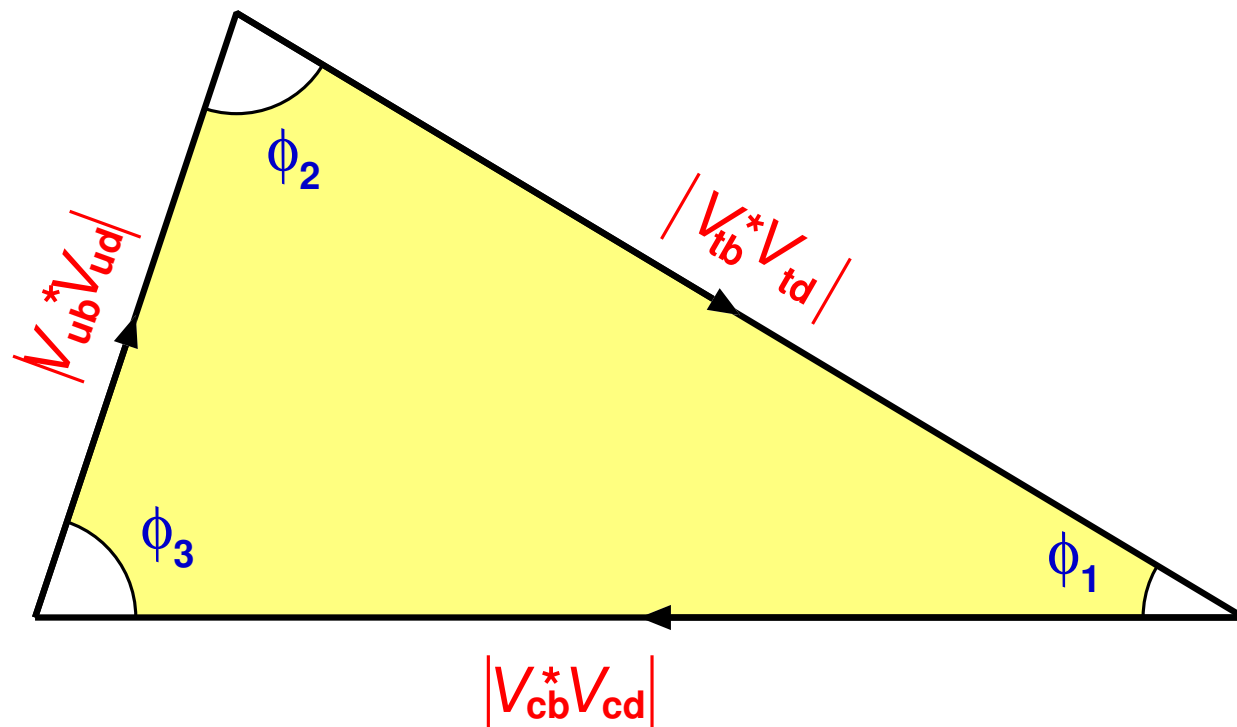
3. $V_{ub}^* V_{us} + V_{cb}^* V_{cs} + V_{tb}^* V_{ts} = 0$ (b - s 三角形)

4. $V_{us}^* V_{ub} + V_{cs}^* V_{cb} + V_{ts}^* V_{tb} = 0$ (s - b 三角形)
(λ^4) (λ^2) (λ^2) $\sim (0.2)^2 : 1 : 1$

5. $V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$ (b - d 三角形)

6. $V_{ud}^* V_{ub} + V_{cd}^* V_{cb} + V_{td}^* V_{tb} = 0$ (d - b 三角形)
(λ^3) (λ^3) (λ^3) $\sim 1 : 1 : 1$

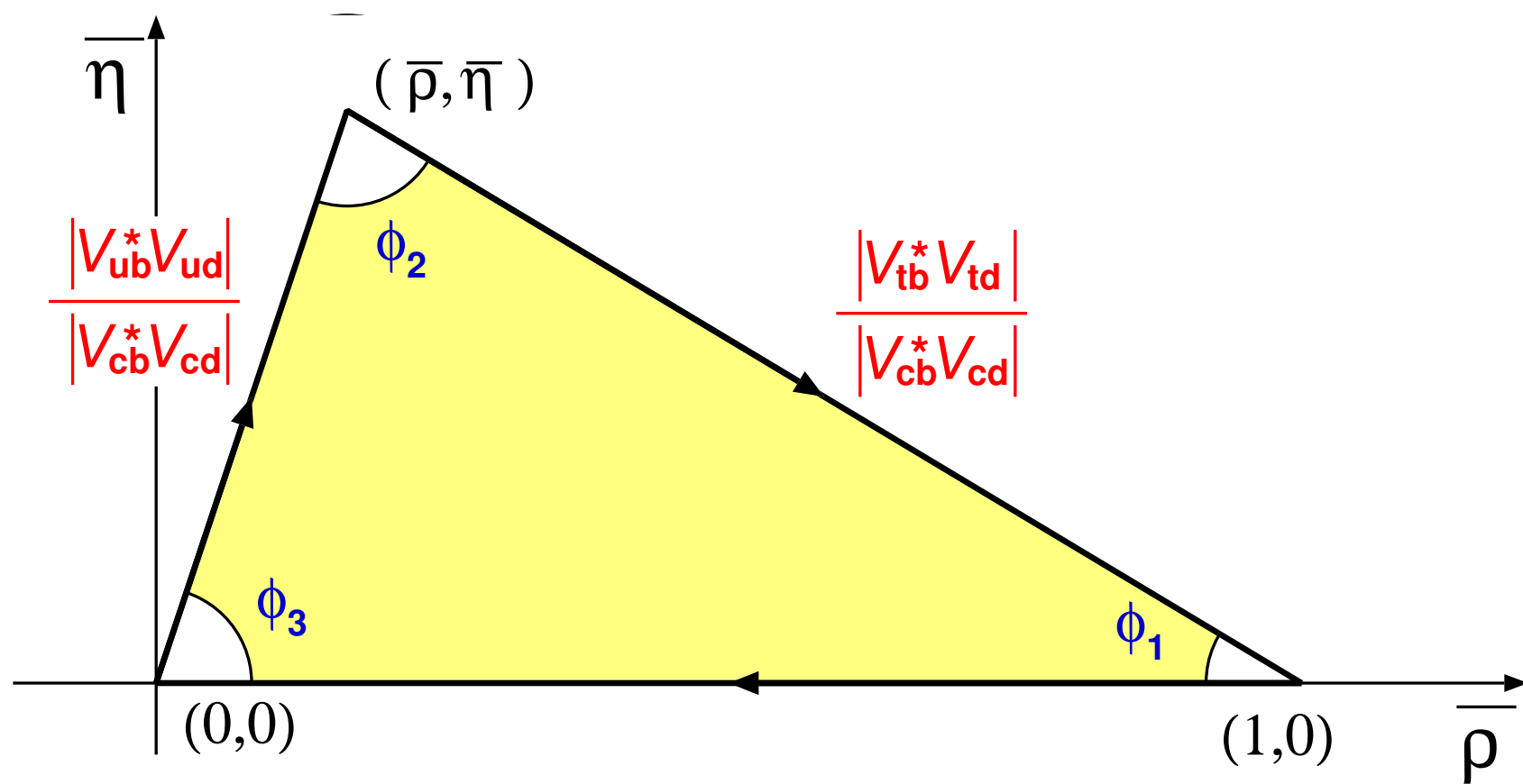
- 三角形らしく見えるのは b - d / d - b 三角形だけ



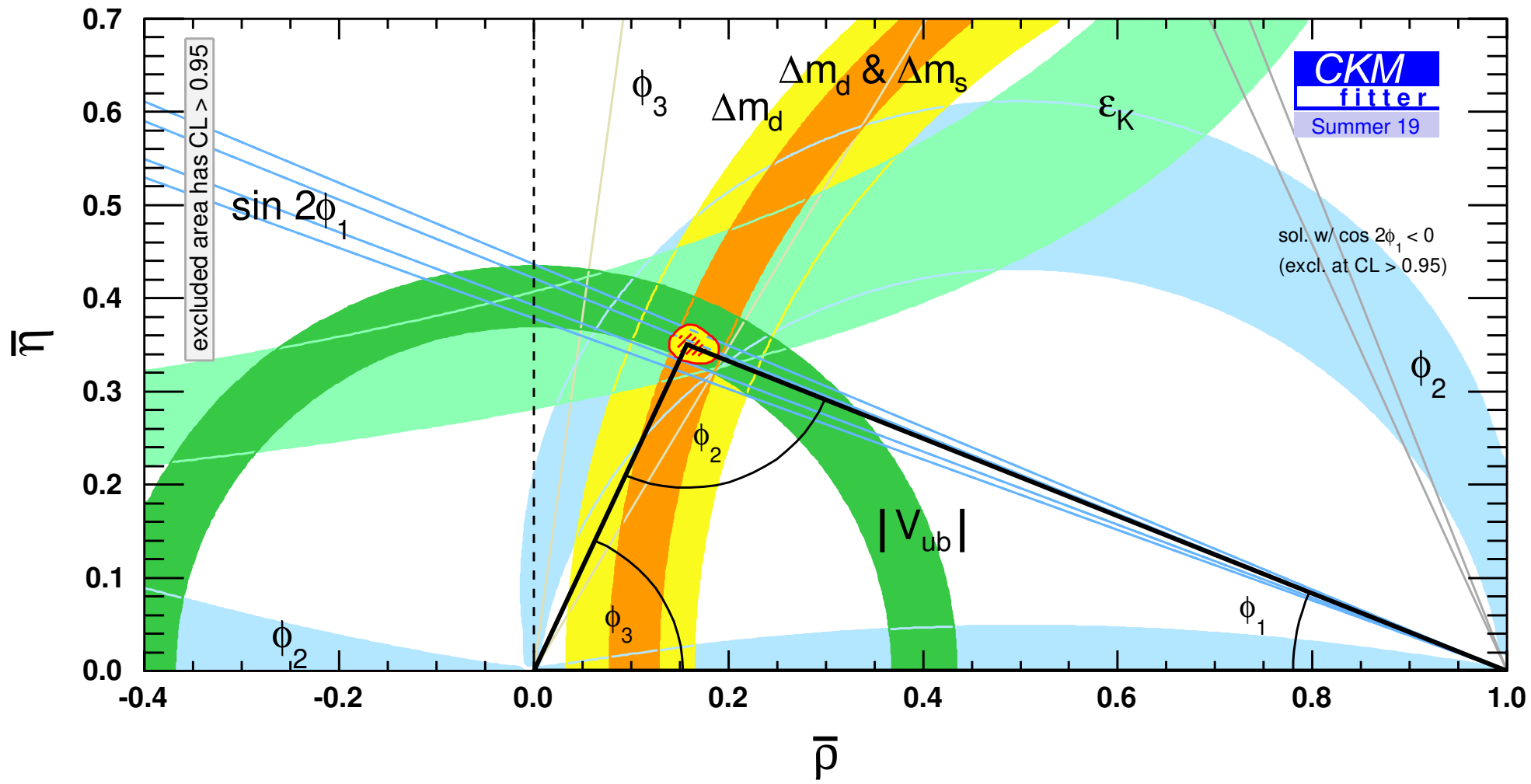
- **3つの角度**

$$\phi_1 = \arg\left(-\frac{V_{cb}^*V_{cd}}{V_{tb}^*V_{td}}\right), \phi_2 = \arg\left(-\frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{ub}^*V_{ud}}\right), \phi_3 = \arg\left(-\frac{V_{ub}^*V_{ud}}{V_{cb}^*V_{cd}}\right)$$

- Belle / Belle II の ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 は BaBar / LHCb などでは β, α, γ



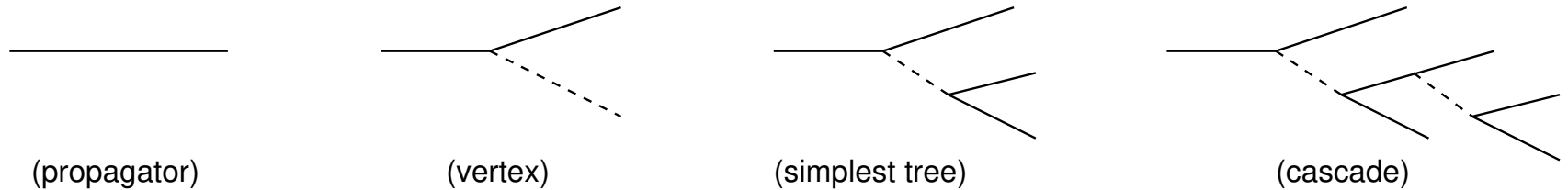
● $\bar{\rho} = \rho / (1 - \lambda^2/2)$, $\bar{\eta} = \eta / (1 - \lambda^2/2)$ と規格化



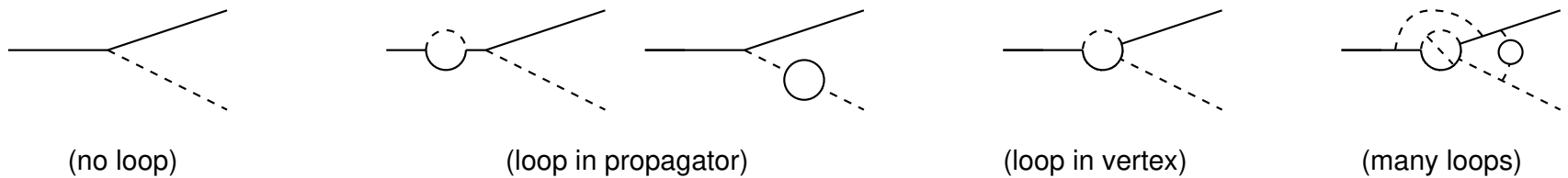
ツリーダイヤグラム

ツリーとループ

- 最も単純な崩壊過程は分岐してゆくだけのもので**ツリー**と呼ぶ



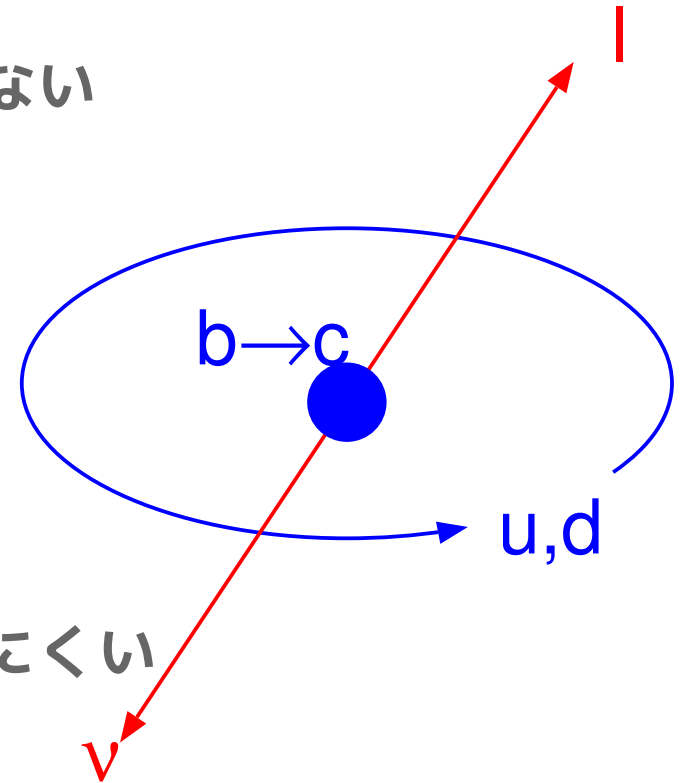
- 摂動計算の高次補正では**ループ**状になるものが含まれてゆく



- ツリーが保存則で禁止の時ばループのみ ⇒ **ペンギンダイアグラム**
- 通常は高次の方が抑制されるが、CKM 係数の違いによりツリーの方が抑制されることもある
- 保存則を考えると**新物理**はツリーよりもループの方がより多くの可能性が考えられる

スペクテーター

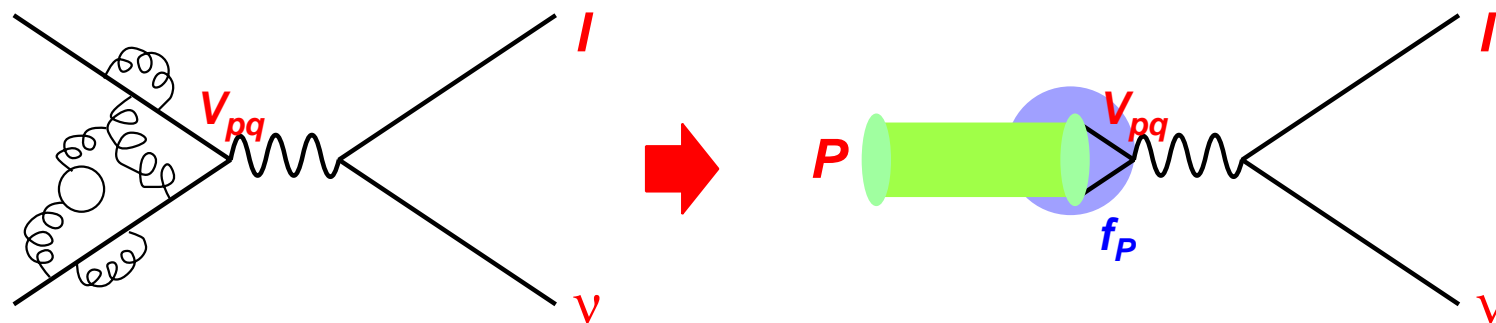
- B 中間子崩壊はほぼ b クォークの崩壊で、反対側の軽いクォークはほとんど関与しない
 - **スペクテーター** (観客) と呼ばれる
 - スペクテーターは新物理の寄与にもあまり関与しない
 - 最後にハドロン化する時にはカラーやスピンのつじつまを合わせる
- **スペクテーターの関与する過程は起こりにくい**
 - 対消滅 (annihilation)
 - 交換 (exchange)
 - ボックスダイアグラム — 中間子混合に寄与するのでとても重要



レプトニック崩壊 (ツリー)

- 対消滅過程
- 組合せ: $(\pi^+, K^+, D^+, D_s^+, B^+, B_c^+) \rightarrow (e^+, \mu^+, \tau^+) \nu$
- 弱い相互作用の部分はカレントの積で (実験屋でも) 計算できる
- **一番簡単な例だが**、中間子内ではクォークは実際には強い相互作用をしていて摂動論的な計算は出来ない
- 計算できない部分を崩壊定数と称して押しこめる
現在では格子 QCD 計算が頼り

$$B(P^+ \rightarrow \ell^+ \nu) = \frac{G_F^2 m_{P^+} m_\ell^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_{P^+}^2}\right)^2 f_{P^+}^2 |V_{pq}|^2 \tau_{P^+}$$



$B \rightarrow \tau \nu$

$$\mathcal{B}(P^+ \rightarrow \ell^+ \nu) = \frac{G_F^2 m_{P^+} m_\ell^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_{P^+}^2}\right)^2 f_{P^+}^2 |V_{pq}|^2 \tau_{P^+}$$

- SM ではヘリシティ抑制により分岐比が小さい…

$$\mathcal{B}(B \rightarrow \tau \nu) \sim 8 \times 10^{-5}, \quad \mathcal{B}(B \rightarrow \mu \nu) \sim 4 \times 10^{-7}, \quad \mathcal{B}(B \rightarrow e \nu) \sim 8 \times 10^{-12}$$

- $\tau \nu$ への分岐比はそれほど小さくないもの、測定が難しい

- 終状態にニュートリノが2個以上

- $\mu \nu$ への分岐比は小さいが、もうすぐ測れそう

- ニュートリノが一個あるので完全には再構成できない

- 二体崩壊なので、B 中間子の静止系では p_μ は一定で約 $m_B/2$

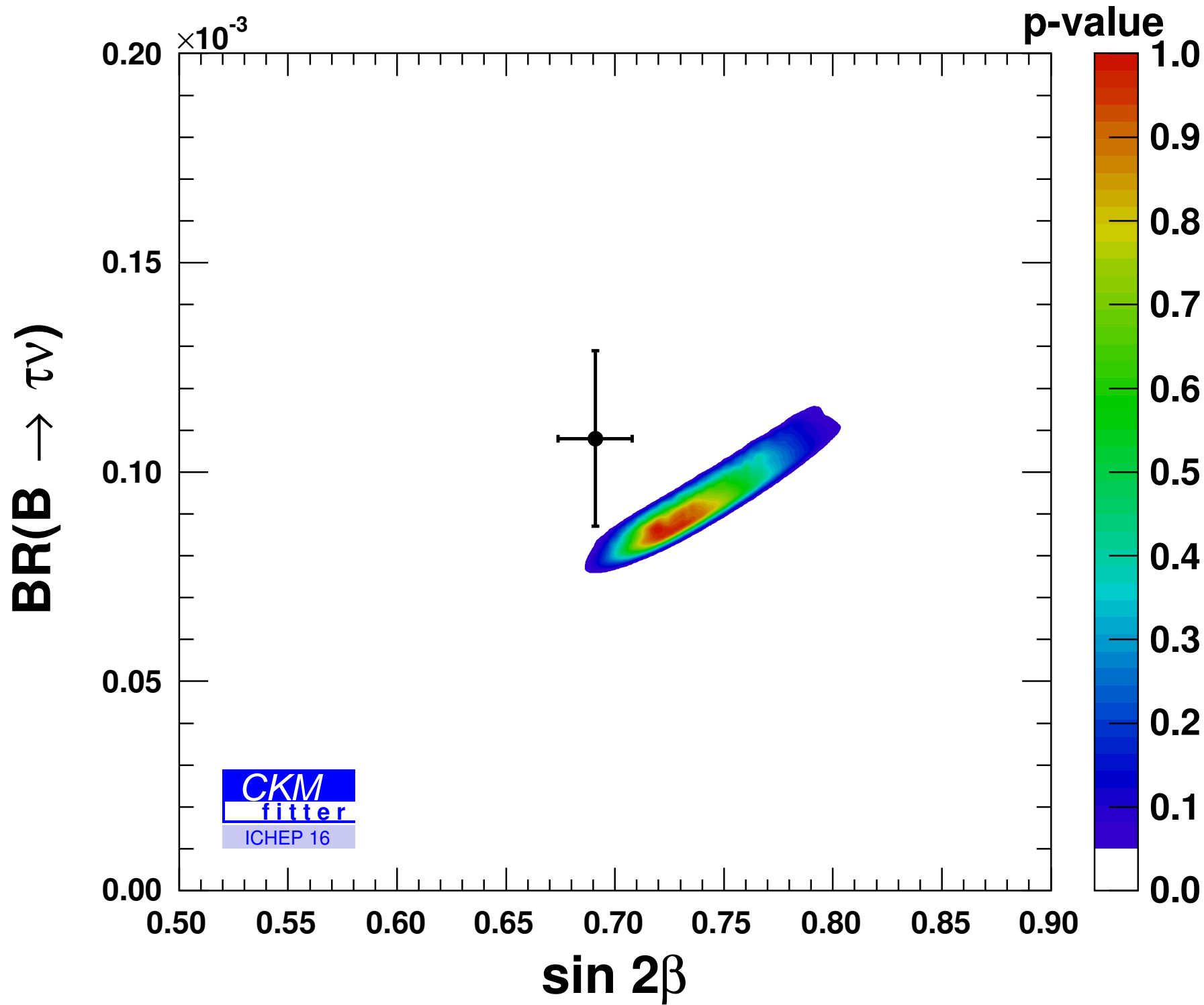
- $e \nu$ への分岐比は小さすぎる

- 新物理にヘリシティ抑制がなければ、新物理がエンハンス

- **Type II の 2HDM (2-Higgs-Doublet-Model) が寄与**
 - 2HDM は SUSY を始め、さまざまな新物理模型に登場する
 - Type II は up タイプと down タイプのクォークが別の二重項とカップル
MSSM もこのタイプ
- **ヘリシティ抑制はないが、ヒッグスとのカップリングが質量の 2 乗に比例するので SM と同じ質量依存性になる**

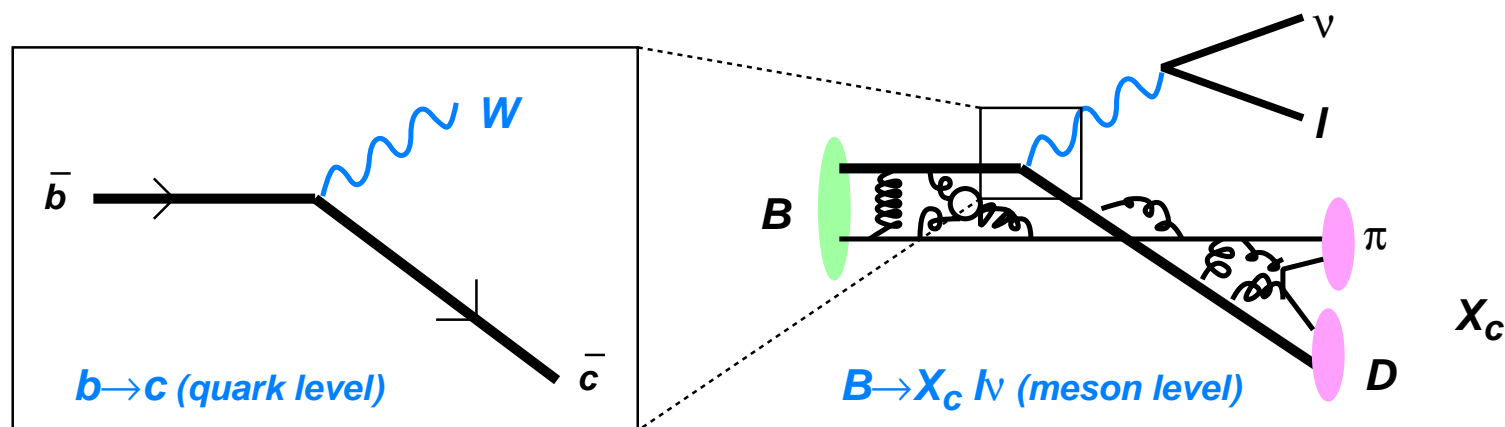
$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau) = \mathcal{B}_{\text{SM}}(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau) \times \left(1 - \frac{m_B^2}{m_{H^+}^2} \tan^2 \beta\right)^2$$

- $\tan \beta$ は 2HDM の 2 つ真空期待値の比
- $\tan \beta$ が小さい時には分岐比が小さくなる
- **レプトン普遍性があり $B \rightarrow \tau \nu$ と $B \rightarrow \mu \nu$ の両方測ることが重要**
(測定方法はまたあとで…)



セミレプトニック崩壊 (ツリー)

- 弱い相互作用の部分はカレントの積で計算できる
 $b \rightarrow cl^{-}\bar{\nu}$ の場合は、 $(b \rightarrow c) \times (\ell \rightarrow \nu)$
- ヘリシティ抑制はなく、 e と μ はほぼ質量 0 とみなして良い
 $\Leftrightarrow \tau$ の質量は無視できないので、 $b \rightarrow c\tau\nu$ は位相空間が狭い
- レプトニック崩壊ほど単純ではないが、理論計算の精度が良い
- $b \rightarrow cl^{-}\bar{\nu}$ で $|V_{cb}|$ を測定、 $b \rightarrow ul^{-}\bar{\nu}$ で $|V_{ub}|$ を測定



$b \rightarrow c\ell\nu$ インクルーシブ

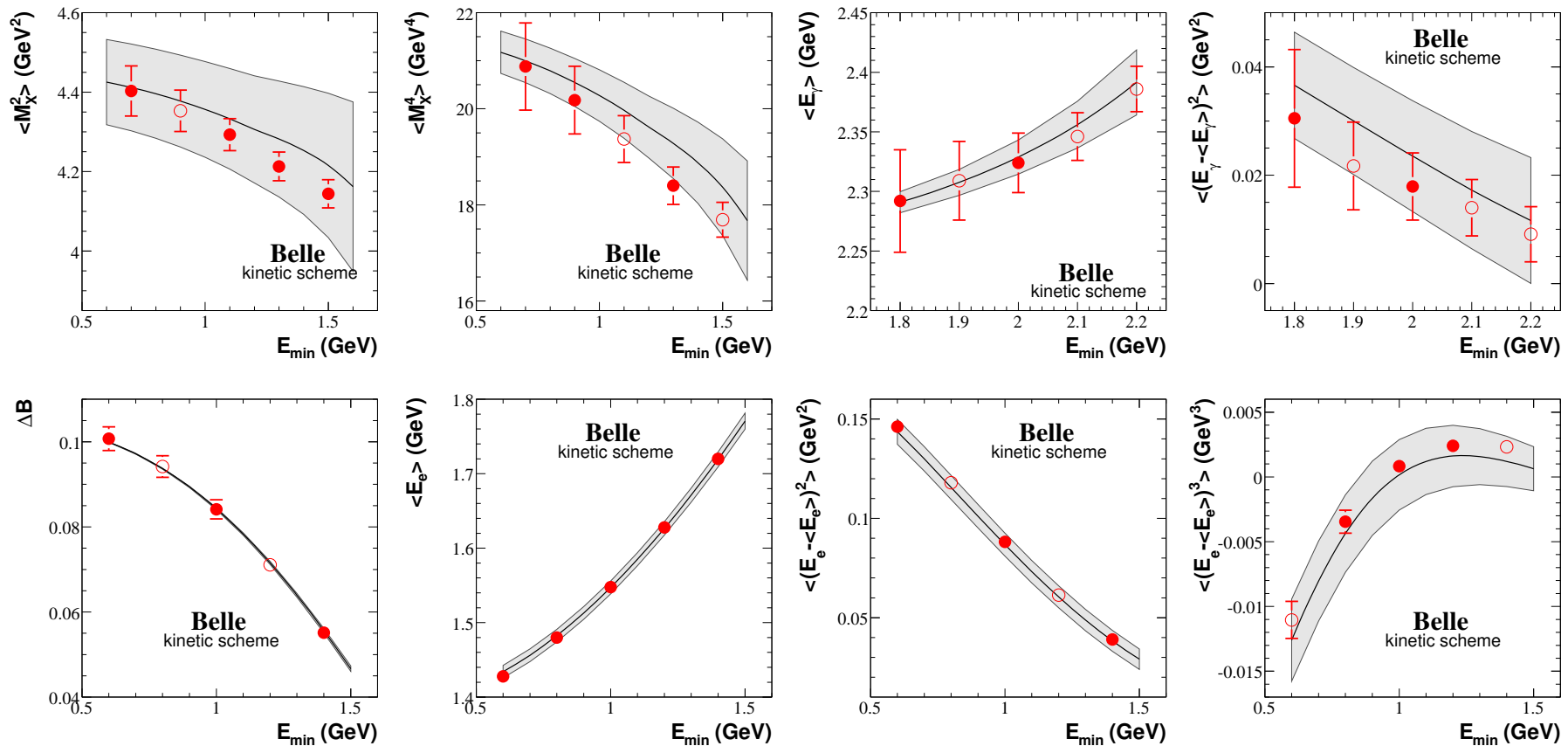
- B崩壊から出てくるレプトンはほぼ $b \rightarrow c\ell^{-}\bar{\nu}$ 由来
- $b \rightarrow ce\nu$ と $b \rightarrow c\mu\nu$ は分岐比がそれぞれ約 10% と大きい
 - 他にあまりバックグラウンドがないのでほぼレプトンだけで信号同定
 - 効率を犠牲にして純度の高い信号を抽出できる
 - M_X 分布や E_ℓ 分布の測定から理論へフィードバックできる

- **演算子積展開** (operator product expansion: OPE, kinetic scheme)

$$\Gamma_{c\ell\nu} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 (1 + A_{ew}) A_{pert}(r, \mu) \times \left[z_0(r) \left(1 - \frac{\mu_\pi^2 - \mu_G^2 + \frac{\rho_D^3 + \rho_{LS}^3}{m_b}}{2m_b^2} \right) - 2(1-r)^4 \frac{\mu_G^2 + \frac{\rho_D^3 + \rho_{LS}^3}{m_b}}{m_b^2} + d(r) \frac{\rho_D^3}{m_b^3} + \mathcal{O}(1/m_b^4) \right].$$

- $1/m_b$ (Λ_{QCD}/m_b) 展開 ($1/m_b$ の項はキャンセル)
- 非摂動パラメータ (m_b , μ_π^2 , など) を M_X^2 , E_ℓ のフィットから求める

- 微分分岐比、 E_l 、 M_X^2 、 $B \rightarrow X_s \gamma$ の E_γ の分布を使用
- 分布をモーメントにしてフィット、モーメントも $1/m_b$ 展開ができる
- Belle の解析 (2008) — m_X 7 点、 E_e 11 点、 β 3 点、 E_γ 4 点
- Kinetic スキームのパラメタ: m_b 、 m_c 、 μ_π^2 、 $\tilde{\rho}_D^3$ 、 μ_G^2 、 ρ_{LS}^3 、 $|V_{cb}|$



$B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ エクスクルージブ

- $D^{(*)}$ とレプトンを再構成

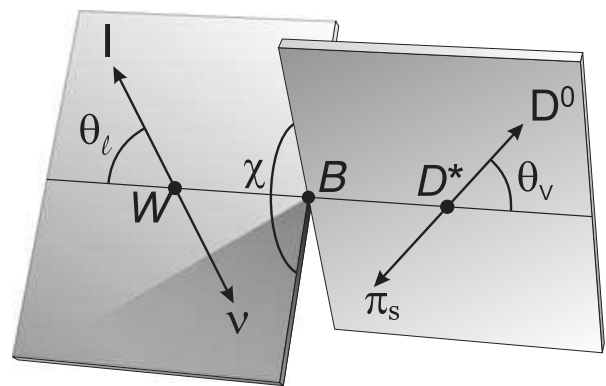
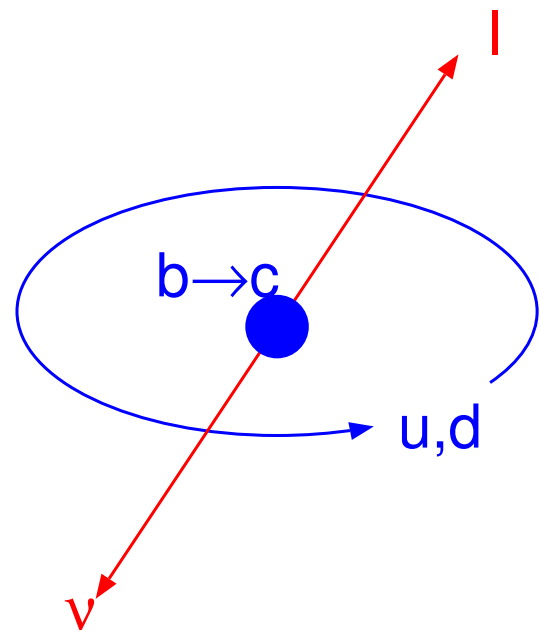
- ニュートリノは測れない
- 反対側の B を再構成すれば、すべての運動学変数が決まる

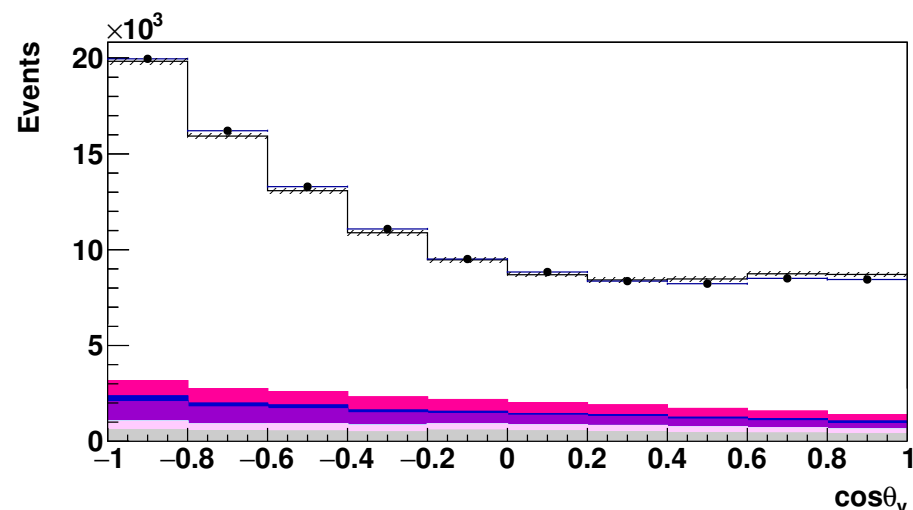
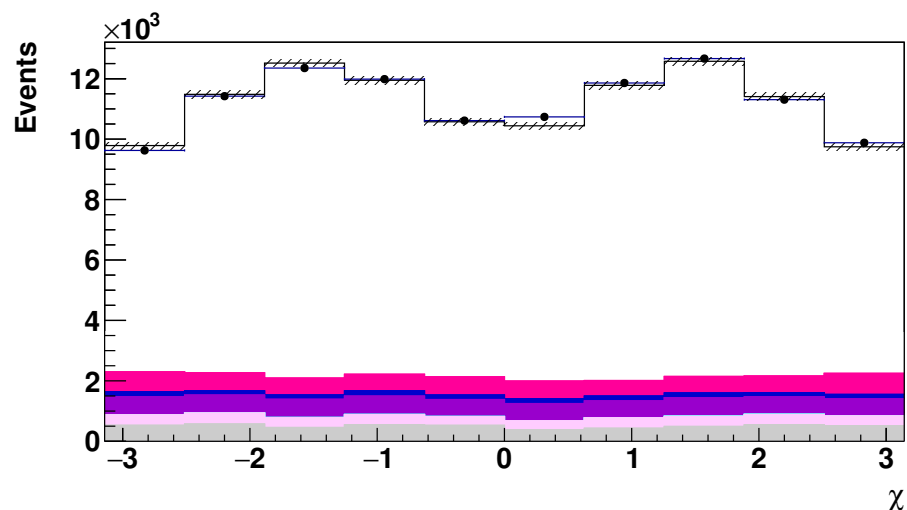
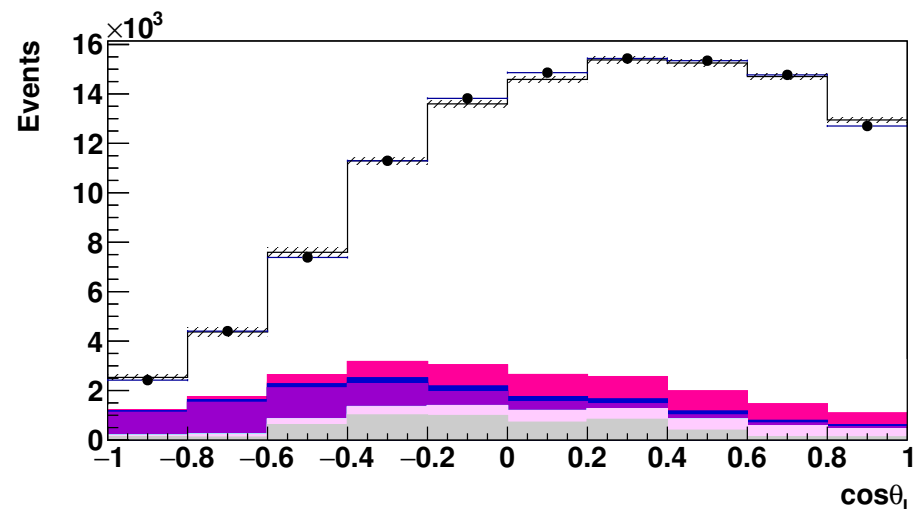
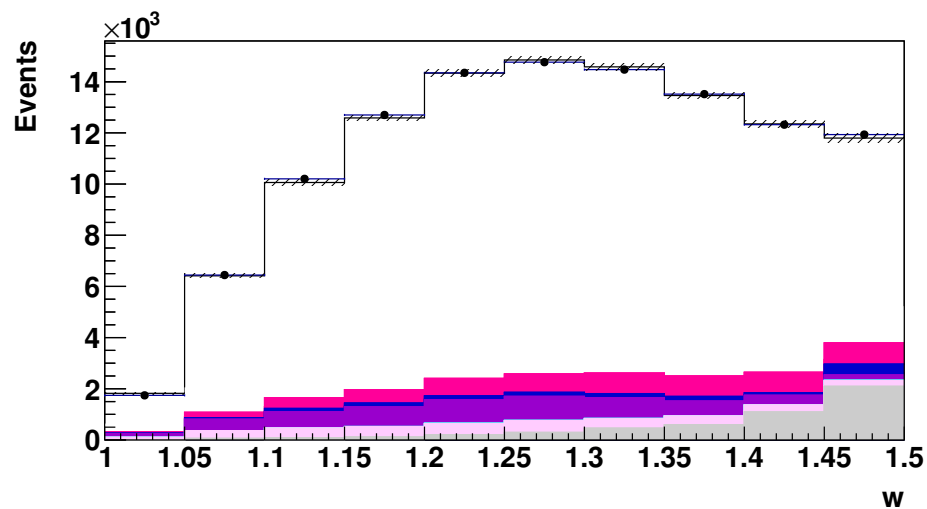
- $B \rightarrow D^{(*)}$ の部分 $\langle D^{(*)} | \bar{q} \gamma^\mu b | B \rangle$ を D で 2 個、 D^* で 4 個のフォームファクターで表す

- ゼロ反跳リミットでは b が c に置きかわるだけ
この時のフォームファクター $\mathcal{F}(1)$ を格子 QCD で計算

$$W = v_B \cdot v_{D^{(*)}} = (m_B^2 + m_{D^{(*)}}^2 - q^2) / 2m_B m_{D^{(*)}} = 1$$

- W 分布と角分布を理論モデルでフィット (CLN と BGL の 2 モデル)

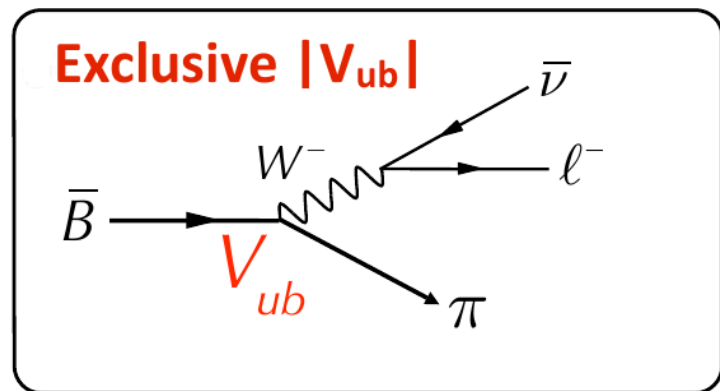
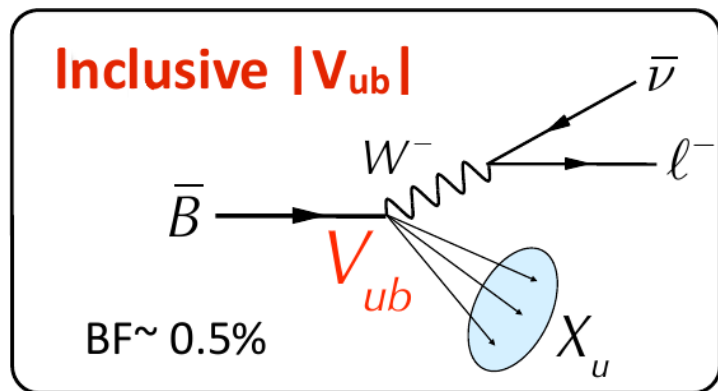


Belle CLN fit (2019) (☒は $B \rightarrow D^* e \nu$)

レプトン普遍性も成り立っている:

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} e^+ \nu) / \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \mu^+ \nu) = 1.01 \pm 0.01 \pm 0.03$$

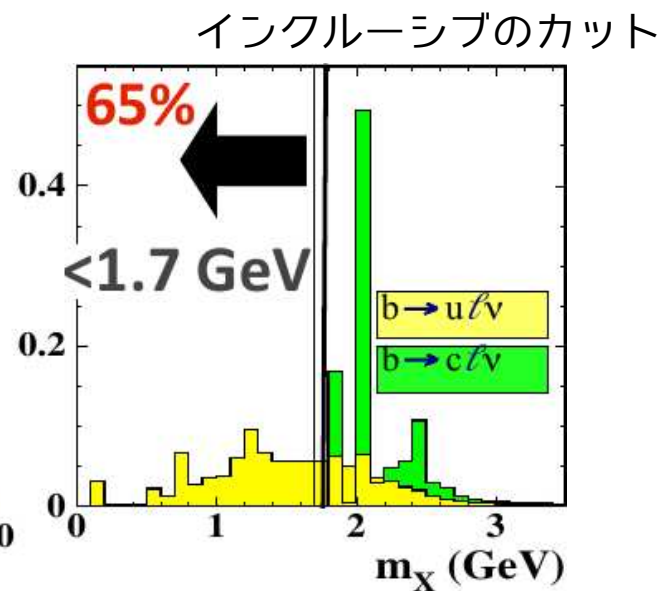
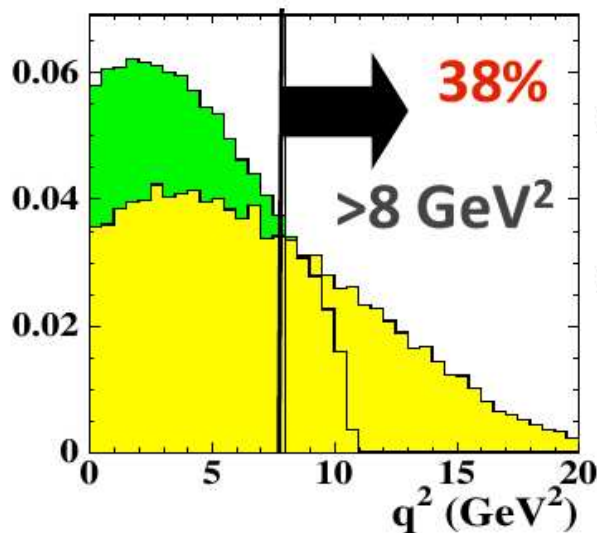
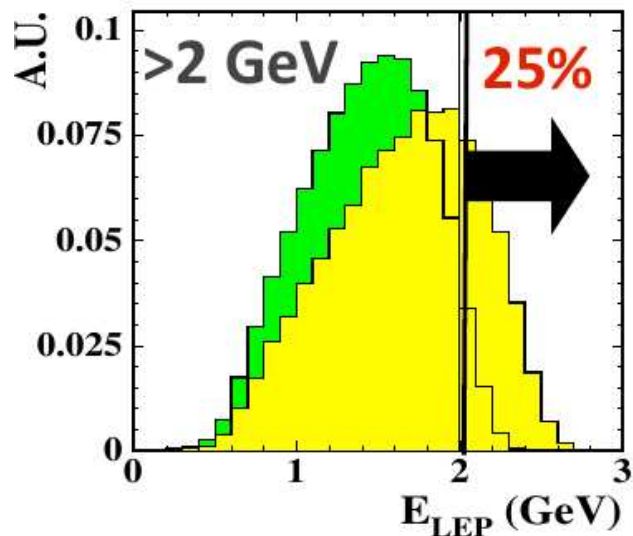
V_{ub}

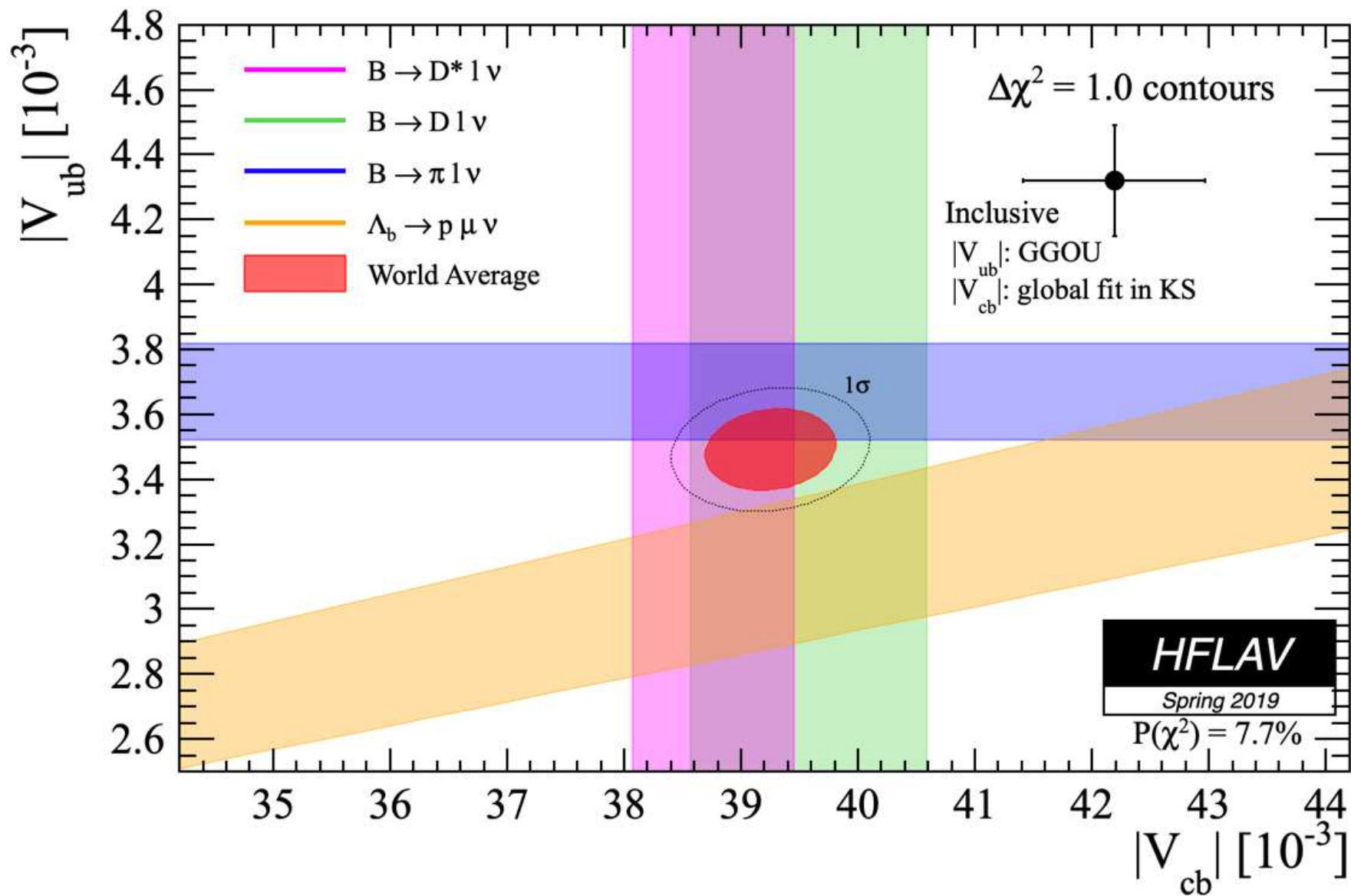


インクルーシブ (終状態の和)

エクスクルーシブ

- $1/m_b$ のオペレータ展開 (OPE)
- $B \rightarrow X\ell\nu$ と $B \rightarrow X_s\gamma$ のスペクトラムからのパラメータを使用
- π (や ρ など) を要求
- 形状因子 $f_i(q^2)$ が必要 (格子 QCD)





$|V_{ub}|$ と $|V_{cb}|$ のどちらもインクルージョンとエクスクルーシブが合っていないのが大問題… (Belle II と理論家の課題)

$$B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$$

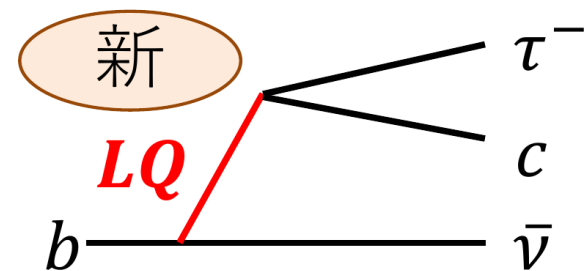
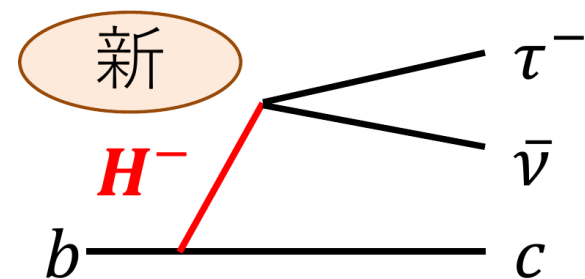
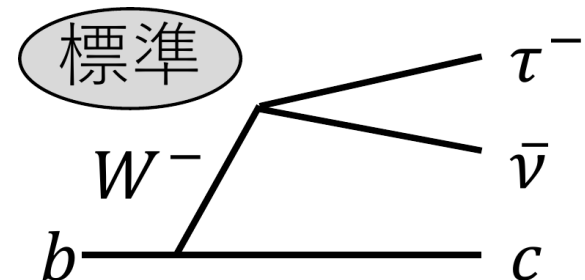
- レプトン普遍性のテスト
- τ はあまり測られていないので、未発見の新物理の可能性あり
- 分岐比の比を取ると不定性を実験的にも理論的にも小さくできる

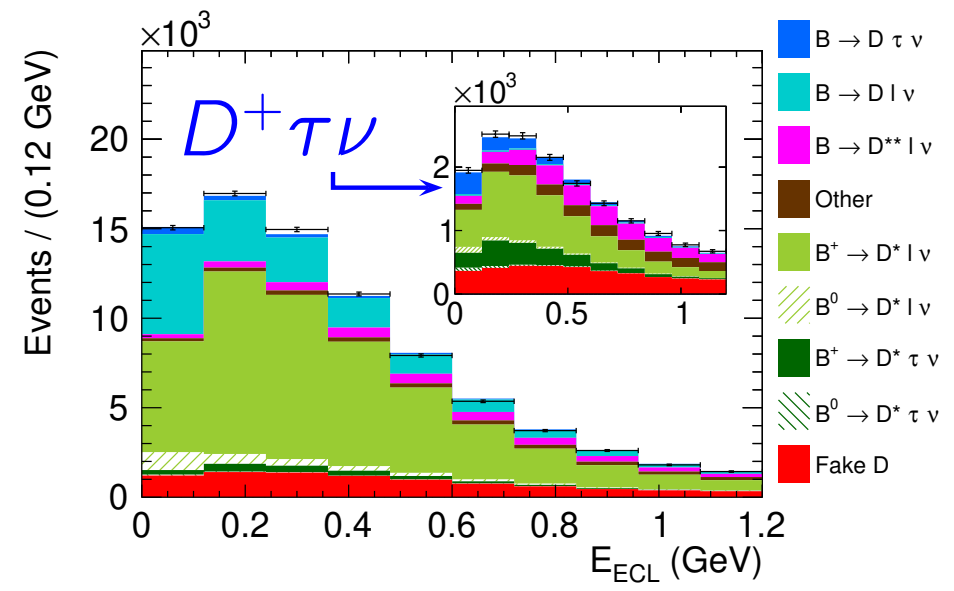
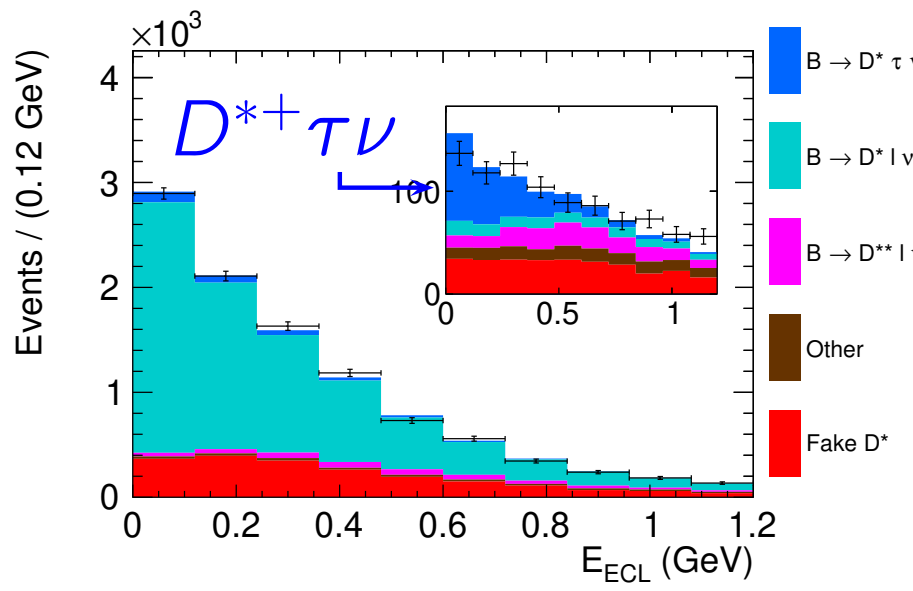
$$R_{D^{(*)}} = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu)}{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu)}$$

- $B \rightarrow \tau \nu$ とは異なる荷電ヒッグス依存性

$$\mathcal{B}(B \rightarrow D \tau \nu) = G_F^2 T_B |V_{cb}|^2 f(F_V, F_S, \frac{m_B^2}{m_{H^+}^2} \tan^2 \beta)$$

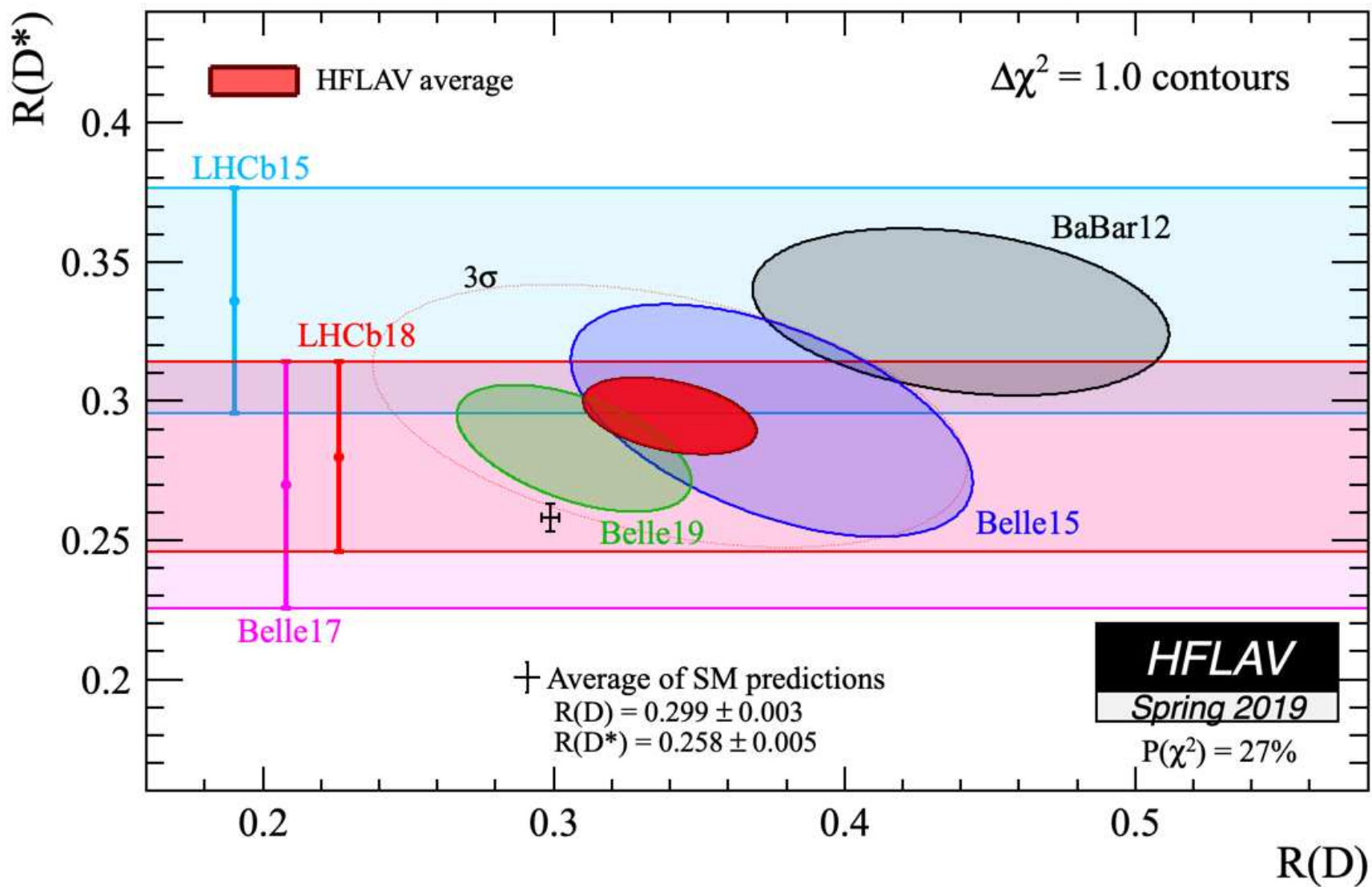
- $m_{H^+} / \tan \beta$ の関数であることは同じ
- $B \rightarrow D^* \tau \nu$ ではフォームファクターが増える
- type-II 2HDM かどうかと言える





($D^{*0} \tau \nu$ と $D^0 \tau \nu$ も同様)

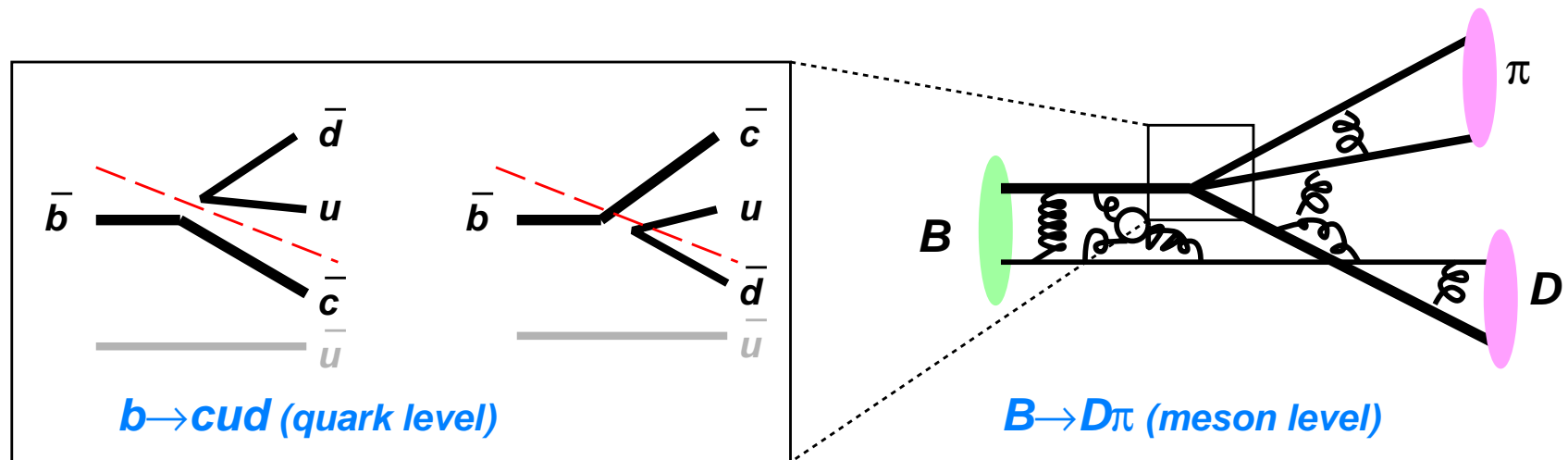
- 反対側の B と $D^{(*)}$ と ℓ 以外に何も無いことを要求
(それでも残るビームバックグラウンドの光子などを定量化)
- 何もしないとほとんど $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$
- ニュートリノ 3 個 ($M_{\text{miss}} \neq 0$) などの情報をまとめて選別
- $B \rightarrow D^{**} \ell \nu$ の理解が重要



Belle II の初期に決着予定…

ハドロニック崩壊

- ハドロニックでも弱い相互作用の部分はカレントの積で計算したい
本当はカレント積ではない場合も近似としてのカレント積とする
- 例えば、 $B \rightarrow D\pi$ の場合、2種類のツリーダイアグラムに相当するカレント積の線型結合で実効ハミルトニアンが記述できる



$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb}^* V_{ud} \left[C_1 (\bar{b}c)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A} + C_2 (\bar{b}d)_{V-A} (\bar{u}c)_{V-A} \right]$$

(C_i はウィルソン係数と呼ばれる)

- ハドロンの部分は結局計算できないのでモデルや対称性を考える...

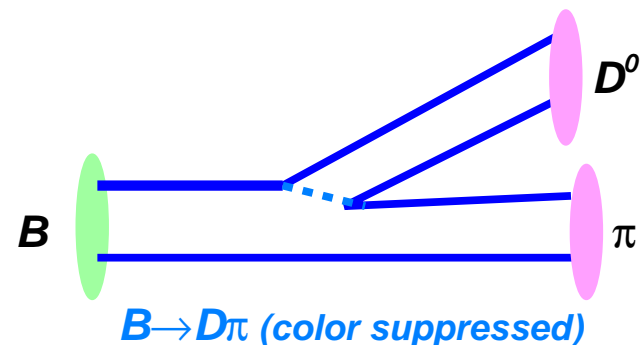
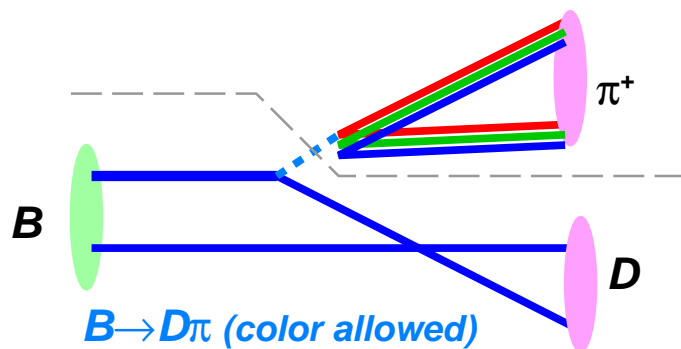
次元 6 オペレータ

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb}^* V_{ud} \left[C_1 (\bar{b}c)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A} + C_2 (\bar{b}d)_{V-A} (\bar{u}c)_{V-A} \right]$$

- フェルミオンの 4 点相互作用で、質量次元 6 乗のオペレータ
 - $G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{M_W^2}$ は 質量次元 (-2) 乗
- あとから出てくる他の B 中間子崩壊のオペレーターはどれも次元 6 オペレータ

ファクトリゼーションの活用例

- カラー制約のあるなし 2 種類のダイアグラムとすると考えやすい T(ツリー) と C(カラー抑制)



- $B \rightarrow \pi\pi$ には 3 種類の電荷の組合せが考えられる
- CKM は同じで (π^0, π^-) の違いは小さい (アイソスピン対称性)
計算できない部分は共通だと考える
- カラー制約の有無で 3 倍のダイアグラム \Rightarrow 分岐比で $3^2=9$ 倍違う

- 関与するダイアグラム

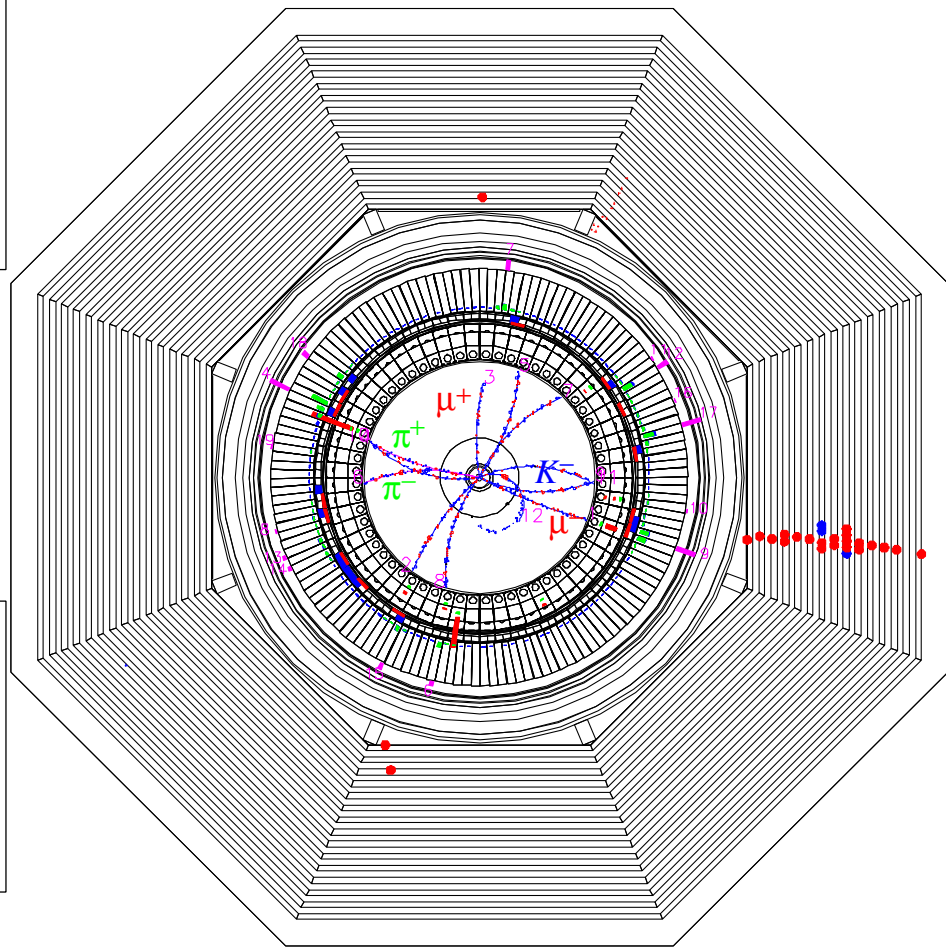
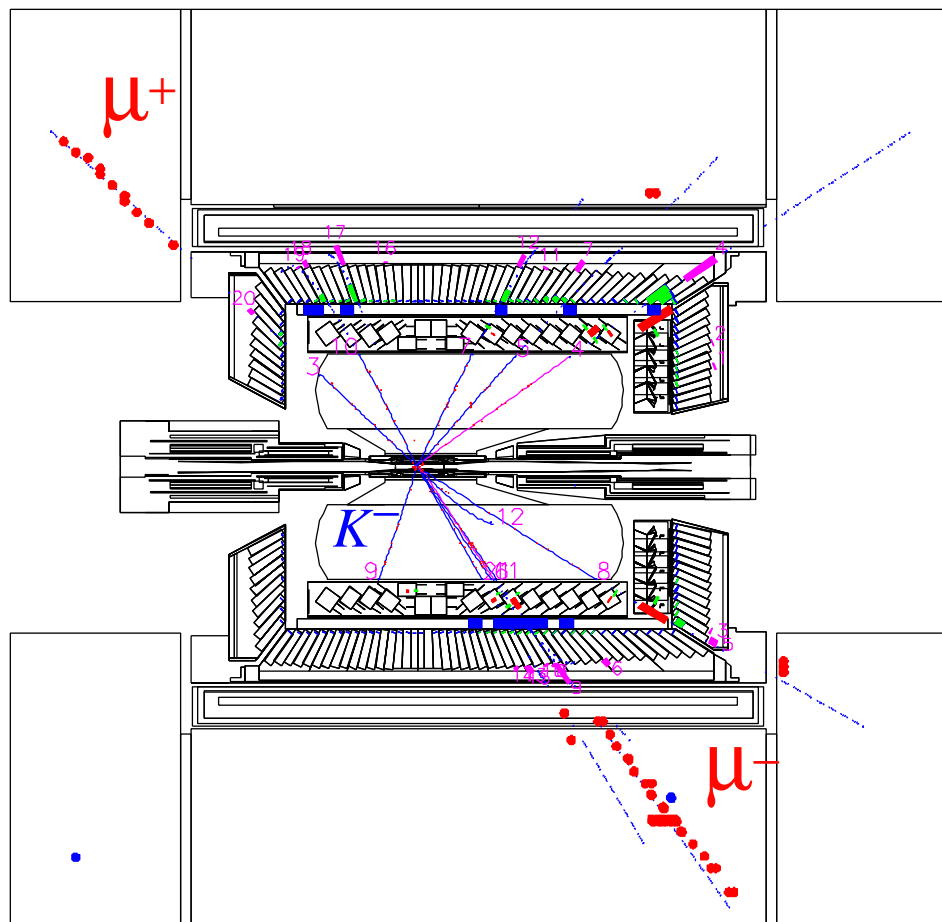
$B^- \rightarrow \pi^0 \pi^-$	$(u\bar{u} + d\bar{u})$	T + C
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(u\bar{d} + d\bar{u})$	T only
$\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$(u\bar{u} + d\bar{d})$	C only

$B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ パズル

- $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$ と $B \rightarrow \pi^+ \pi^0$ を基準
 - 分岐比 5×10^{-6} 程度で精度よく測定されている
- $B \rightarrow \pi^0 \pi^0$ はカラー抑制により 0.5×10^{-6} 程度の分岐比を期待
 - 測定された分岐比は 1×10^{-6} より大きい
- 理論計算
 - $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$ との比で良いので精度が良いはず
 - ペンギンの寄与、高次補正
 - SM では 1×10^{-6} より大きな分岐比にすることは難しい…新物理?
- 似たようなモードでチェック — $B \rightarrow \rho^0 \rho^0$
 - $B \rightarrow \rho^+ \rho^-$ と $B \rightarrow \rho^+ \rho^0$ の分岐比が 2×10^{-5}
 - $B \rightarrow \rho^0 \rho^0$ の分岐比は 1×10^{-6}
- $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ も $B^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$ も Belle II で精度よく測り直す

B 物理の解析手法

$B \rightarrow J/\psi K_S$ 事象



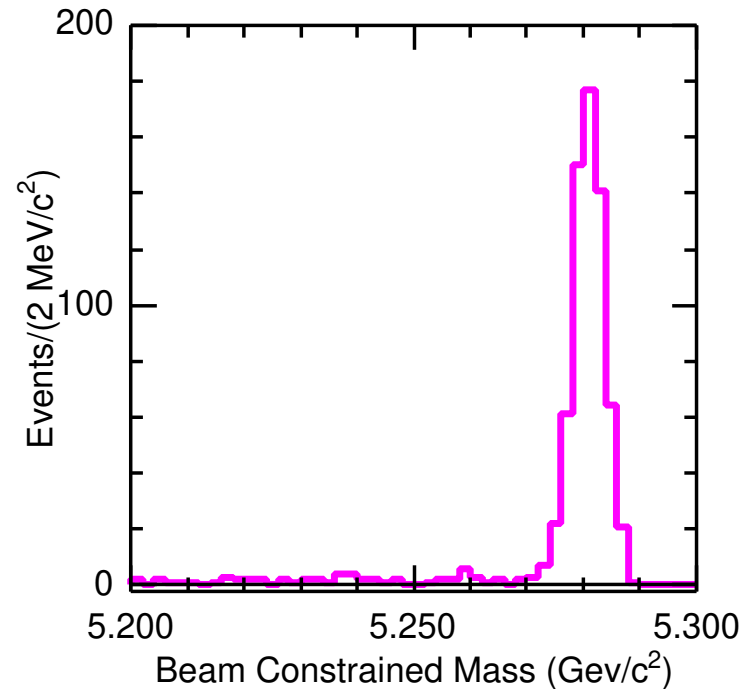
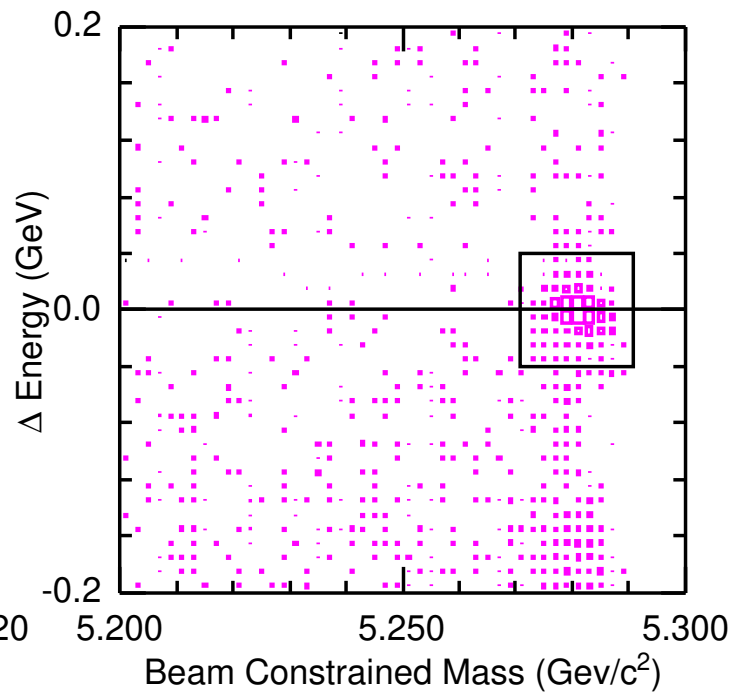
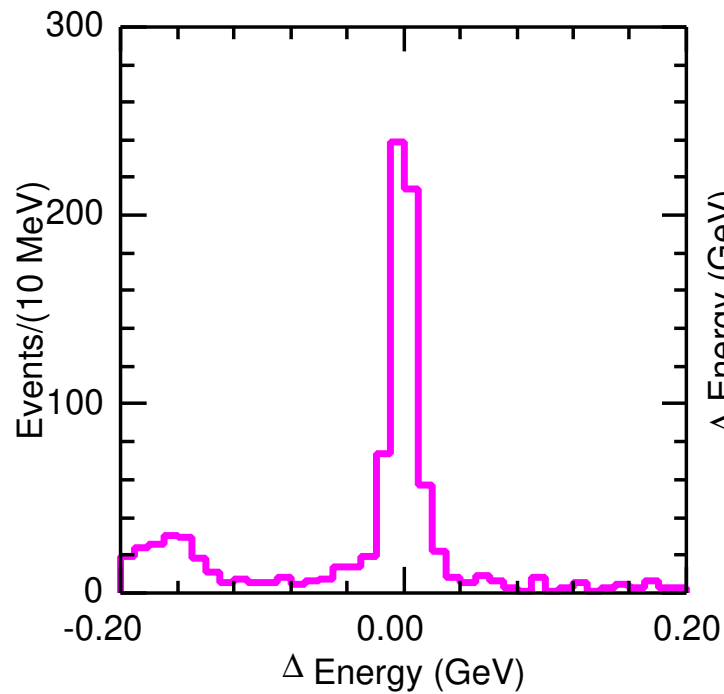
$$\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \left\{ \begin{array}{l} B^0 \rightarrow J/\psi K_S \left\{ \begin{array}{l} J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- \\ K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \end{array} \right. \\ \bar{B}^0 \rightarrow X_c \rightarrow K^- X \end{array} \right.$$

B の再構成

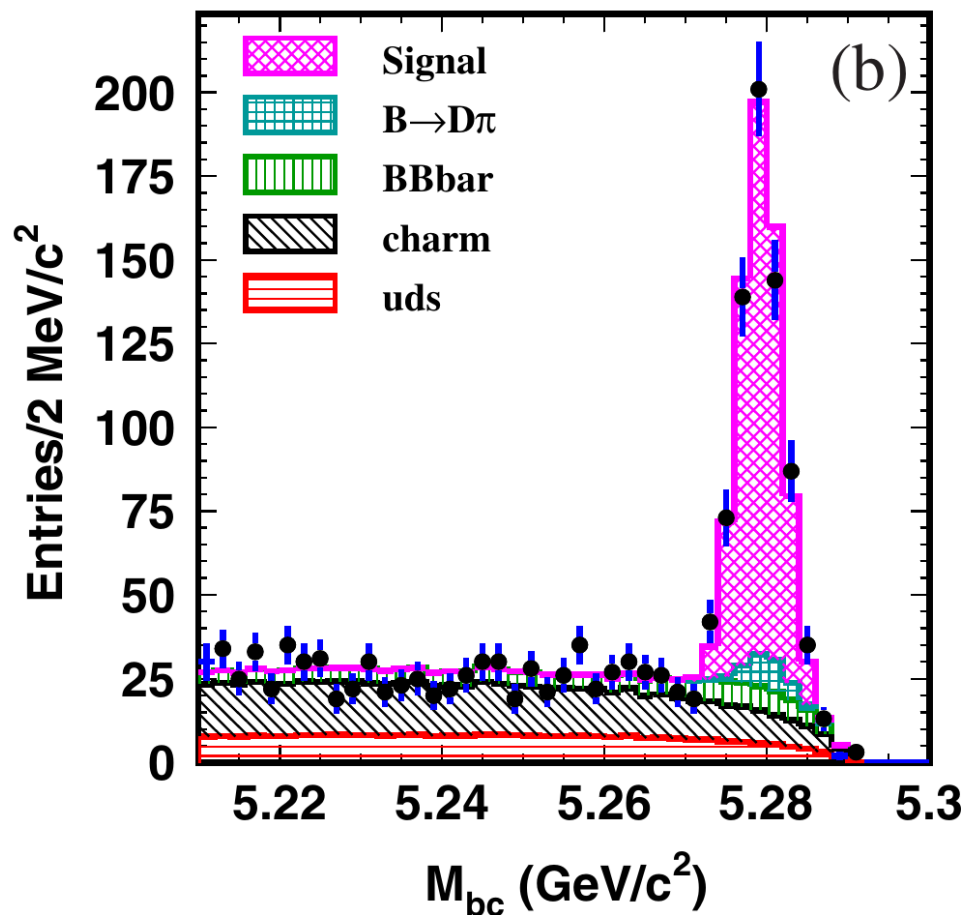
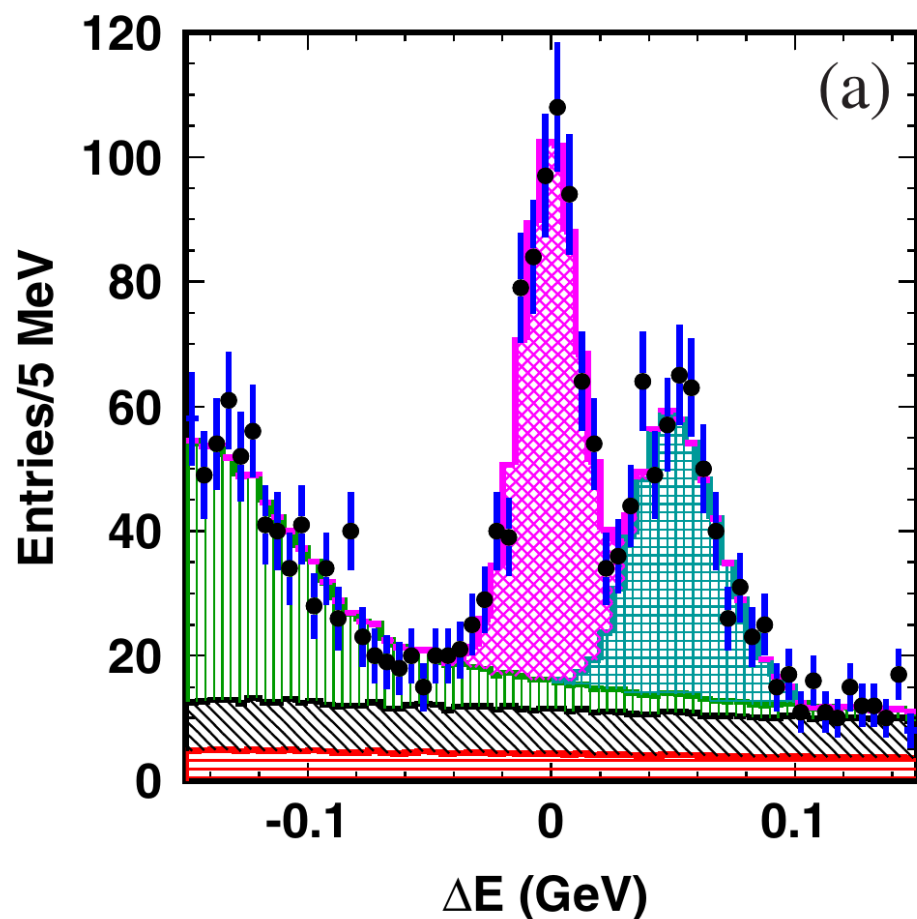
- **ビームエネルギー制約質量** $M_{bc} = \sqrt{(E_{\text{beam}}^*)^2 - |\sum p_i|^2}$
 - E_{beam}^* の広がり は 0.05% 程度 ($\sum E_i$ 分解能は 0.2% 程度)
 - $\sum p_i$ 分解能は、 $\sum p_i$ 自身が小さいため効かない
 - 低運動量の粒子を取りこぼしてもピーク位置があまりずれない
 - E_{beam}^* がエンドポイント、バックグラウンドは ARGUS 関数でフィット
- **エネルギー差** $\Delta E = \sum E_i - E_{\text{beam}}^*$
 - $\sum E_i$ と $\sum p_i$ とはほぼ相関のない独立な変数
 - $K \leftrightarrow \pi$ を間違えると 40 MeV くらいずれる
 - π をひとつ取りこぼすと 150 MeV くらいずれる (例: $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$)
 - 光子や π^0 を含むと低エネルギー側にテール、Crystall Ball 関数でフィット
- M_{bc} と ΔE でピークになれば間違いなく **B 崩壊の信号**

$B \rightarrow J/\psi K_S$ の例

- $\sigma(M_{bc}) \sim 2.7 \text{ MeV (0.05\%)}$
- $\sigma(E_B) \sim 10 \text{ MeV (0.2\%)}$
- バックグラウンドが少ない
($B \rightarrow J/\psi K^*$ が見える)



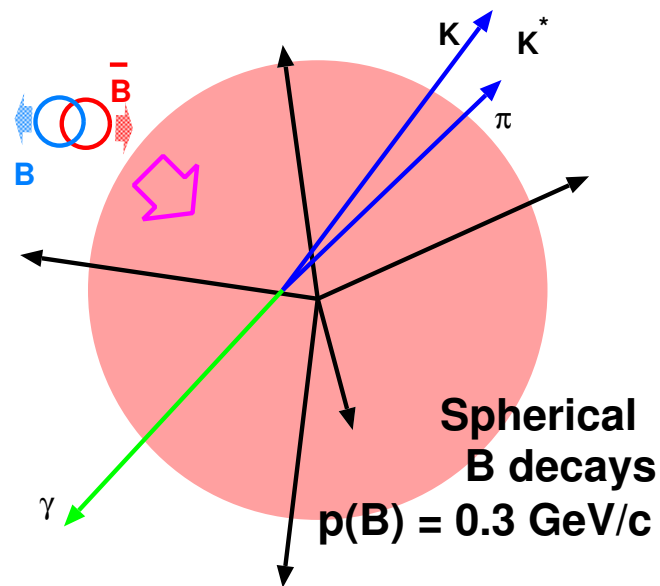
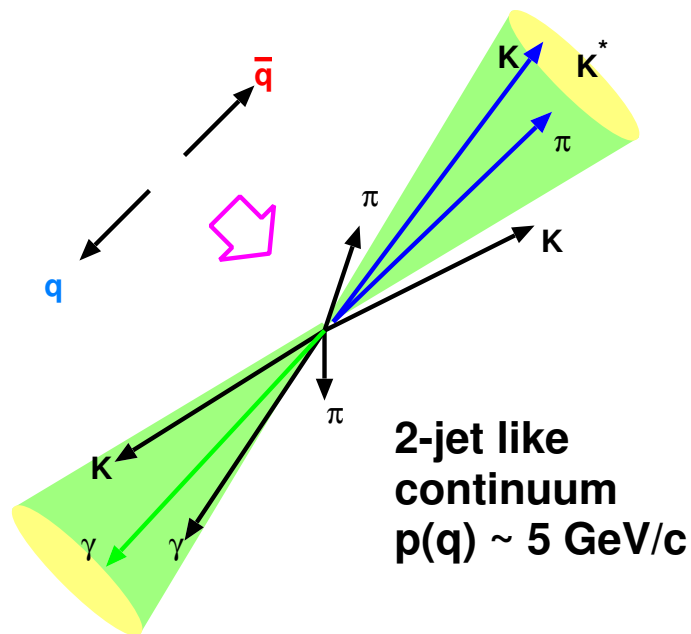
$B \rightarrow DK, D \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ の例

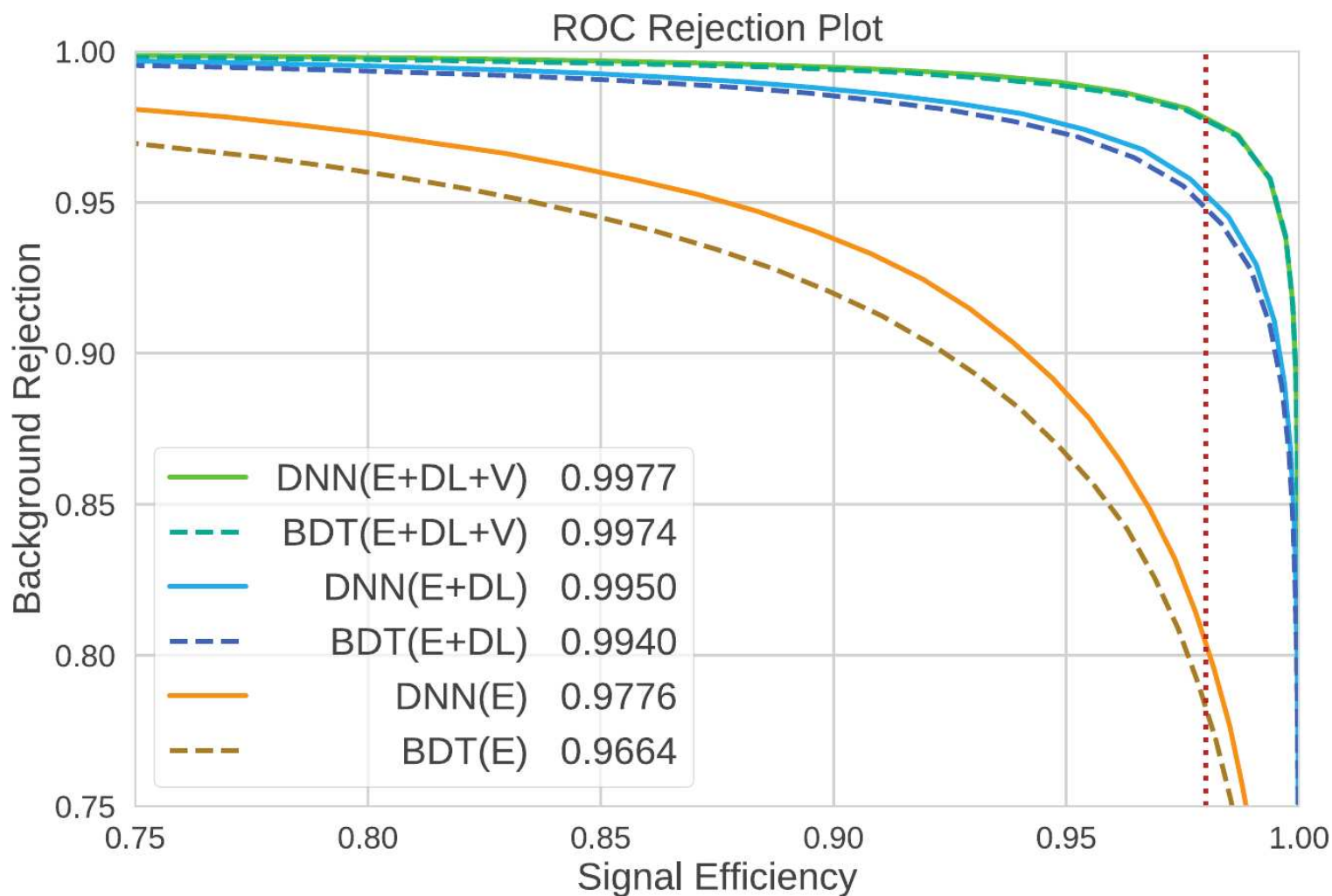


- $D\pi$ と DK を ΔE で分離 (その前に PID で落としておくことが重要)
- 他の B からは主に $D^*(\pi, K), D^* \rightarrow D^0(\pi, \gamma)$ の π, γ を見落したもの
- B ではない $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ continuum を M_{bc} の ARGUS 関数で分離

バックグラウンド

- B の他の崩壊からのバックグラウンドには特徴がある
- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) は continuum バックグラウンド
 - 事象形状 ($q\bar{q}$ はジェット状)、粒子数が少ないが最も有効
 - B の運動量方向 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ は前後方へ飛ぶ)
 - 崩壊点の差の分布 ($q\bar{q}$ は一点から生成)、少し効く





● カット → Fisher → Likelihood → BDT, NN → DNN と進化中

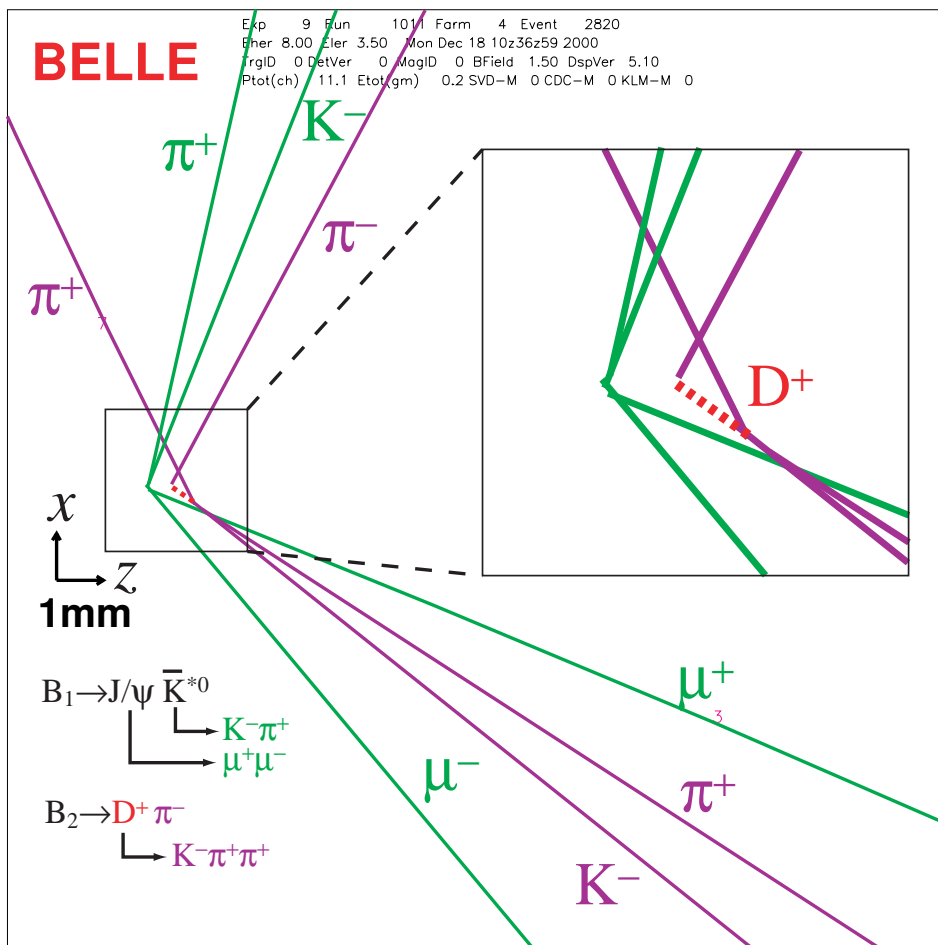
(Fisher discriminant, likelihood ratio, boost decision tree, neural network, deep neural network)

● 上の例では最大 530 変数を使用

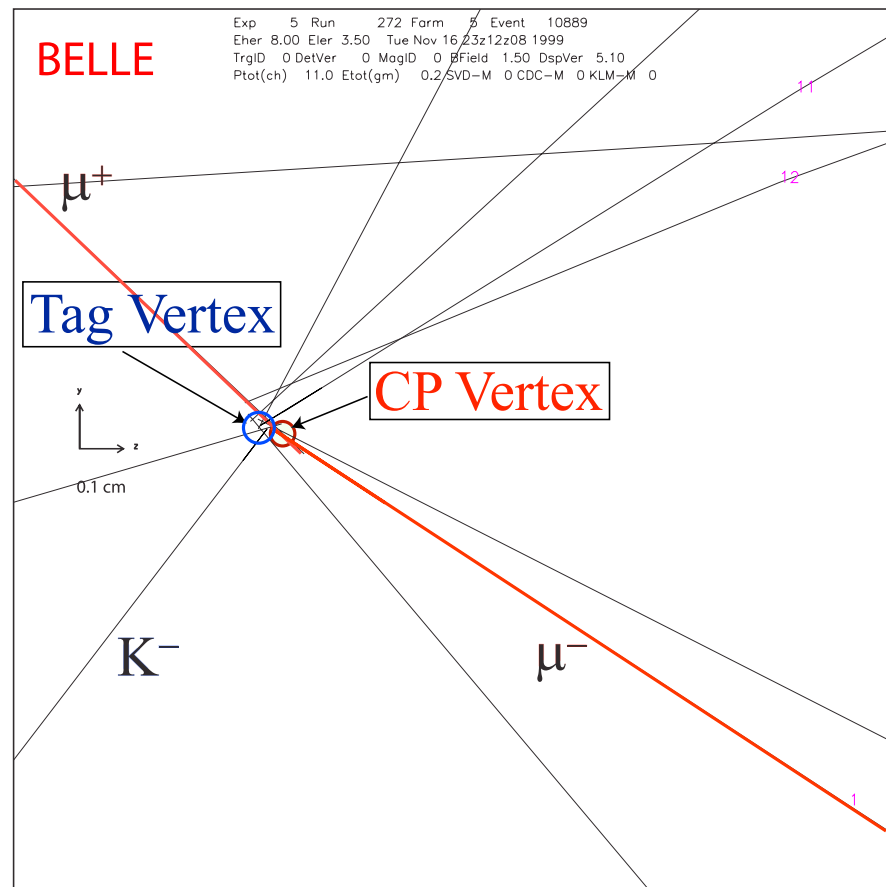
● 信号へのバイアス、データ/MC の差などは注意深いチェックが必要

崩壊点検出

特にいい例



ごく普通の例



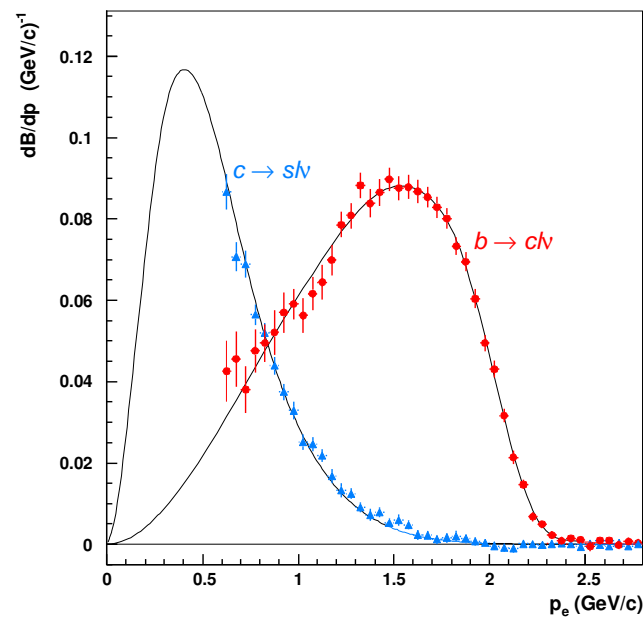
Belle: $\beta\gamma\sigma\tau \sim 200 \mu\text{m}$ に対して、崩壊点差の分解能は $\sim 100 \mu\text{m}$

Belle II: $\beta\gamma\sigma\tau \sim 135 \mu\text{m}$ に対して、崩壊点差の分解能は $\sim 50 \mu\text{m}$

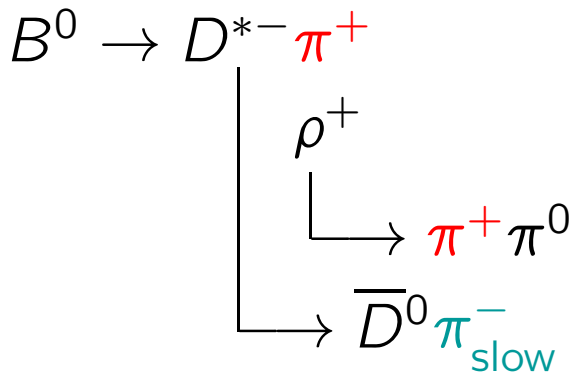
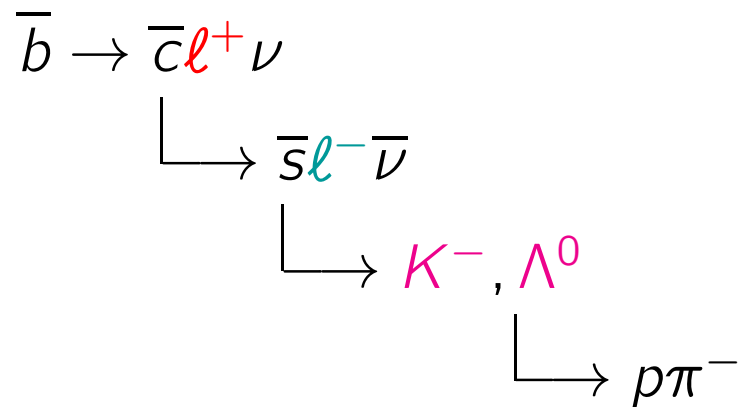
フレーバー同定

- レプトンタグ
 - High- $p \ell^+$
 - Medium- $p \ell^-$
- ハドロンタグ
 - K^-
 - $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$
 - High- $p \pi^+$
 - Low- $p \pi^-$

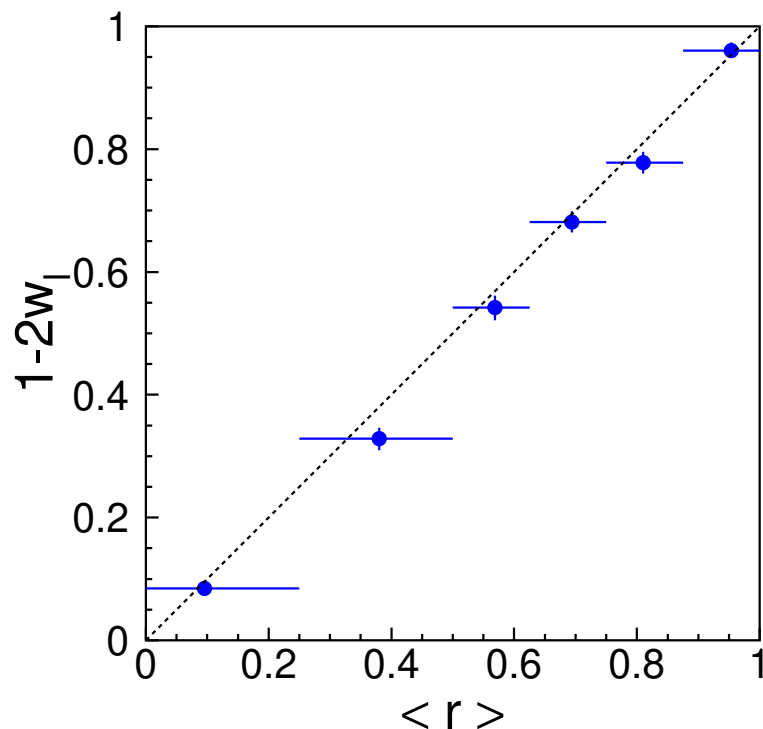
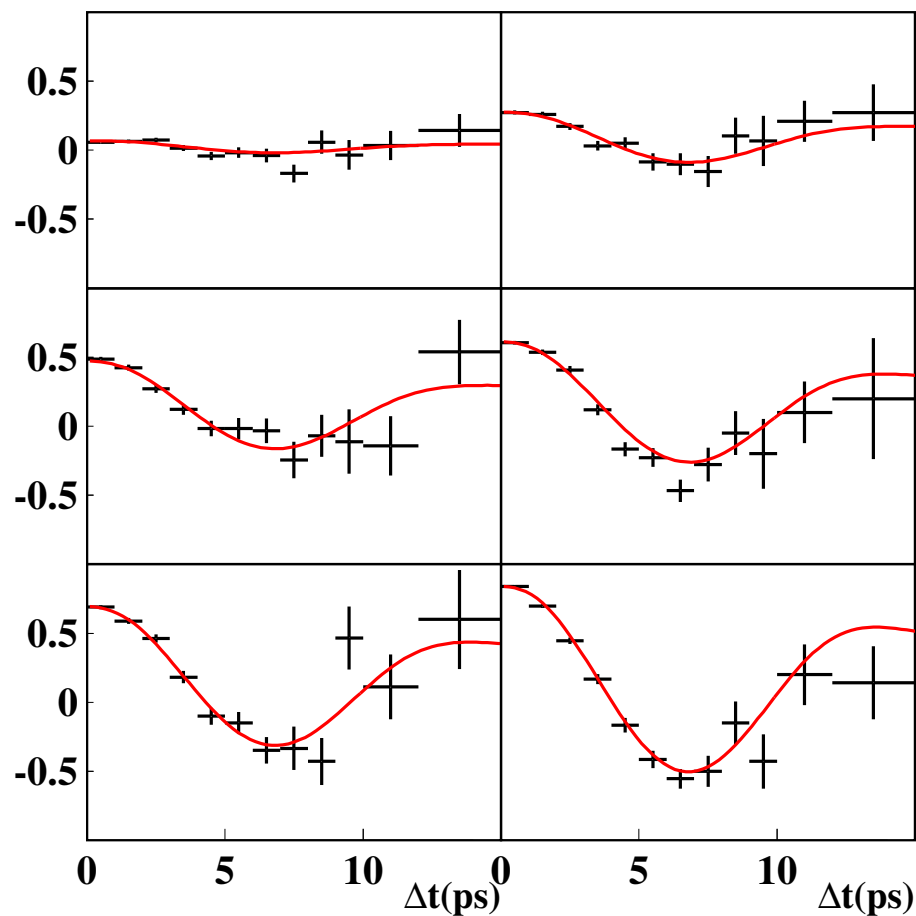
B^0 らしい
符号



個々のフレーバー識別能力は千差万別
 Belle では Lookup table で一変数 "r" ($0 < r < 1$)
 に押し込めて $q = +1$ とする
 (逆符号なら \bar{B}^0 らしい、 $q = -1$)



- フレーバー同定の効率を高くすることと、効率自体を精度よく決めることが重要
- 同定を間違える確率が w のとき $(\sin 2\phi_1) \propto (A_{CP})_{\text{meas}} \times \frac{1}{1-2w}$

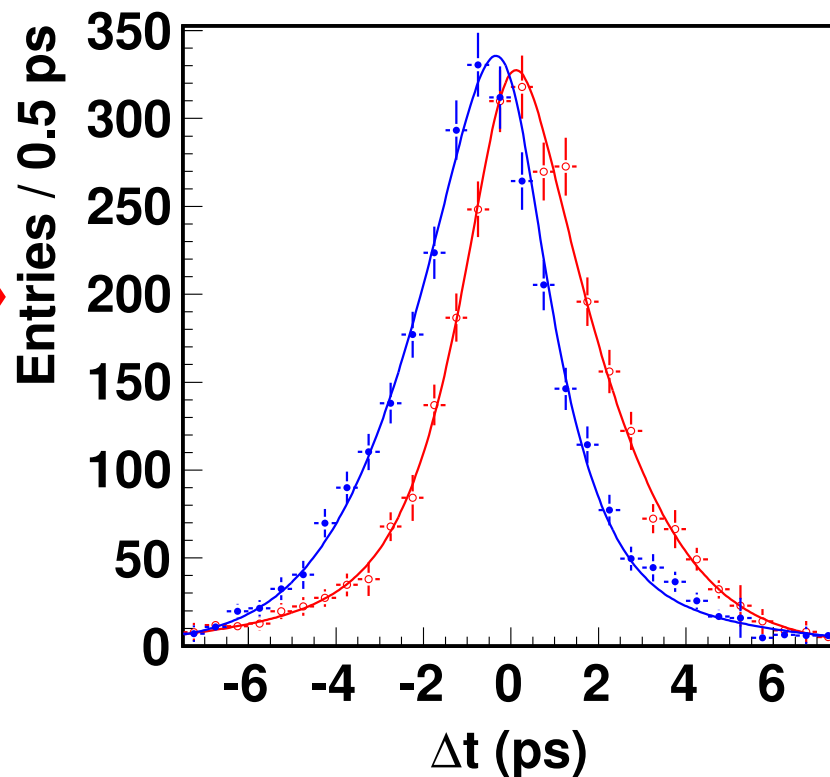
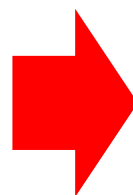
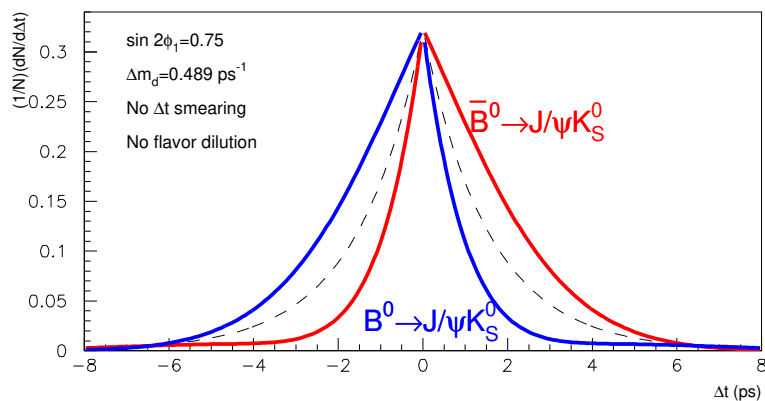
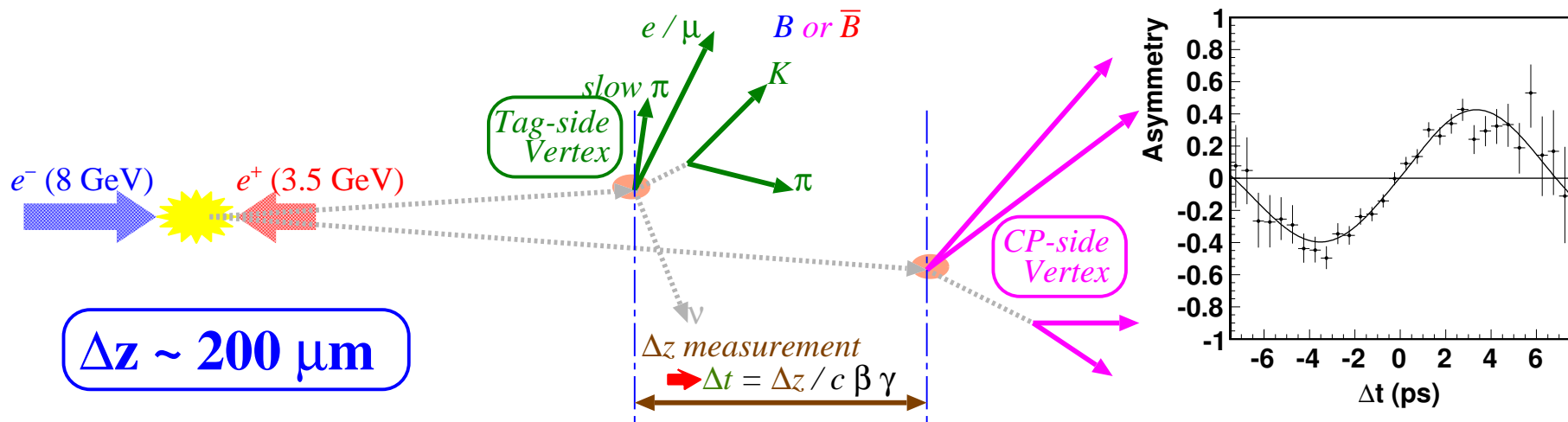


Efficiency $> 99.5\%$

Belle $\epsilon_{\text{effective}} \sim 30\%$

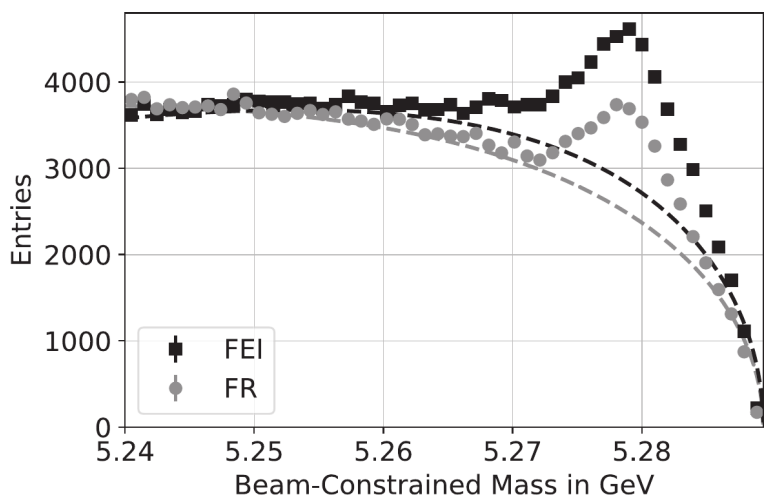
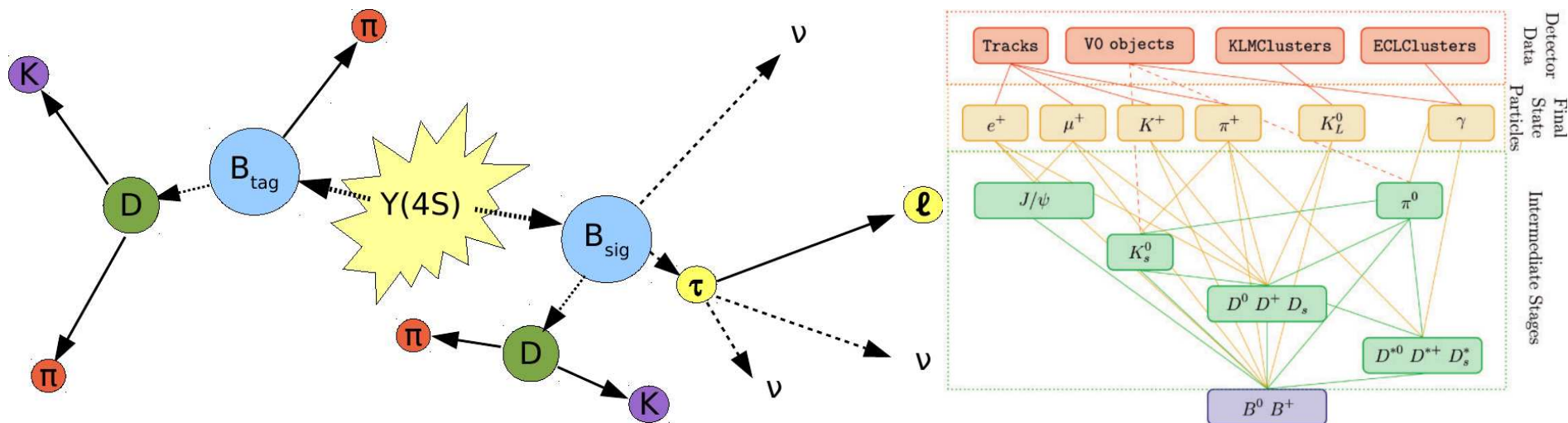
Belle II $\epsilon_{\text{effective}} \sim 35\%$ (予定)

$\sin 2\phi_1$ の測定 (Belle のゴールデンモード)



$$\sin 2\phi_1 = +0.668 \pm 0.023 \pm 0.013$$

τ を含む測定 (Belle II のゴールデンモード)



- 片側の B を完全にタグ (運動量も決まる)
- Multi Variate Classifier による効率向上
- 効率は (純度にもよるが)
 B^+ hadronic で 0.6%
 B^+ semileptonic で 1.4%
- Belle のアルゴリズムの倍くらいの効率

講義 2 — 終