



将来の電子・陽電子 円型コライダーでの精密測定

遠藤基 (KEK)

将来の円型 e^+e^- コライダーってどんな実験？



電子・陽電子を円形加速器で加速し衝突させることで、**ヒッグス、Z、W、トップなどの精密測定**を主目的とする。LEP (CERN) の後継機に相当するが、周長100km級のリングを前提としており、より高ルミノシティと広いエネルギー範囲を狙う。

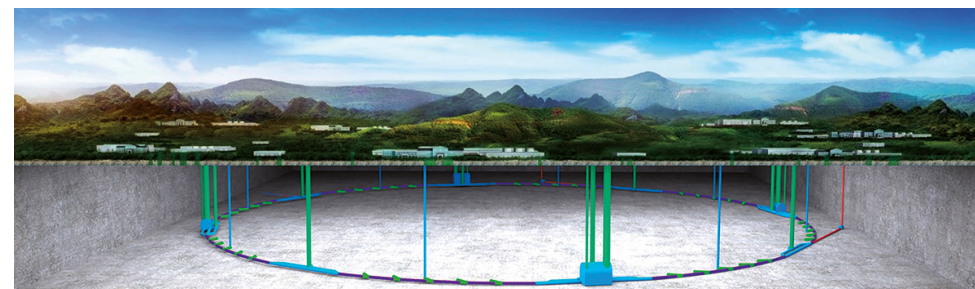
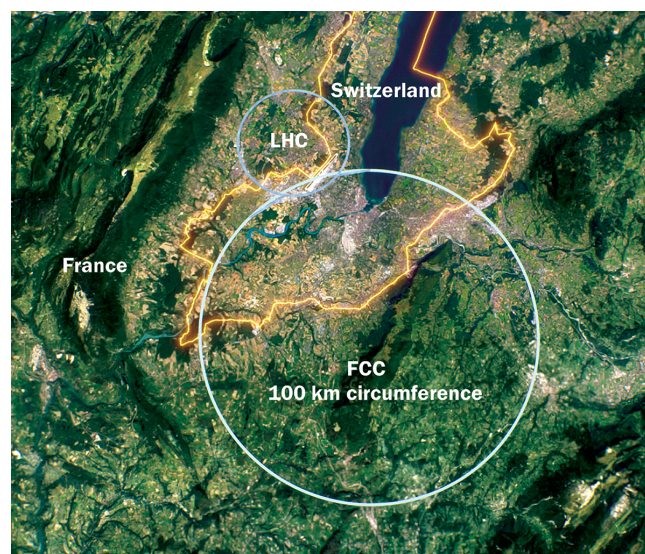
なぜ電子・陽電子衝突か？

初期状態が陽子衝突に比べ単純であり、PDFの不確定性が存在しない。
ISR/FSR や beamstrahlung はあるが、理論的に精密に取り扱える。

円型加速器（線型加速器と比較して）

円形加速器ではビームがリング状の軌道を何度も周回して衝突するため、**衝突回数（ルミノシティ）が非常に高くなる**。ただし、軽い粒子（特に電子や陽電子）は円形軌道で加速すると**シンクロトロン放射によるエネルギー損失が非常に大きい**。

技術的特徴・設計比較



項目	FCC-ee	CEPC
国・機関	欧州 CERN 主導	中国 IHEP 主導
周長	約97.75 km 約91km	約100 km
ターゲットエネルギー	$\sqrt{s} = 91\text{--}365\text{ GeV}$ (Z $\rightarrow$ H $\rightarrow$ t 閾値)	同様に 91–365 GeV (～240GeV)
ルミノシティ	非常に高い (Z ポールで $10^{36}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	同等レベルを目指す
ビームエネルギー測定	Resonant depolarization (keV 精度)	未定 (高精度を目指す)
後継計画	FCC-hh (100 TeV 陽子衝突器)	SPPC (陽子陽子衝突器)
建設目標時期	2040 年代前半に運転開始想定	同様に 2040 年代中頃目標

今日の内容

将来の電子・陽電子 円型コライダーでの精密測定

1. 電弱精密測定とその周辺の話
 2. フレーバーの精密測定の話
 3. まとめ
- } Zポールでの物理

* ヒッグスの話は次の奥村さん。あとは兼村さんあたりにお願いしたい

電弱精密測定とは

電弱セクターに関連する物理量を高精度に測定して理論と比較・検証する
複数の独立な物理量を測定することで標準理論の検証と新物理の間接的探索

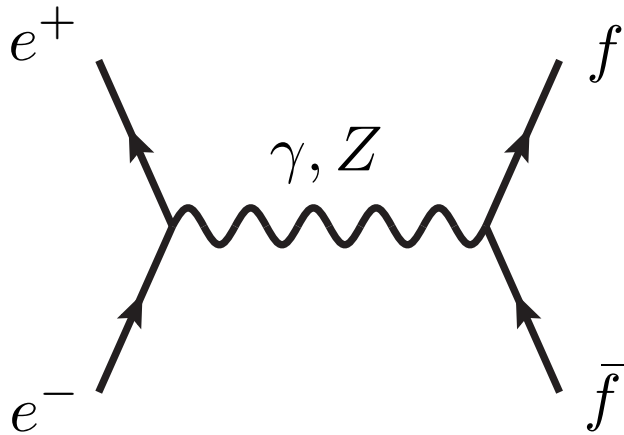
Tera-Z計画：ZボソンをO(10¹²)生成 [WW: O(10⁸), tt: O(10⁶)]

Working point	Z pole	WW thresh.	ZH	t $\bar{t}$	
$\sqrt{s}$ (GeV)	88, 91, 94	157, 163	240	340–350	365
Lumi/IP (10 ³⁴ cm ⁻² s ⁻¹)	140	20	7.5	1.8	1.4
Lumi/year (ab ⁻¹)	68	9.6	3.6	0.83	0.67
Run time (year)	4	2	3	1	4
Integrated lumi. (ab ⁻¹)	205	19.2	10.8	0.42	2.70
Number of events	6 × 10 ¹² Z	2.4 × 10 ⁸ WW	2.2 × 10 ⁶ ZH	2 × 10 ⁶ t $\bar{t}$	
			+	+ 370k ZH	
			65k WW → H	+ 92k WW → H	

of Z: LEP/SLC: O(10⁷), ILC(GigaZ): O(10⁹), FCC-ee/CEPC: 6/4x10¹²

cf. LEP3: 2x10¹² for Z, 4x10⁷ for WW,
5x10⁵ for ZH, no ttbar

なにを測定するの？



精度が1-2桁で良くなる

$$R_q = \frac{\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hads})}$$

$$R_\ell^{-1} = \frac{\Gamma(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-)}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hads})}$$

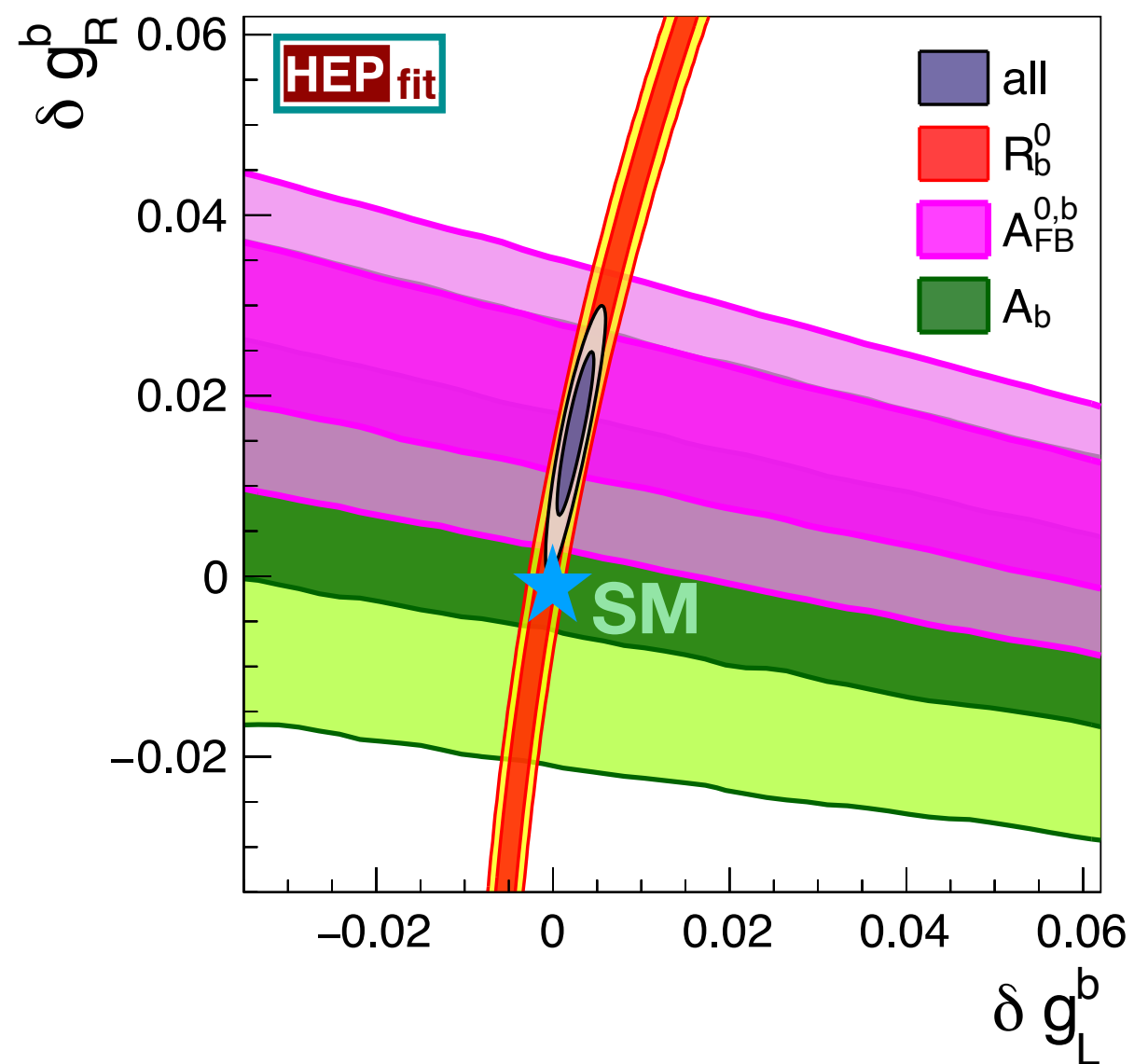
Future Circular Collider, Feasibility Study Report, 2505.00272						
Observable	value	present ±	uncertainty	FCC-ee Stat.	FCC-ee Syst.	Comment and leading uncertainty
m_Z (keV)	91 187 600	±	2000	4	100	From Z line shape scan Beam energy calibration
Γ_Z (keV)	2 495 500	±	2300	4	12	From Z line shape scan Beam energy calibration
$\sin^2 \theta_W^{\text{eff}} (\times 10^6)$	231,480	±	160	1.2	1.2	From $A_{\text{FB}}^{\mu\mu}$ at Z peak Beam energy calibration
$R_\ell^Z (\times 10^3)$	20 767	±	25	0.05	0.05	Ratio of hadrons to leptons Acceptance for leptons
$\sigma_{\text{had}}^0 (\times 10^3)$ (nb)	41 480.2	±	32.5	0.03	0.8	Peak hadronic cross section Luminosity measurement
$R_b (\times 10^6)$	216 290	±	660	0.25	0.3	Ratio of $b\bar{b}$ to hadrons
$A_{\text{FB}}^{b,0} (\times 10^4)$	992	±	16	0.04	0.04	b-quark asymmetry at Z pole From jet charge
$A_{\text{FB}}^{\text{pol},\tau} (\times 10^4)$	1 498	±	49	0.07	0.2	τ polarisation asymmetry τ decay physics
m_W (MeV)	80 360.2	±	9.9	0.18	0.16	From WW threshold scan Beam energy calibration
Γ_W (MeV)	2 085	±	42	0.27	0.2	From WW threshold scan Beam energy calibration
m_{top} (MeV)	172 570	±	290	4.2	4.9	From $t\bar{t}$ threshold scan QCD uncert. dominate
Γ_{top} (MeV)	1 420	±	190	10	6	From $t\bar{t}$ threshold scan QCD uncert. dominate

and more

なにができるの？

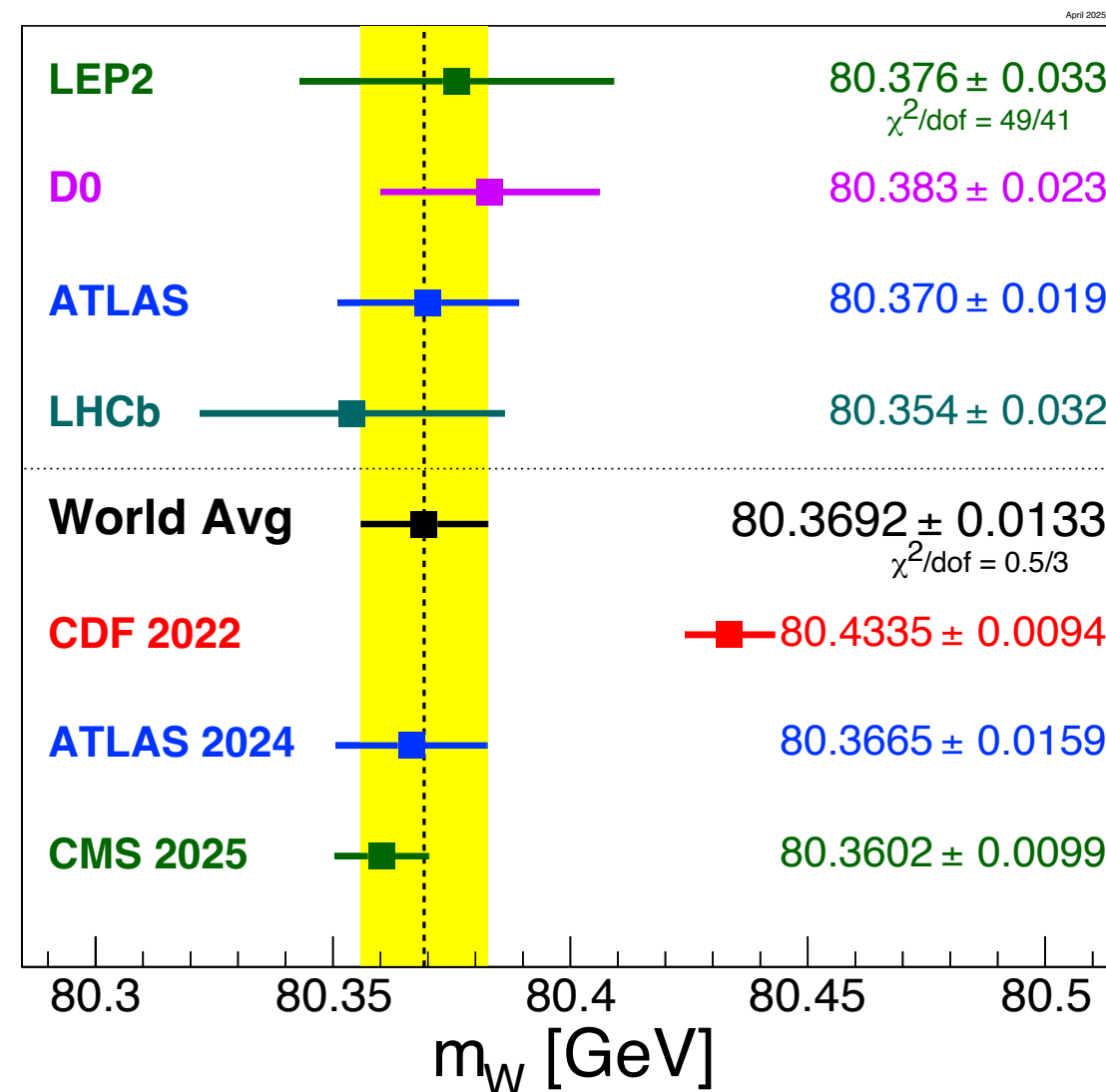
これまでのパズルの検証・解消や新物理探索

Forward-backward asymmetry
of bottom quark



before CDF W boson mass

CDF tension of W boson mass

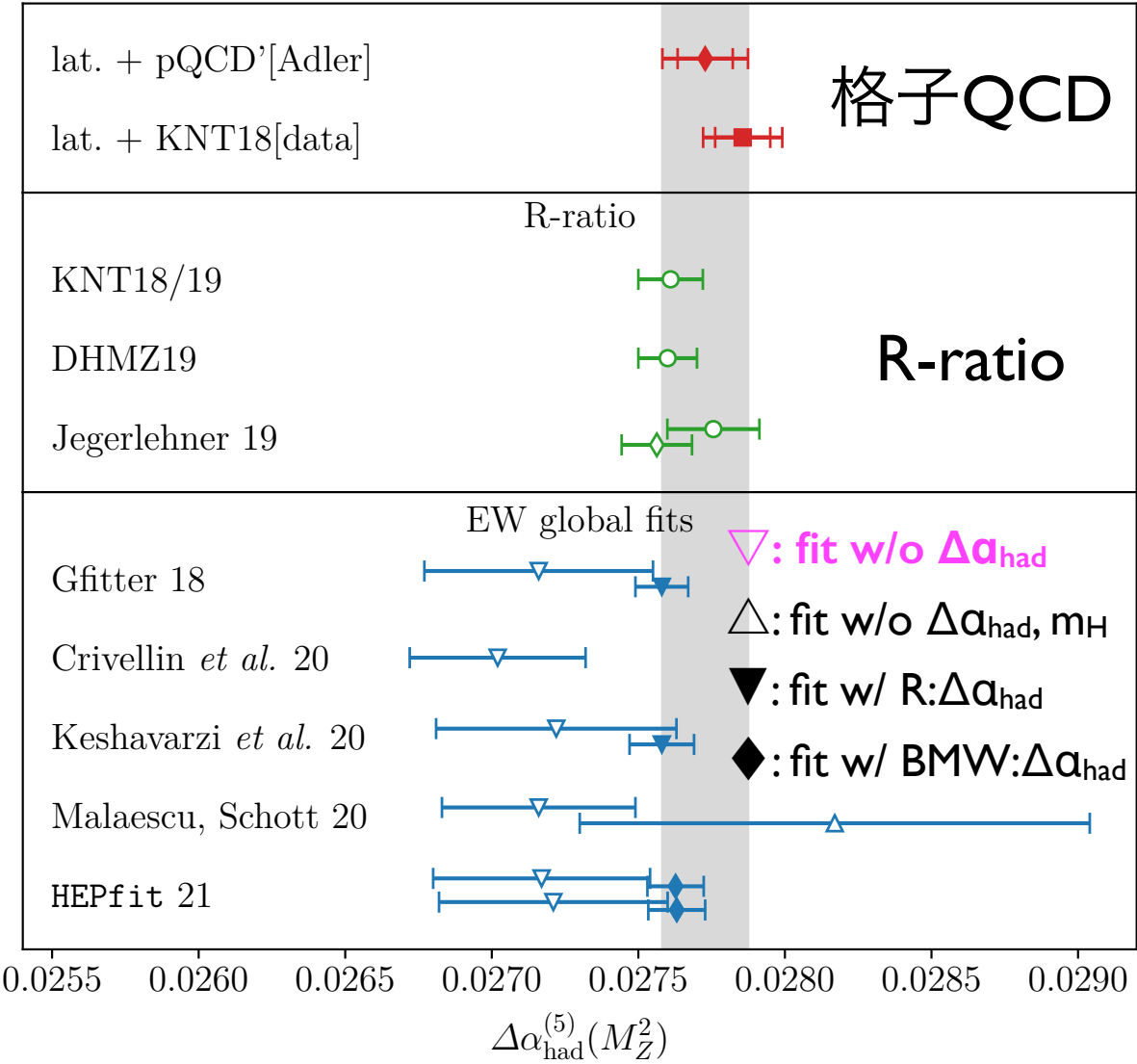


Tera-Zによって不定性がO(0.1)MeV

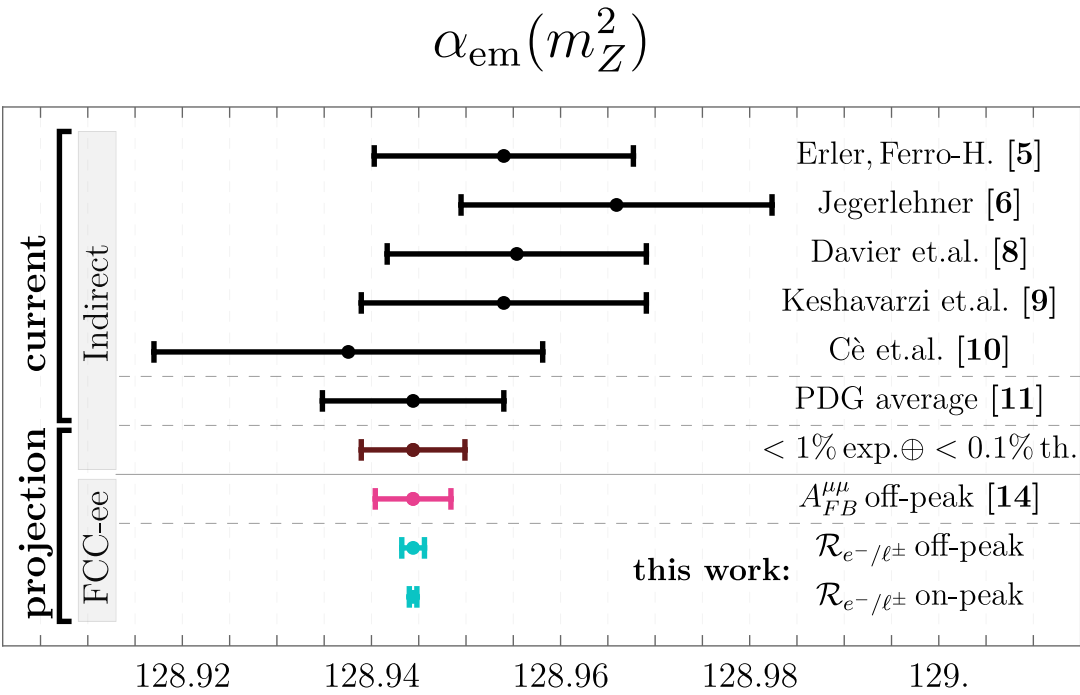
なにができるの？

これまでのパズルの検証・解消や新物理探索

hadronic contribution to
running QED coupling at M_Z



Mainz collaboration, JHEP 08 (2022) 220



格子QCDの結果がEW fitより
大きい傾向 → Tera-Z

Riembau, PRL 134 (2025) 22,221802

標準理論による予言：現在の状況

$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$ (light fermion) : Full EW 2-loop + leading higher order

Awramik, Czakon, Freitas, JHEP 0611 (2006) 048

Awramik, Czakon, Freitas, Kniehl, NPB813 (2009) 174

$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^b$: Full 2-loop + leading higher order

Dubovyk, Freitas, Gluza, Riemann, Usovitsch, PLB 762 (2016) 184

Γ_Z^f : Full EW 2-loop + leading higher order

Dubovyk, Freitas, Gluza, Riemann, Usovitsch, PLB 783 (2018) 86

Leading 3-loop EW fermionic corrections

Cheng, Freitas, JHEP 07 (2020) 210

M_W : Full EW 2-loop + leading 3-loop, some 4-loop

Awramik, Czakon, Freitas, Weiglein, PRD69 (2004) 053006

Γ_W : 1-loop

Bardin, Khristova, Fedorenko, NPBI97 (1982) 1

Bardin, Riemann, Riemann, Z. Phys C32 (1986) 121

New corrections tend to reduce (old) discrepancies with SM.

標準理論による予言：現在の状況

$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$ (light fermion) : Full EW 2-loop + leading higher order

Awramik, Czakon, Freitas, JHEP 0611 (2006) 048

Awramik, Czakon, Freitas, Kniehl, NPB813 (2009) 174

$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^b$: Full 2-loop + leading higher order

Dubovyk, Freitas, Gluza, Riemann, Usovitsch, PLB 762 (2016) 184

Fitting formulaがある：

$$\begin{aligned} X = & X_0 + a_1 L_H + a_2 L_H^2 + a_3 L_H^4 + a_4 \Delta_H + a_5 \Delta_t + a_6 \Delta_t^2 + a_7 \Delta_t L_H + a_8 \Delta_t L_H^2 \\ & + a_9 \Delta_{\alpha_s} + a_{10} \Delta_{\alpha_s}^2 + a_{11} \Delta_{\alpha_s} \Delta_H + a_{12} \Delta_{\alpha_s} \Delta_t + a_{13} \Delta_{\alpha} + a_{14} \Delta_{\alpha} \Delta_H \\ & + a_{15} \Delta_{\alpha} \Delta_t + a_{16} \Delta_Z, \end{aligned}$$

$$L_H = \log \frac{M_H}{125.7 \text{ GeV}}, \quad \Delta_H = \frac{M_H}{125.7 \text{ GeV}} - 1, \quad \Delta_t = \left(\frac{m_t}{173.2 \text{ GeV}} \right)^2 - 1,$$

$$\Delta_{\alpha_s} = \frac{\alpha_s(M_Z)}{0.1184} - 1, \quad \Delta_{\alpha} = \frac{\Delta\alpha}{0.059} - 1, \quad \Delta_Z = \frac{M_Z}{91.1876 \text{ GeV}} - 1.$$

New corrections tend to reduce (old) discrepancies with SM.

標準理論の予言に必要なインプット

tree levelの予言に必要なインプット：精度の良い物理量

M_Z : Zボソン質量、Zポール周りでのcross section vs E_{cm} で決定

G_F : フェルミ結合定数、ミュー粒子の寿命で決定

α : 微細構造定数、原子のエネルギーレベルと原子の質量（電子の質量）で決定

さらに標準理論による量子補正には以下のインプットが必要

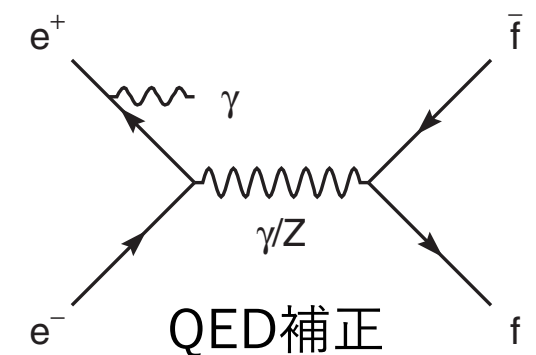
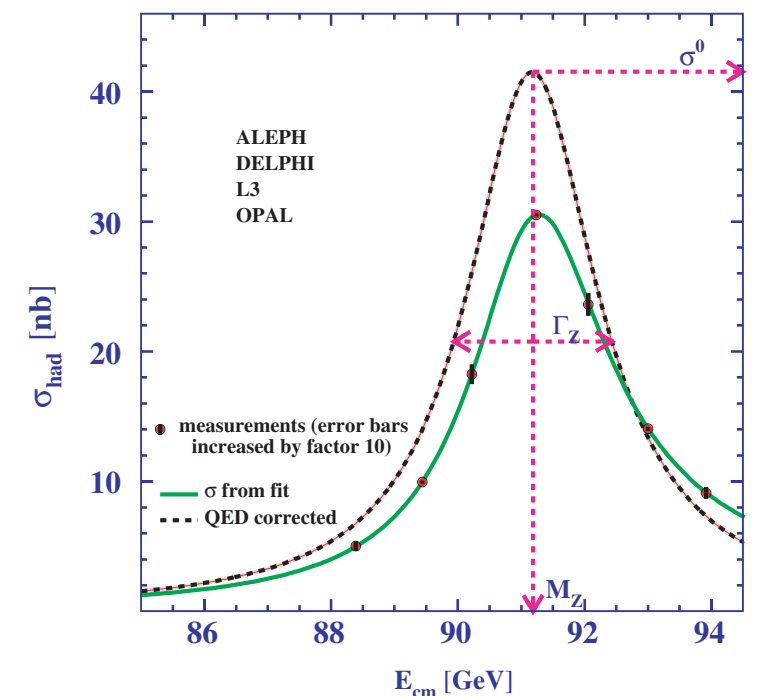
$\alpha_s(M_Z^2)$: QCDの結合定数

$\Delta\alpha_{had}^{(5)}(M_Z^2)$: QEDの結合定数へのハドロン量子補正

m_t : トップクォークの質量

M_H : ヒッグス粒子の質量

m_f : トップクォーク以外の軽いSMフェルミオンの質量



例：Wボソン質量

標準理論 @ tree $M_W^2 = \frac{1}{4}g^2 v^2, \quad M_Z^2 = \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)v^2$

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{g^2 s_W^2}{4\pi} = \frac{g^2 g'^2}{4\pi(g^2 + g'^2)}$$

M_Z, G_F, α で表すと $G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}s_W^2 M_W^2}, \quad s_W^2 = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$

量子補正を入れると $G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}s_W^2 M_W^2} (1 + \Delta r)$

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{c_W^2}{s_W^2} \Delta\rho + \Delta r^{\text{rem}} \left\{ \begin{array}{l} \alpha(M_Z^2) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha} \leftarrow \Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2) \\ \Delta\rho = \frac{\Pi_T^{ZZ}(0)}{M_Z^2} - \frac{\Pi_T^{WW}(0)}{M_W^2} \leftarrow m_t \\ \Delta r^{\text{rem}} \sim \alpha \log \frac{M_H^2}{M_W^2} + \dots \end{array} \right.$$

標準理論の予言 $M_W = \begin{cases} 80349.9 \pm 5.6 \text{ MeV} & (\text{standard}) \\ 80350.5 \pm 7.7 \text{ MeV} & (\text{conservative}) \end{cases}$ CDF以外の結果と合う

標準理論による予言：FCC-eeで必要な精度 其の1

実データを理論解析に利用しやすいように加工する

remove initial-state effects, non-resonant photon exchange, box and t-channel contributions

Table 10: A few sample precision quantities of interest for the FCC-ee programme, their current and projected experimental uncertainties, and the required theory input for their *extraction* from the data. The last two columns show the current state of the art for calculations of this theory input and higher-order calculations needed to reach the FCC-ee precision target. More details can be found in Ref. [40].

Quantity	Current precision	FCC-ee stat. (syst.) precision	Required theory input	Theory status as of today	Needed theory improvement [†]
m_Z (MeV)	2.0	0.004 (0.1)	non-resonant $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, initial-state radiation (ISR)	NLO, ISR logarithms up to 6 th order	NNLO for $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$
Γ_Z (MeV)	2.3	0.004 (0.012)			
$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^\ell$	1.6×10^{-4}	$1.2 (1.2) \times 10^{-6}$			
m_W (MeV)	9.9	0.18 (0.16)	lineshape of $e^+e^- \rightarrow WW$ near threshold	NLO ($e^+e^- \rightarrow 4f$ or EFT framework)	NNLO for $e^+e^- \rightarrow WW$, $W \rightarrow f\bar{f}'$ in EFT setup

標準理論による予言：FCC-eeで必要な精度 其の2

加工された量 (pseudo-observable) を標準理論と比較する → 新物理探索

Full EW & QCD-EW 3-loop + leading 4 loop (Y_t enhanced) が必要

インプットの精度の向上も必要 (将来的には $\alpha_s(M_Z^2)$, $\Delta\alpha$ がボトルネック)

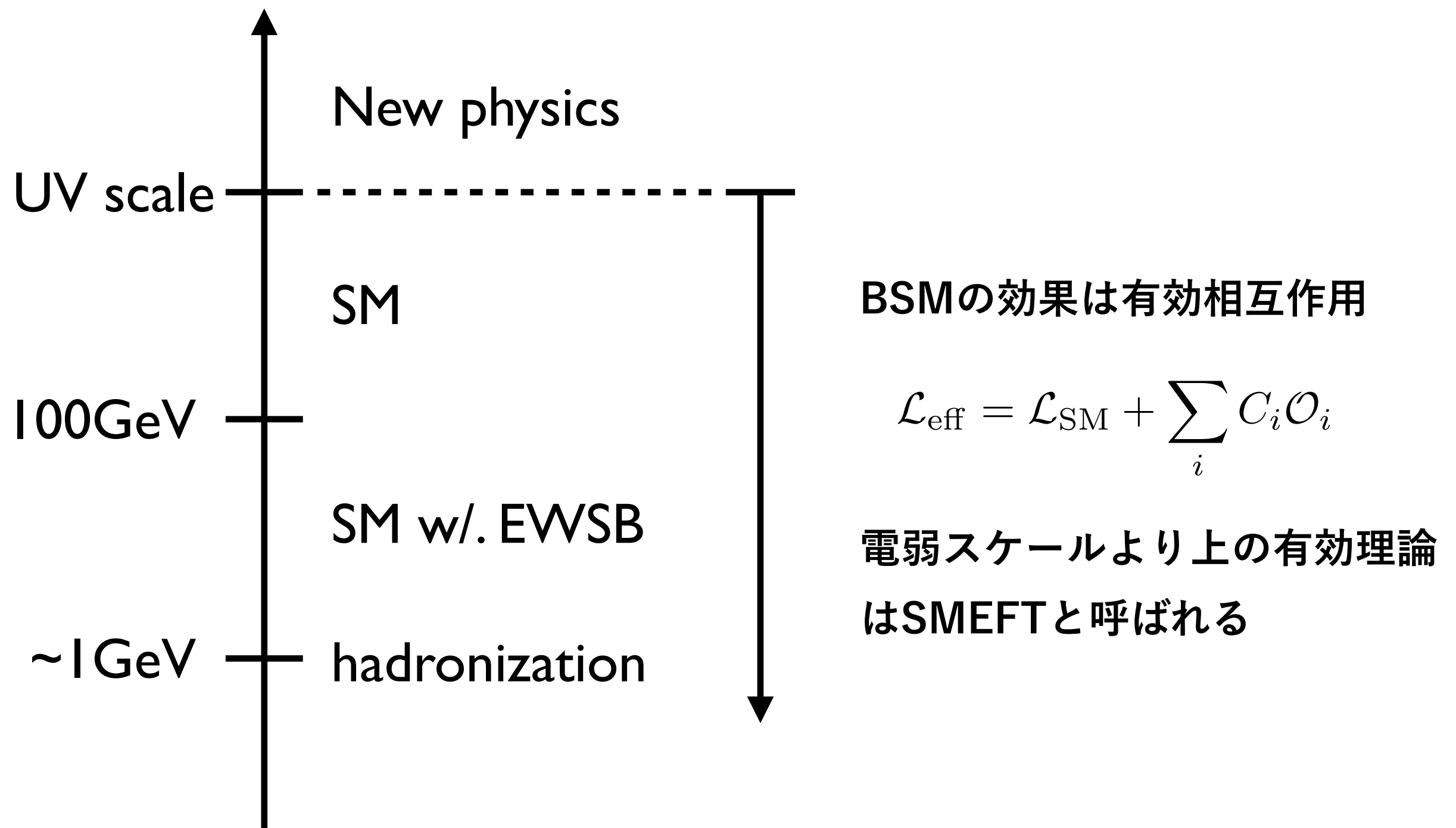
Table 11: Required theory calculations for the *prediction* of the listed precision quantities within the SM. These predictions are needed for comparison with the quantities extracted from data (Table 10), for the purpose of testing the validity of the SM and probing BSM physics. More details in Ref. [40].

Quantity	Required theory input	Theory status as of today	Needed theory improvement [‡]
Γ_Z $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^\ell$	vertex corrections for $Z \rightarrow f\bar{f}$	NNLO + partial higher orders	N ³ LO EW + partial higher orders
m_W	SM corrections to the muon decay rate	NNLO + partial higher orders	N ³ LO EW + partial higher orders

Future Circular Collider, Feasibility Study Report, 2505.00272

[40] Freitas et.al., 1906.05379 [hep-ph]

高エネルギースケールの新物理の探索



次元6のSMEFT有効相互作用の例

	Operator	Notation	Operator	Notation
Class 1	X^3	$\varepsilon_{abc} W_\mu^{a\nu} W_\nu^{b\rho} W_\rho^{c\mu}$	$\mathcal{O}_W$	
	ϕ^6	$(\phi^\dagger \phi)^3$	$\mathcal{O}_\phi$	
	$\phi^4 D^2$	$(\phi^\dagger \phi) \square (\phi^\dagger \phi)$	$\mathcal{O}_{\phi \square}$	$(\phi^\dagger D_\mu \phi) ((D^\mu \phi)^\dagger \phi)$ $\mathcal{O}_{\phi D}$
	$X^2 \phi^2$	$\phi^\dagger \phi B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$ $\phi^\dagger \sigma_a \phi W_{\mu\nu}^a B^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\phi B}$ $\mathcal{O}_{\phi W B}$	$\phi^\dagger \phi W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu}$ $\phi^\dagger \phi G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$ $\mathcal{O}_{\phi W}$ $\mathcal{O}_{\phi G}$
Class 2	$\psi^2 \phi^2$	$(\phi^\dagger \phi) (\bar{l}_L^i \phi e_R^j)$ $(\phi^\dagger \phi) (\bar{q}_L^i \phi d_R^j)$	$(\mathcal{O}_{e\phi})_{ij}$ $(\mathcal{O}_{d\phi})_{ij}$	$(\phi^\dagger \phi) (\bar{q}_L^i \tilde{\phi} u_R^j)$ $(\mathcal{O}_{u\phi})_{ij}$
Class 3	$\psi^2 \phi^2 D$	$(\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \phi) (\bar{l}_L^i \gamma^\mu l_L^j)$	$(\mathcal{O}_{\phi l}^{(1)})_{ij}$	$(\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^a \phi) (\bar{l}_L^i \gamma^\mu \sigma_a l_L^j)$ $(\mathcal{O}_{\phi l}^{(3)})_{ij}$
		$(\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \phi) (\bar{e}_R^i \gamma^\mu e_R^j)$	$(\mathcal{O}_{\phi e})_{ij}$	
		$(\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \phi) (\bar{q}_L^i \gamma^\mu q_L^j)$	$(\mathcal{O}_{\phi q}^{(1)})_{ij}$	$(\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^a \phi) (\bar{q}_L^i \gamma^\mu \sigma_a q_L^j)$ $(\mathcal{O}_{\phi q}^{(3)})_{ij}$
		$(\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \phi) (\bar{u}_R^i \gamma^\mu u_R^j)$	$(\mathcal{O}_{\phi u})_{ij}$	$(\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \phi) (\bar{d}_R^i \gamma^\mu d_R^j)$ $(\mathcal{O}_{\phi d})_{ij}$
		$(\tilde{\phi}^\dagger i D_\mu \phi) (\bar{u}_R^i \gamma^\mu d_R^j)$	$(\mathcal{O}_{\phi ud})_{ij}$	

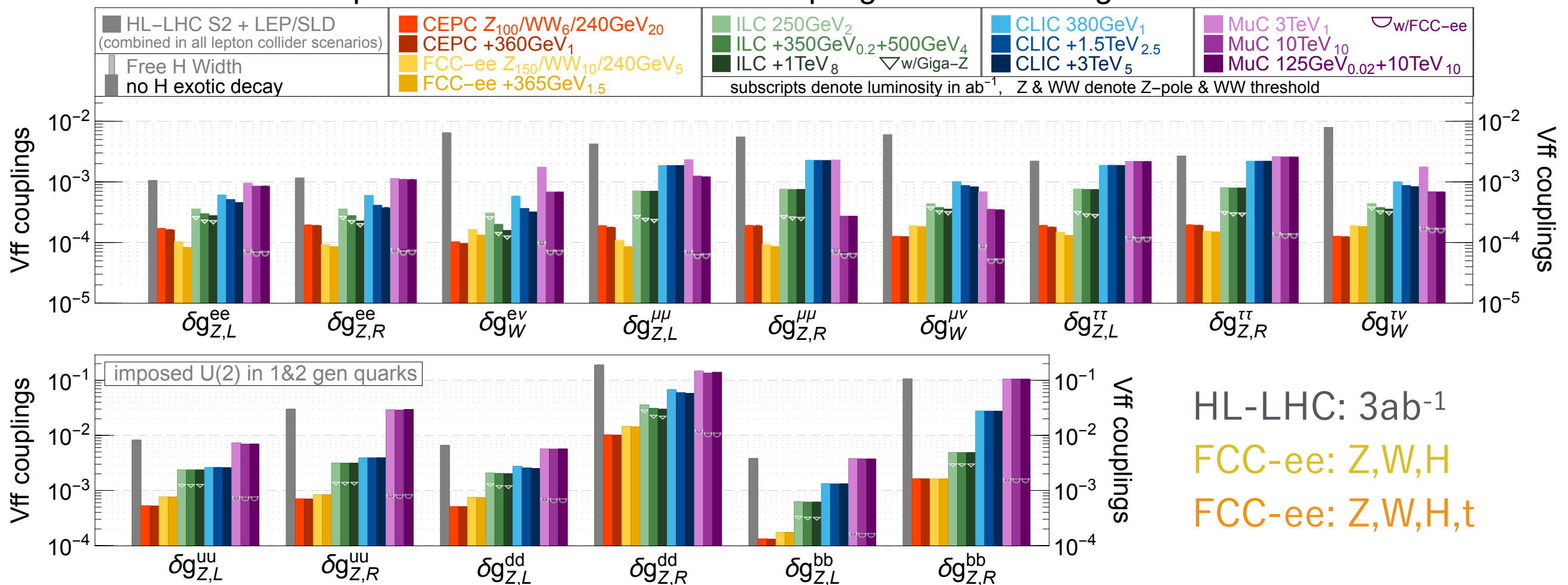
高エネルギースケールの新物理の効果

Zボソン相互作用への寄与

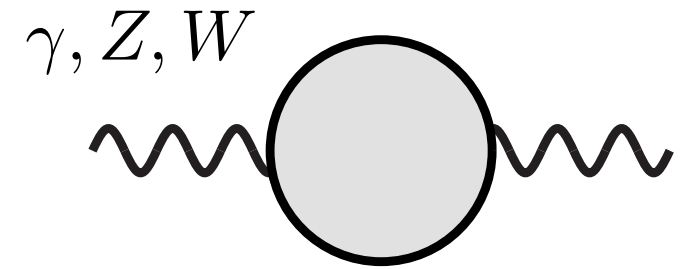
SMEFT ($\hat{C}_i = v^2 C_i$)

$$\Gamma_{Z \rightarrow f \bar{f}} = \frac{\alpha M_Z N_c}{6 s_W^2 c_W^2} (|g_{Z,L}^{ff}|^2 + |g_{Z,R}^{ff}|^2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta g_{Z,L}^{ff} = -\frac{1}{2} (\hat{C}_{\phi F}^{(1)} - 2 I_3^f \hat{C}_{\phi F}^{(3)}) + \dots \\ \delta g_{Z,R}^{ff} = -\frac{1}{2} \hat{C}_{\phi F} + \dots \end{array} \right.$$

precision reach on effective couplings from SMEFT global fit



SとかTとか習ったけど？



電弱ゲージボソンの真空偏極に対する新物理への寄与

$$\Gamma_{\mu\nu}^{ab}(k) = -ig_{\mu\nu}(k^2 - \hat{M}_a^2)\delta^{ab} - i \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right) \Pi_T^{ab}(k^2) - i \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \Pi_L^{ab}(k^2)$$

くりこみの後、ゲージ結合定数やWeiberg angleに対する補正にまとめられる

$$g_Z^2(M_Z^2) = g_Z^2 (1 + \alpha T + \Delta_Z)$$

$$s_W^2(M_Z^2) = s_W^2 \left[1 + \frac{c_W^2}{c_W^2 - s_W^2} (\Delta\alpha - \alpha T) + \frac{\alpha S}{4s_W^2(c_W^2 - s_W^2)} \right]$$

$$g^2(M_W^2) = g^2 \left[1 - \frac{s_W^2 \Delta\alpha}{c_W^2 - s_W^2} - \frac{\alpha S}{2(c_W^2 - s_W^2)} + \frac{c_W^2 \alpha T}{c_W^2 - s_W^2} + \frac{\alpha U}{4s_W^2} + \Delta_W \right]$$

ただし

$$S = 16\pi \operatorname{Re} \left[\Pi_{T,\gamma}^{3Q}(M_Z^2) - \Pi_{T,Z}^{33}(0) \right]$$

$$T = \frac{4\sqrt{2} G_F}{\alpha} \operatorname{Re} \left[\Pi_T^{33}(0) - \Pi_T^{11}(0) \right]$$

$$U = 16\pi \operatorname{Re} \left[\Pi_{T,Z}^{33}(0) - \Pi_{T,W}^{11}(0) \right]$$

$$\Delta\alpha = -\operatorname{Re} \left[\Pi_{T,\gamma}^{\gamma\gamma}(M_Z^2) - \Pi_{T,\gamma}^{\gamma\gamma}(0) \right]$$

$$\Delta_Z = -\operatorname{Re} \left[\Pi_{T,Z}^{ZZ}(M_Z^2) - \Pi_{T,Z}^{ZZ}(0) \right]$$

$$\Delta_W = -\operatorname{Re} \left[\Pi_{T,W}^{WW}(M_W^2) - \Pi_{T,W}^{WW}(0) \right]$$

他に新物理の補正が無いと仮定して電弱精密測定と比較

多くの場合S, Tに注目：SMEFTのオペレータの関係

$$S = \frac{4s_W c_W}{\alpha} \hat{C}_{\phi W B} \quad T = -\frac{1}{2\alpha} \hat{C}_{\phi D} \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{O}_{\phi W B} = (\phi^\dagger \sigma^a \phi) W_{\mu\nu}^a B^{\mu\nu} \\ \mathcal{O}_{\phi D} = |\phi^\dagger D_\mu \phi|^2 \end{array} \right.$$

Uはdim 8で現れる

例： $(\phi^\dagger W_{\mu\nu}^a \sigma^a \phi)(\phi^\dagger W^{b\mu\nu} \sigma^b \phi)$

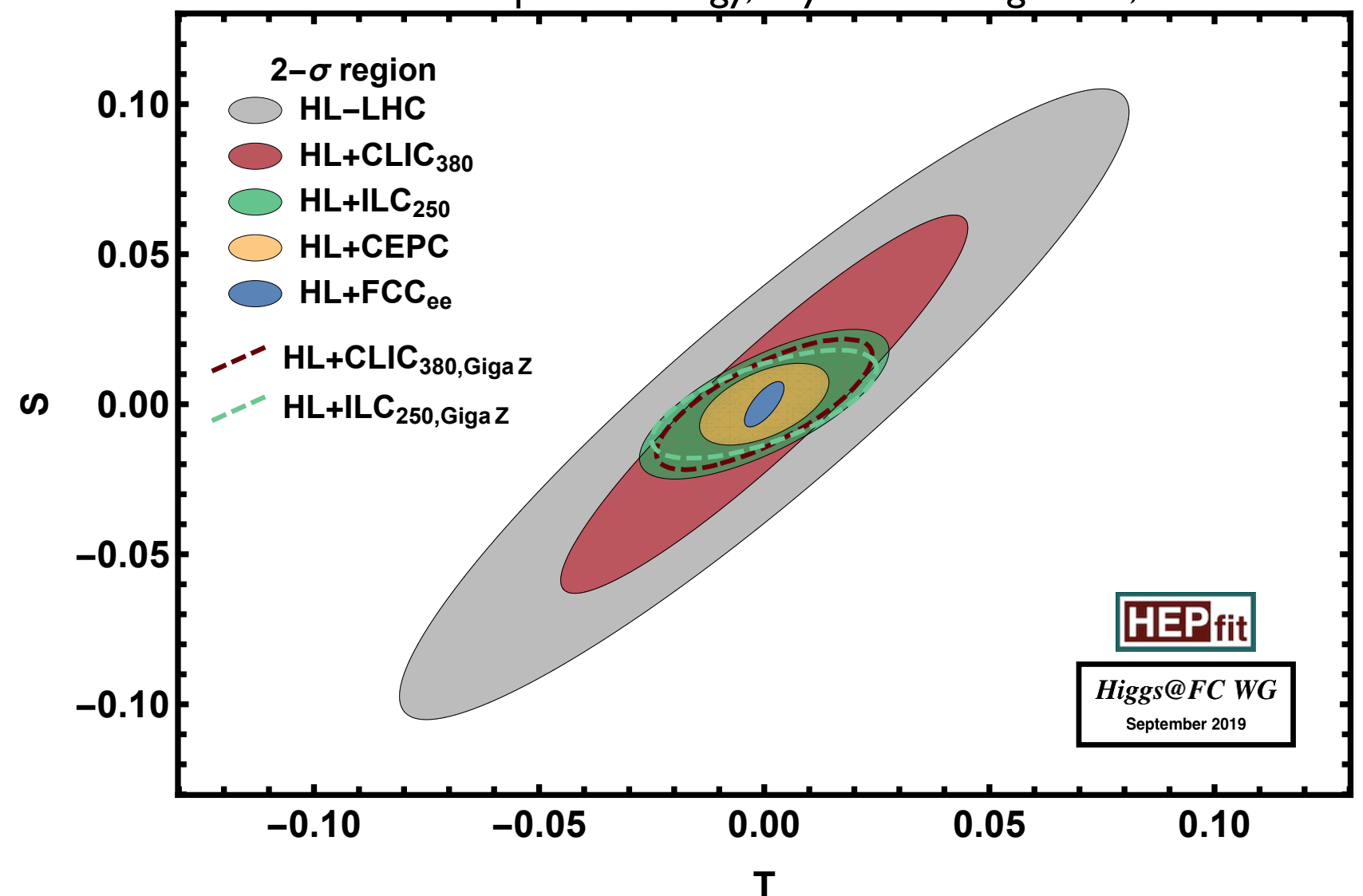
$$U \ll S, T$$

* いつもそうとは限らない

例：Axion-like particle

cf. Aiko, Endo, JHEP 05 (2023) 147

European Strategy, Physics Briefing Book, 1910.11775



結局、どのような新物理模型の探索に向いているの？

LHC実験：直接生成

強い相互作用

ハードなジェットや
大きなmissingが必要

large mass hierarchy
(ソフト：背景事象やトリガー)

非常にmass gapが小さい場合
LLP：displaced vertex

Tera-Z：間接探索

電弱（セクターとの）相互作用

質量スペクトルの詳細には
あまり依存しない

degenerate mass spectrum
でも探索可能

軽い粒子の直接生成：得意
ただし衝突エネルギーで質量に上限

電弱セクターに結合する相互作用が弱い新物理の探索に向いている
それほど質量スペクトルで制限されない（重くても探索可能）

具体的にはどんな模型？

例：強い相互作用をもたないSUSY粒子の探索

slepton, Winoの探索： R_ℓ に与える効果

$$R_\ell = \frac{\Gamma(Z \rightarrow \text{hads})}{\Gamma(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-)}$$

量子補正

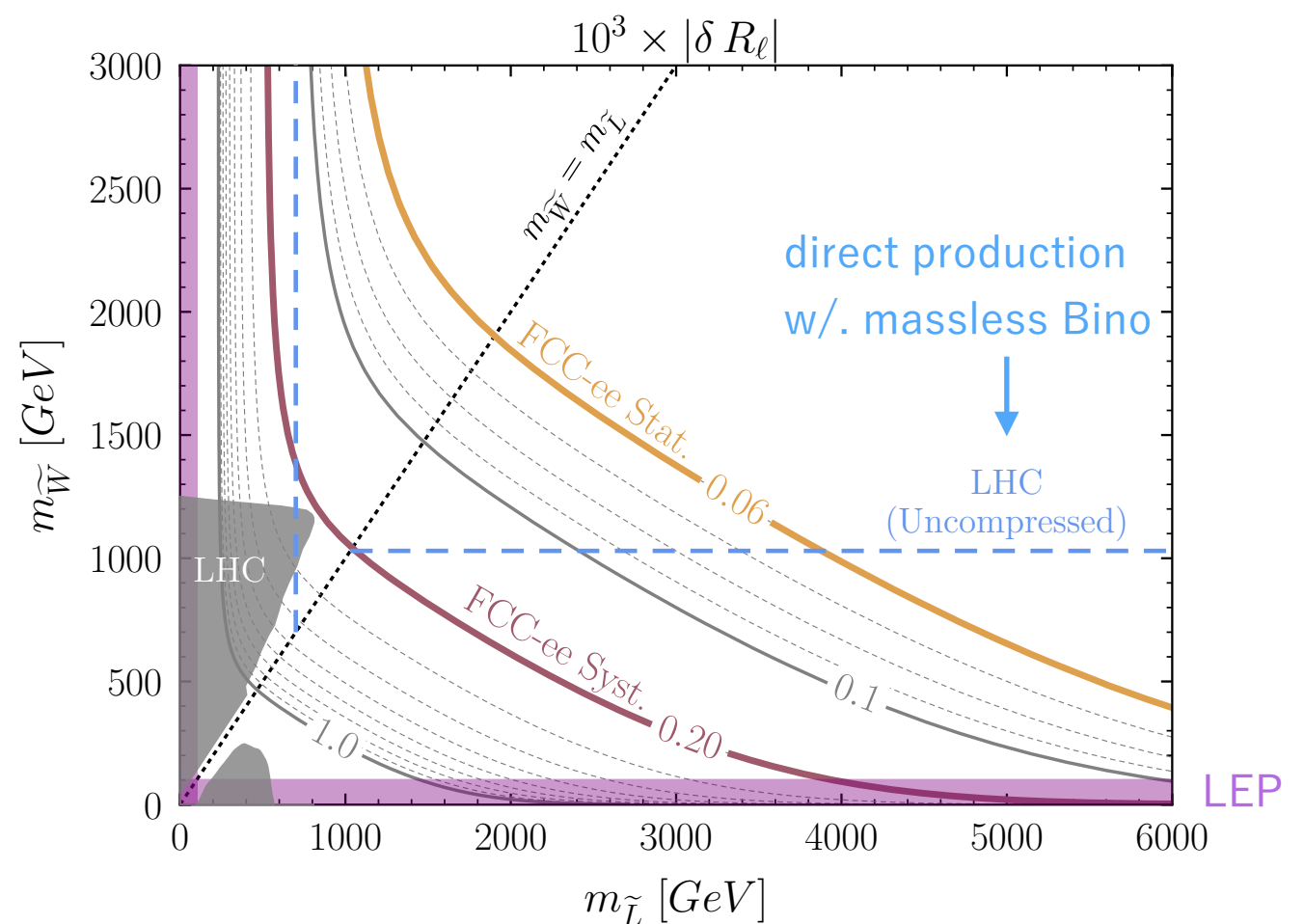
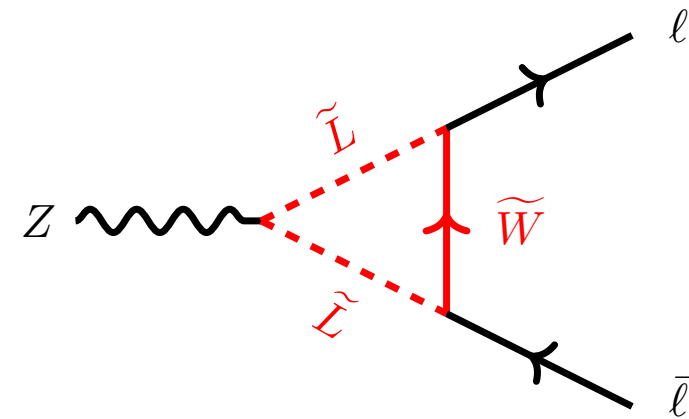
- vertex correction
- lepton self-energy
- oblique parameter: S, T

Binoが十分に軽い場合

大部分の領域 (FCC-ee Syst.) は
HL-LHCでも探索可能

Binoと縮退した場合

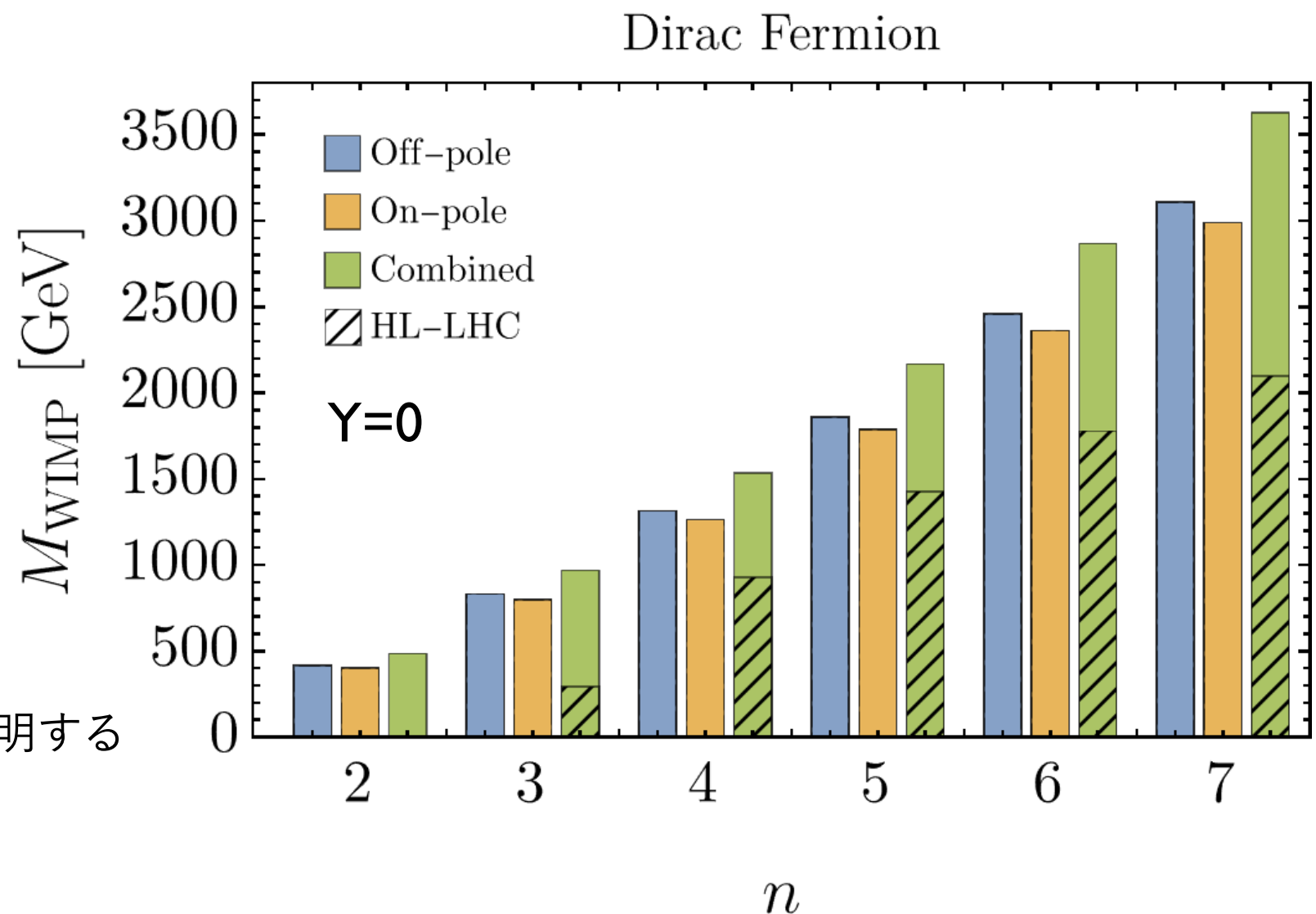
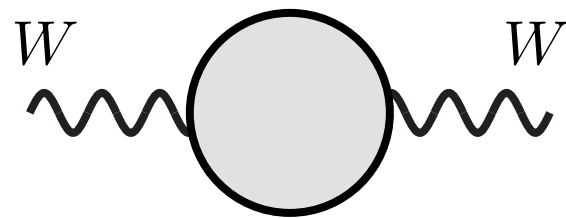
FCC-eeが優れた探索感度



具体的にはどんな模型？

例：Weakly interacting massive particle, $SU(2)_L$ n -plets

W boson self-energyや $e^+e^- \rightarrow WW$ にループで寄与



* thermal relicでDM残存量を説明するには質量が小さすぎる

軽い新粒子は直接生成が可能

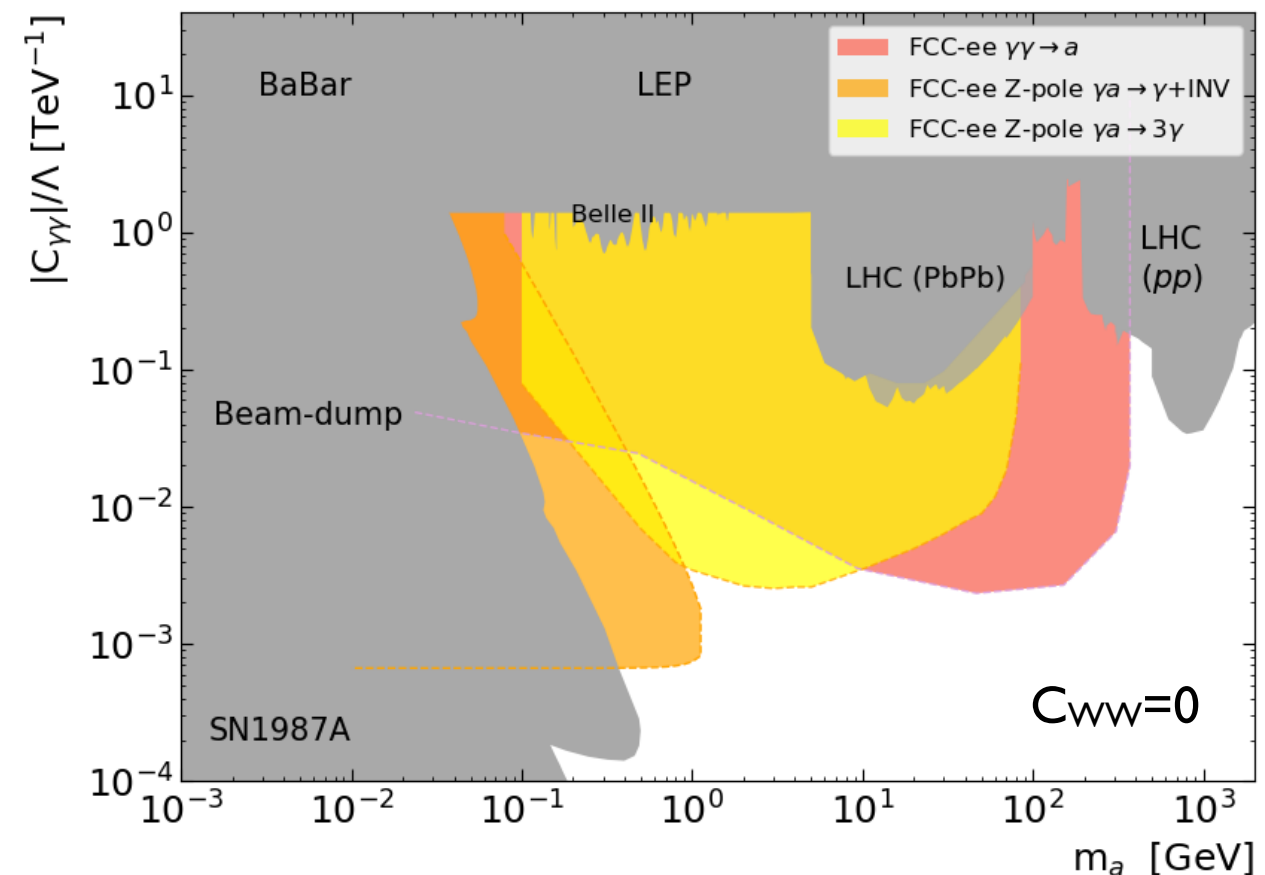
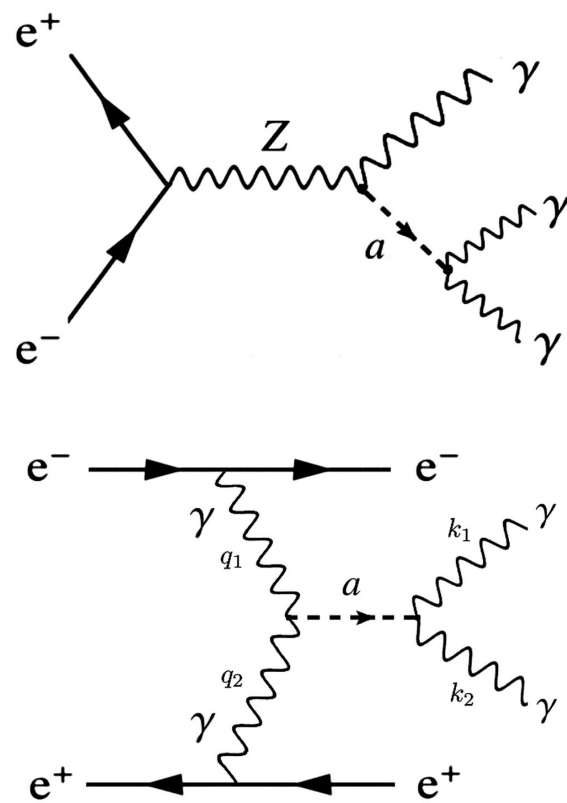
(この場合Zポールにこだわる必要はない)

背景事象が少ないため相互作用が弱くても探索できる

ただし探索可能な質量の上限はエネルギーで制限される

例：Axion-like particle

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = e^2 C_{\gamma\gamma} \frac{a}{\Lambda} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{2e^2}{s_W c_W} C_{\gamma Z} \frac{a}{\Lambda} F_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} + \frac{e^2}{s_W^2 c_W^2} C_{ZZ} \frac{a}{\Lambda} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu}$$



結局、どのような新物理模型の探索に向いているの？

LHC実験：直接生成

強い相互作用

ハードなジェットや
大きなmissingが必要

large mass hierarchy
(ソフト：背景事象やトリガー)

非常にmass gapが小さい場合
LLP：displaced vertex

Tera-Z：間接探索

電弱（セクターとの）相互作用

質量スペクトルの詳細には
あまり依存しない

degenerate mass spectrum
でも探索可能

軽い粒子の直接生成：得意
ただし衝突エネルギーで質量に上限

電弱セクターに結合する相互作用が弱い新物理の探索に向いている
それほど質量スペクトルで制限されない（重くても探索可能）

今日の内容

将来の電子・陽電子 円型コライダーでの精密測定

- 1. 電弱精密測定とその周辺の話
 - 2. フレーバーの精密測定の話
 - 3. まとめ
- } Zポールでの物理

* ヒッグスの話は兼村さんあたりにお願いしたい

Q. なぜTera-Zでフレーバー物理をやるの？

A. Zボソンの崩壊でb, cクォークや τ レプトンがたくさん作られるから

PDG $Z \rightarrow b\bar{b}$: 15.12%, $c\bar{c}$: 12.03%, $\tau^+\tau^-$: 3.37%

“Tera-Z” = 10^{12} Z



Particle	BESIII	Belle II (50 ab ⁻¹ on $\Upsilon(4S)$)	LHCb (300 fb ⁻¹)	CEPC (4×Tera-Z)
$B^0, \bar{B}^0$	-	5.4×10^{10}	3×10^{13}	4.8×10^{11}
$B^\pm$	-	5.7×10^{10}	3×10^{13}	4.8×10^{11}
$B_s^0, \bar{B}_s^0$	-	6.0×10^8 (5 ab ⁻¹ on $\Upsilon(5S)$)	1×10^{13}	1.2×10^{11}
$B_c^\pm$	-	-	1×10^{11}	7.2×10^8
$\Lambda_b^0, \bar{\Lambda}_b^0$	-	-	2×10^{13}	1×10^{11}
$D^0, \bar{D}^0$	1.2×10^8	4.8×10^{10}	1.4×10^{15}	8.3×10^{11}
$D^\pm$	1.2×10^8	4.8×10^{10}	6×10^{14}	4.9×10^{11}
$D_s^\pm$	1×10^7	1.6×10^{10}	2×10^{14}	1.8×10^{11}
$\Lambda_c^\pm$	0.3×10^7	1.6×10^{10}	2×10^{14}	6.2×10^{10}
$\tau^+\tau^-$	3.6×10^8	4.5×10^{10}		1.2×10^{11}

Tera-ZはBelle IIとLHCbの良いところ取り

Belle II: e^+e^- 衝突

$\Upsilon(4S)$ 共鳴: 11GeV

$B_{u,d}$ に特化

始状態がクリア

少ない背景事象

検出器の広いカバー領域

イベント再構築に有利

(missingを含む反応)

LHCb: pp衝突

高エネルギー: 14TeV

すべてのBハドロン

大統計

始状態エネルギーは不明

背景事象が多い

前方検出器

イベント再構築は不利

(missingの測定は難しい)

$B, \dots$ がブースト

Tera-Z: e^+e^- 衝突

Zポール: 90GeV

すべてのBハドロン

大統計 (LHCbよりは少)

始状態がクリア

少ない背景事象

検出器の広いカバー領域 (?)

イベント再構築に有利

(missingを含む反応)

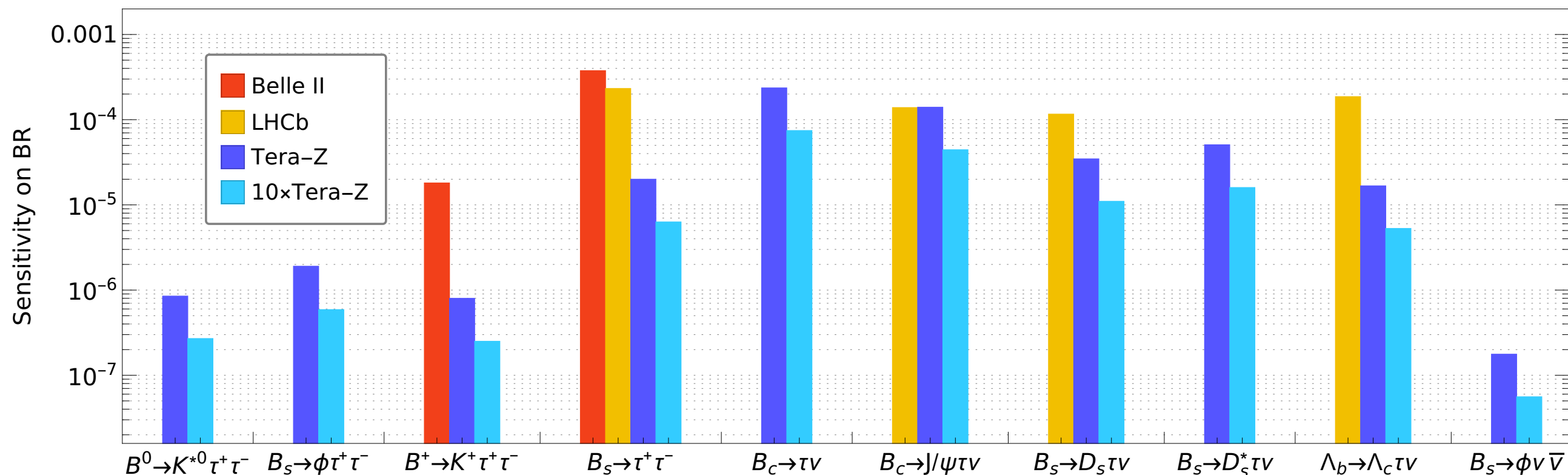
$B, \dots,$ がブースト

非常に稀で再構築しやすいチャンネルはLHCb (例: $B_s \rightarrow \mu \mu$)

それ以外はだいたいTera-Zが良いはず (ただし、比較した研究があまりない)

Tera-Zが有利なケース

τ を含むチャンネル： τ レプトンを実験で同定するのは簡単ではない
Zボソンから生成されたbクォークや τ レプトンはboostされている



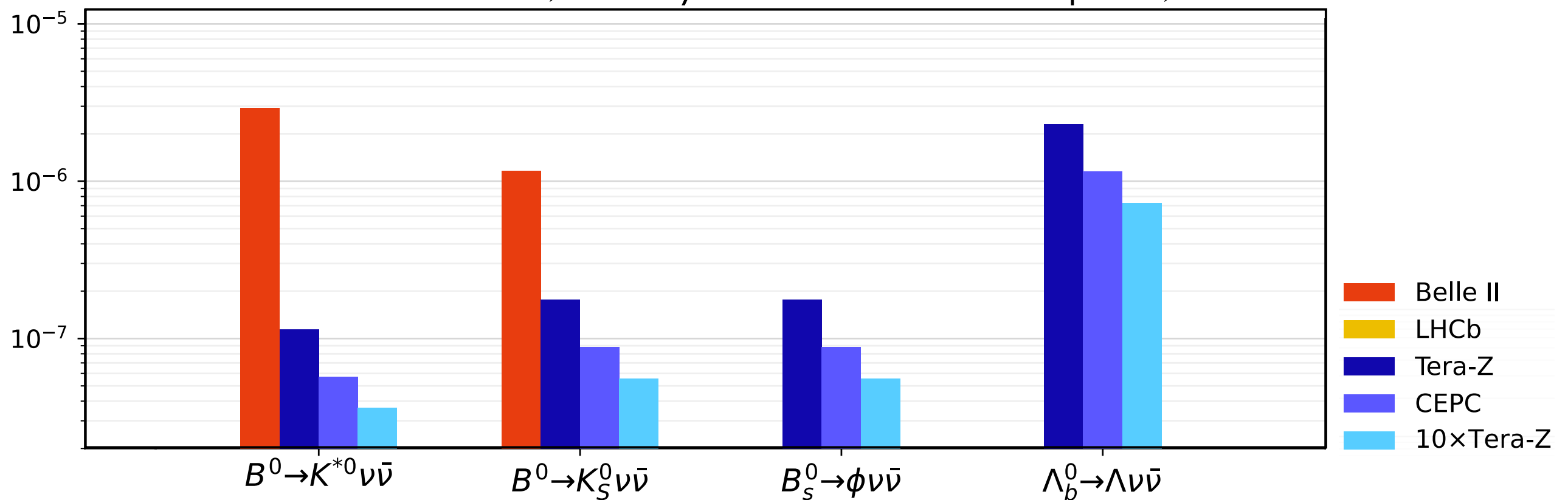
Ho, Jiang, Kwok, Li, Liu, PRD 109 (2024) 9, 093004

Tera-Zが有利なケース

終状態にmissingがある場合：とくに統計が必要な場合

重いハドロンの崩壊はBelle IIでもLHCb（missingは苦手）でも見えない

Ai et.al, Flavor Physics at CEPC: a General Perspective, 2412.19743



あと、WW productionでCKMの決定もできる 例：0.2% uncertainty for $|V_{cb}|$

B中間子もバリオンも、どれもbクォークの崩壊でしょう？

なぜ同じクォークの反応を異なる崩壊で調べるのか

1. 新物理の相互作用のパターンの特定

異なるローレンツ構造の例

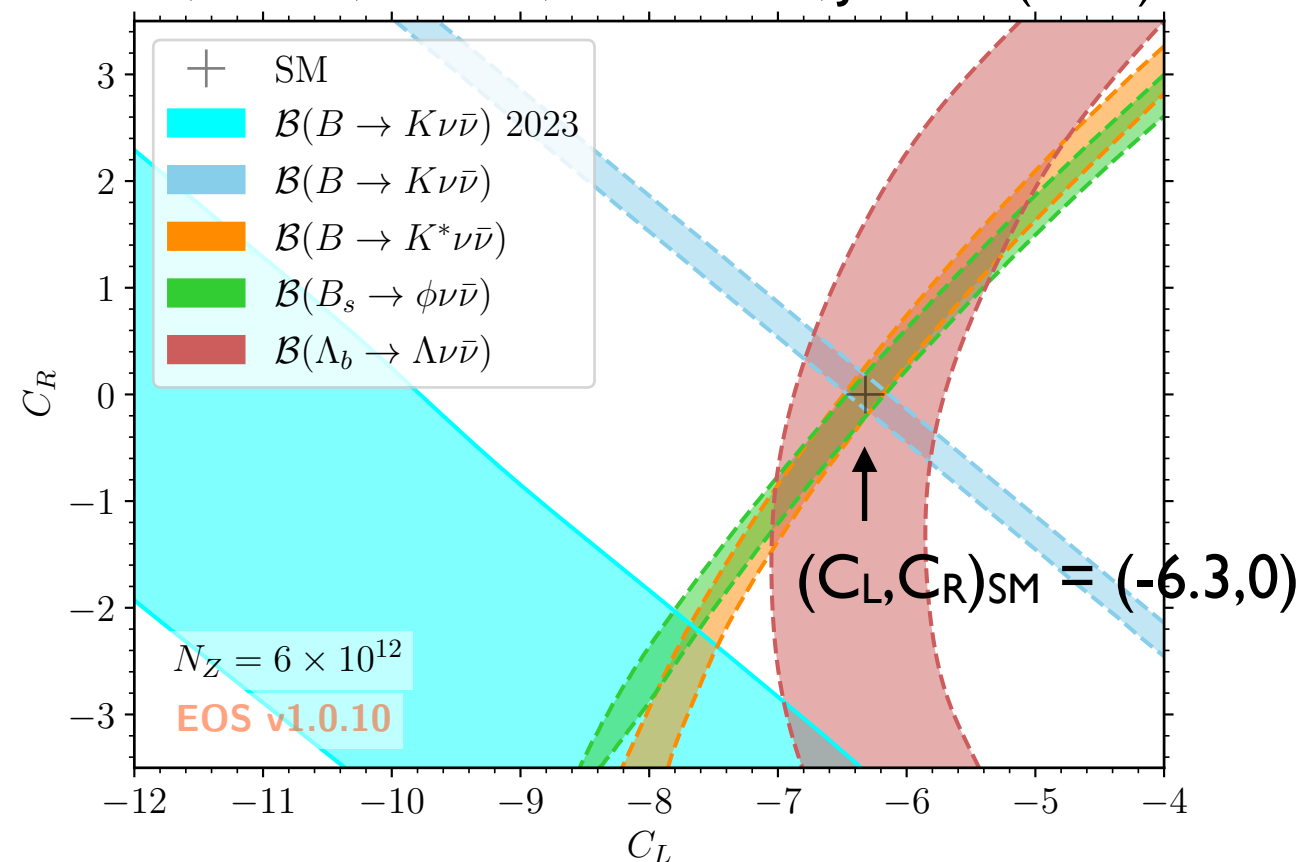
$$\mathcal{O}_{L,R} = (\bar{s}\gamma^\mu P_{L,R}b)(\bar{\nu}\gamma_\mu P_L\nu)$$

崩壊分布を調べたり、異なる崩壊
チャンネルを見る

2. 実験データや標準理論の予言の確認

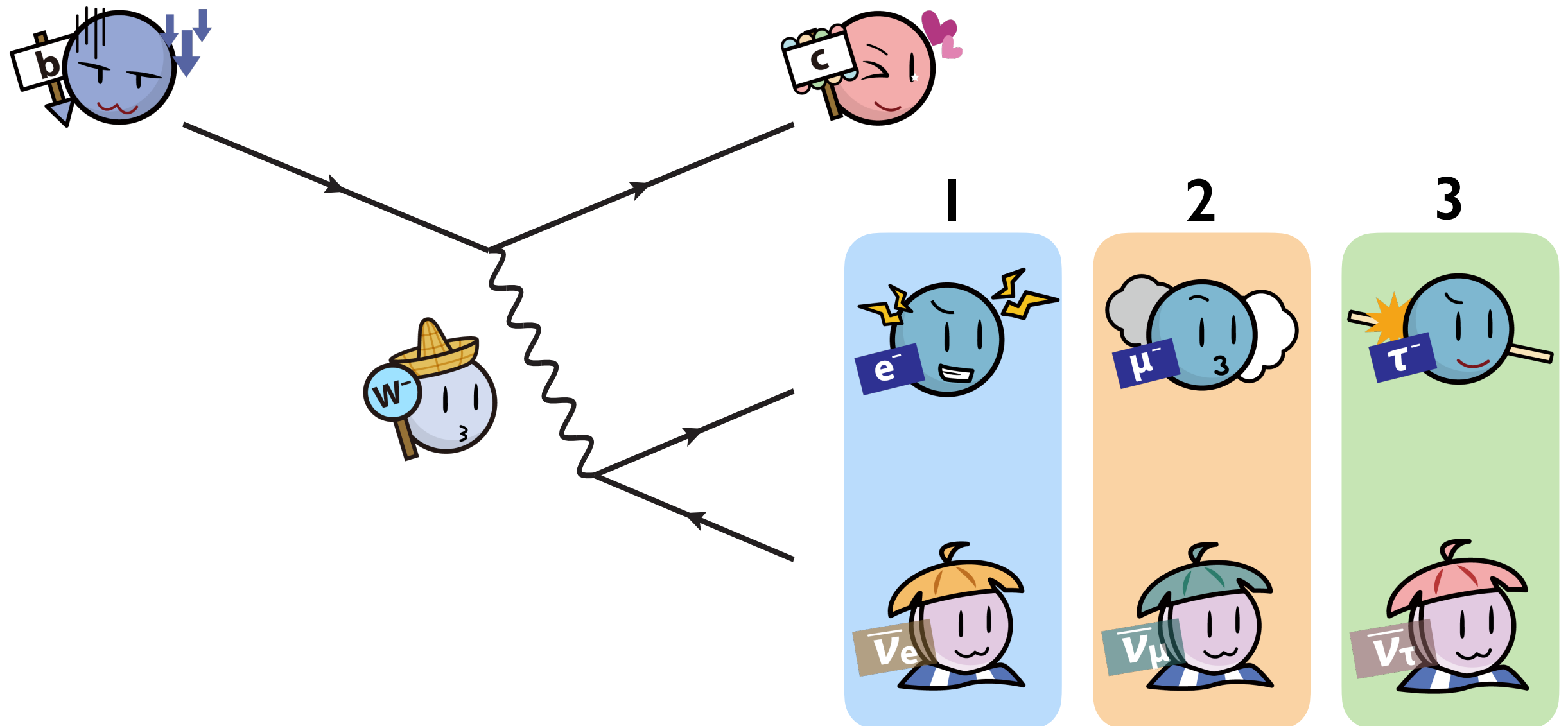
異なる崩壊チャンネルでズレが見えたり見えなかったりした場合、
それは新物理の特殊な構造 or 実験データや標準理論の誤差のどちらなのか
具体的にどのような反応がチェックに使えるか

Amhis, Kenzie, Reboud, Wiederhold, JHEP01 (2024) 144



レプトンのフレーバー普遍性

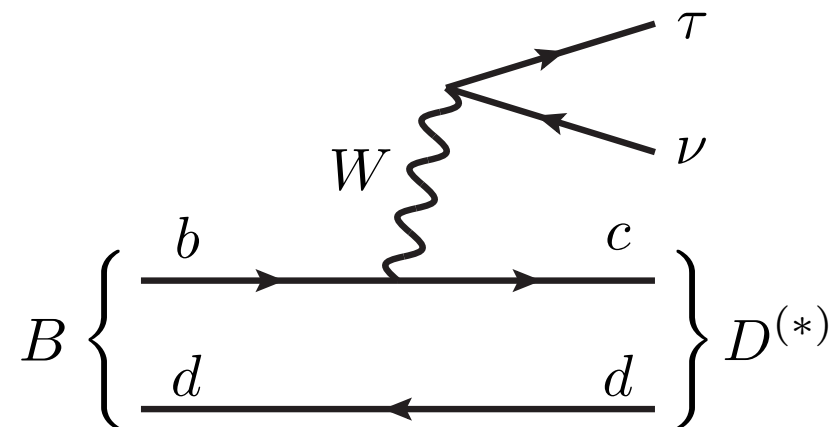
電子・ミューオン・タウレプトンは同じゲージ電荷をもつので反応率が同じ
(質量の分ずれる)



レプトンのフレーバー普遍性の破れ

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

$$\ell = e, \mu$$



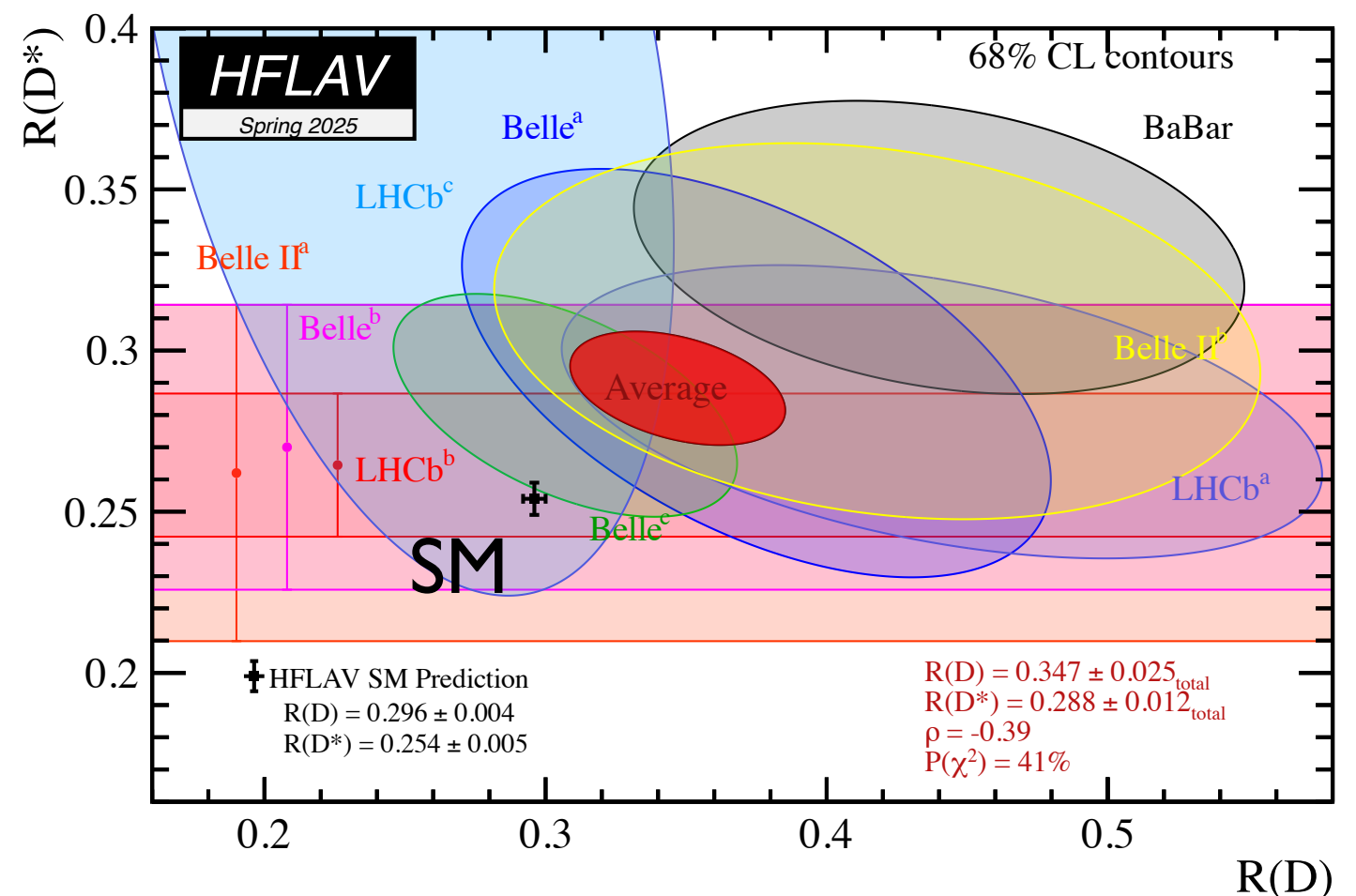
実験や理論の不定性が比でキャンセル

さらに V_{cb} もキャンセル

3.8 σ tension!

$B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ に対するBSMの寄与は
すでに強く制限されている

よって $b \rightarrow c \tau \bar{\nu}$ にBSMの効果が
見えていることを示唆している



新物理の可能性：effective operator (電弱スケールより下)

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \left[\underset{\substack{\nearrow \\ \text{SM}}}{(1 + C_{V_L})} O_{V_L} + C_{S_L} O_{S_L} + C_{S_R} O_{S_R} + C_T O_T \right]$$

	operator	coupling	LHC (EFT)*
V_L	$(\bar{c}\gamma^\mu P_L b)(\bar{\tau}\gamma_\mu P_L \nu)$	$C_{V_L} \approx 0.08$	$ C_{V_L} < 0.32$
S_L	$(\bar{c}P_L b)(\bar{\tau}P_L \nu)$	$C_{S_L} \approx -0.57 \pm i 0.86$	$ C_{S_L} < 0.55$
S_R	$(\bar{c}P_R b)(\bar{\tau}P_L \nu)$	$C_{S_R} \approx 0.18$	$ C_{S_R} < 0.55$
T	$(\bar{c}\sigma^{\mu\nu} P_L b)(\bar{\tau}\sigma_{\mu\nu} P_L \nu)$	$C_T \approx 0.02 \pm i 0.13$	$ C_T < 0.17$

*LHCの制限はUVに依存 → leptoquarkとか

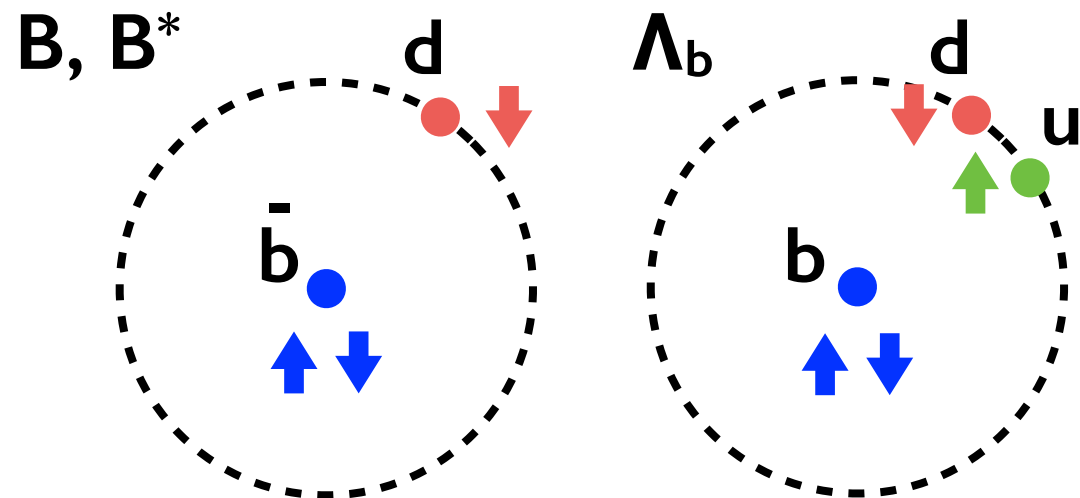
Iguro, Kitahara, Watanabe, PRD 110 (2024) 075005

どうやって確認するか？：他の崩壊チャンネルとの比較

Λ_b のセミレプトニック崩壊 $\Lambda_b: (udb)$, $\Lambda_c: (udc)$

$$R_{\Lambda_c} = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \tau \bar{\nu})}{\mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu})}$$

$$\begin{cases} R_{\Lambda_c}^{\text{exp}} = 0.285 \pm 0.073 \\ R_{\Lambda_c}^{\text{SM}} = 0.324 \pm 0.004 \end{cases}$$



実験値はSMと無矛盾（ただし不定性が大きい）

新物理の構造のためか、それとも実験データや標準理論に問題があるのか？

メソンとバリオンの崩壊率の間に成り立つ関係式

任意のBSMの寄与 C_X に対して「和則」が成り立つ

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \left[(1 + C_{V_L}) O_{V_L} + C_{S_L} O_{S_L} + C_{S_R} O_{S_R} + C_T O_T \right]$$

b → c semileptonic sum rule ME, Iguro, Mishima, Watanabe, JHEP 05 (2025) 112

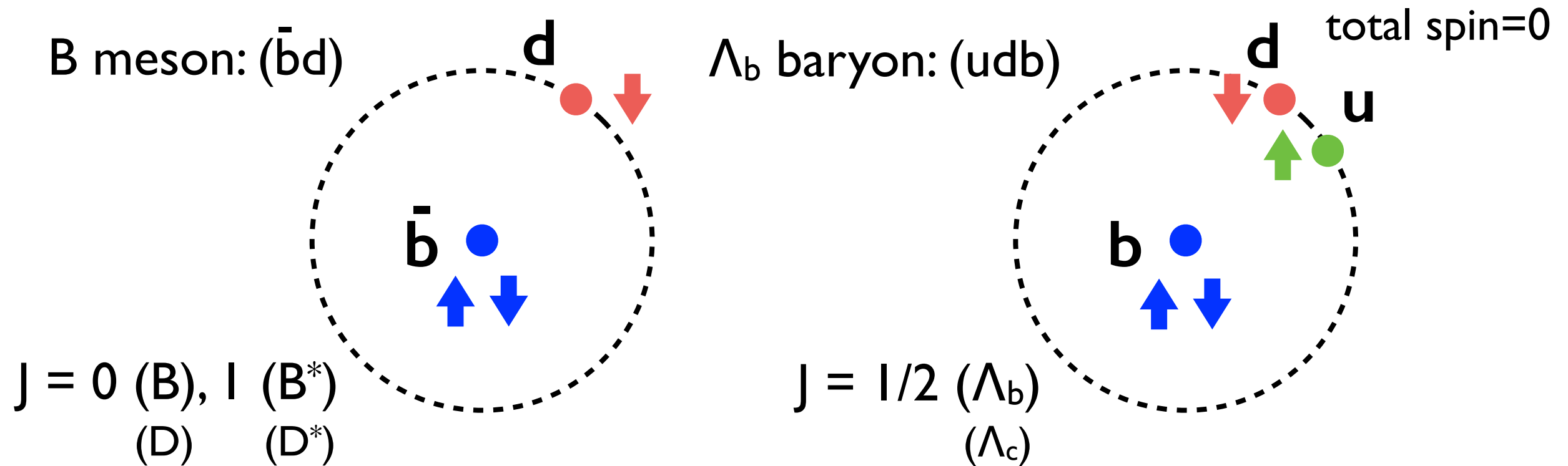
$$\frac{R_{\Lambda_c}}{R_{\Lambda_c}^{\text{SM}}} \approx \frac{1}{4} \frac{R_D}{R_D^{\text{SM}}} + \frac{3}{4} \frac{R_{D^*}}{R_{D^*}^{\text{SM}}} \quad \begin{array}{l} \swarrow \text{exp (incl. BSM)} \\ \swarrow \text{SM} \end{array}$$

$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \tau \nu \quad B \rightarrow D \tau \nu \quad B \rightarrow D^* \tau \nu$

もし和則を満たさなければ、実験データか標準理論の計算に未発見のエラーが存在
 R_D, R_{D^*} を精度良く測定すれば、 R_{Λ_c} からBSMにそれ以上の情報は得られない

* Proposed initially based on empirical observations, i.e., without clarifying background.
cf. Blanke, Crivellin, de Boer, Kitahara, Moscati, Nierste, Nisandzic, PRD 99 (2019) 7, 075006
Amaon, Jido, Leupold, PRD 105 (2022) 5, L051504

$B \rightarrow D, D^*$ 遷移と $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ 遷移はとてもよく似ている



類似点 1 : 両方とも基底状態（軌道角運動量が0）から基底状態への遷移

類似点 2 : Bメソンと Λ_b バリオン（もしくは $D^{(*)}$ と Λ_c ）は質量が近い

その結果、ハドロン遷移の違いは主にハドロン形状因子に現れる

すべての違いは heavy quark limit & zero-recoil limit をとることで解消する

$$m_{c,b} \rightarrow \infty$$

$$m_c \rightarrow m_b$$

→ 詳しくは ME, Iguro, Mishima, Watanabe, 2509.02006

現実のハドロン

$$\frac{R_{\Lambda_c}}{R_{\Lambda_c}^{SM}} = \frac{1}{4} \frac{R_D}{R_D^{SM}} + \frac{3}{4} \frac{R_{D^*}}{R_{D^*}^{SM}} + \delta_R$$

Heavy quark, zero-recoil極限で
成立する（任意のC_xでOK）

現実のハドロン
の場合

もし補正項が無視できるくらい小さければ、実験データと
標準理論の予想値を検証可能（和則がBSMに依存しないから）

無視できなければ、結果はBSMの詳細に依存

ME, Iguro, Mishima, Watanabe, 2508.06322

$$R_{H_c} = \frac{\Gamma(H_b \rightarrow H_c \tau \bar{\nu}_\tau)}{\Gamma(H_b \rightarrow H_c \ell \bar{\nu}_\ell)}$$

補正の大きさを見積もってみる

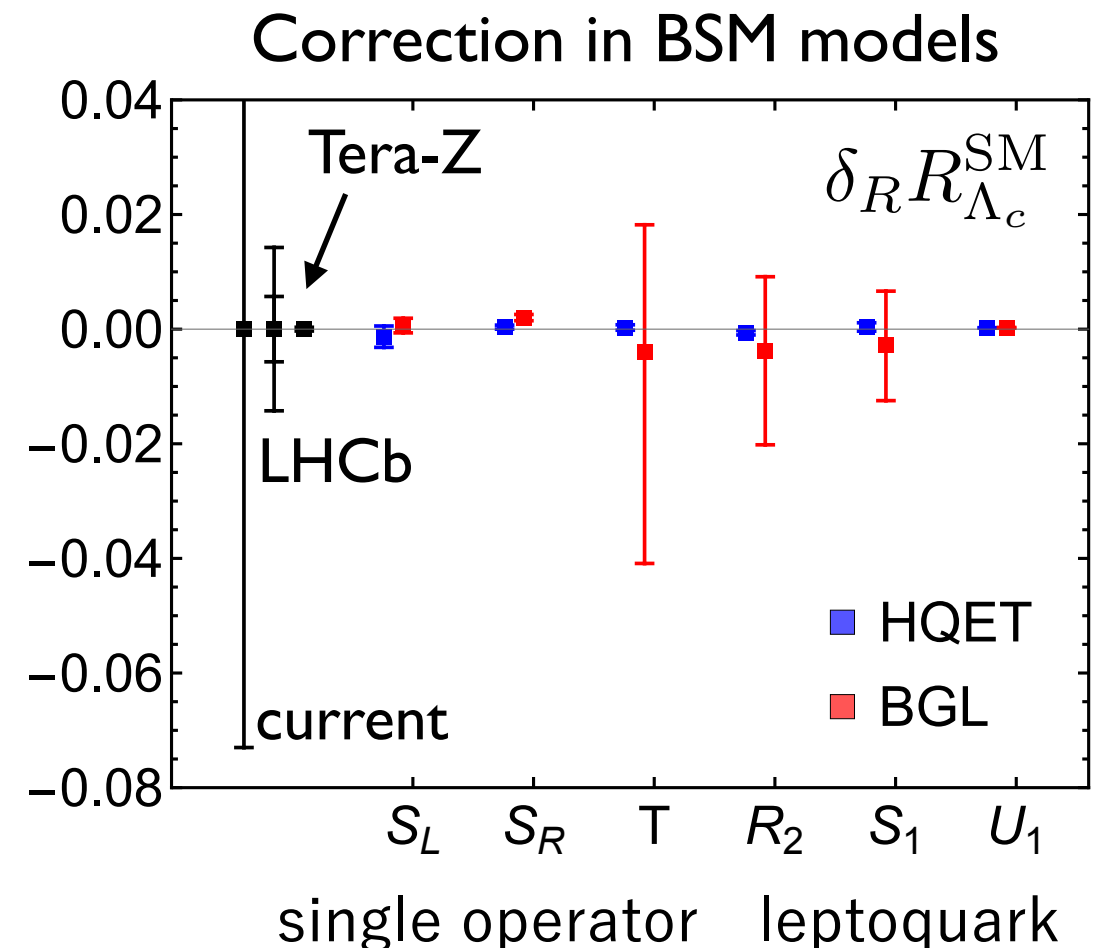
$$\frac{R_{\Lambda_c}}{R_{\Lambda_c}^{\text{SM}}} = \frac{1}{4} \frac{R_D}{R_D^{\text{SM}}} + \frac{3}{4} \frac{R_{D^*}}{R_{D^*}^{\text{SM}}} + \delta_R$$

δ_R には極限の破れの他にBSMが必要 (BSM=0とすると $\delta_R = 0$ になる)

$$\delta_R = (\text{correction}) \times \mathcal{C}_X \mathcal{C}_Y^*$$

R_D, R_{D^*} を説明する実際の模型では
実験の不定性よりも δ_R は十分に小さい

ただし、BGLで形状因子を評価した場合
テンソル型BSMの不定性が非常に大きい
 $\Leftrightarrow$ HQETの形状因子の場合は小さい
 $\rightarrow$ lattice QCDのインプットが必要



実験データとの比較

δ_R は無視できるくらい小さいとして、和則の分子に実験値を代入してみる

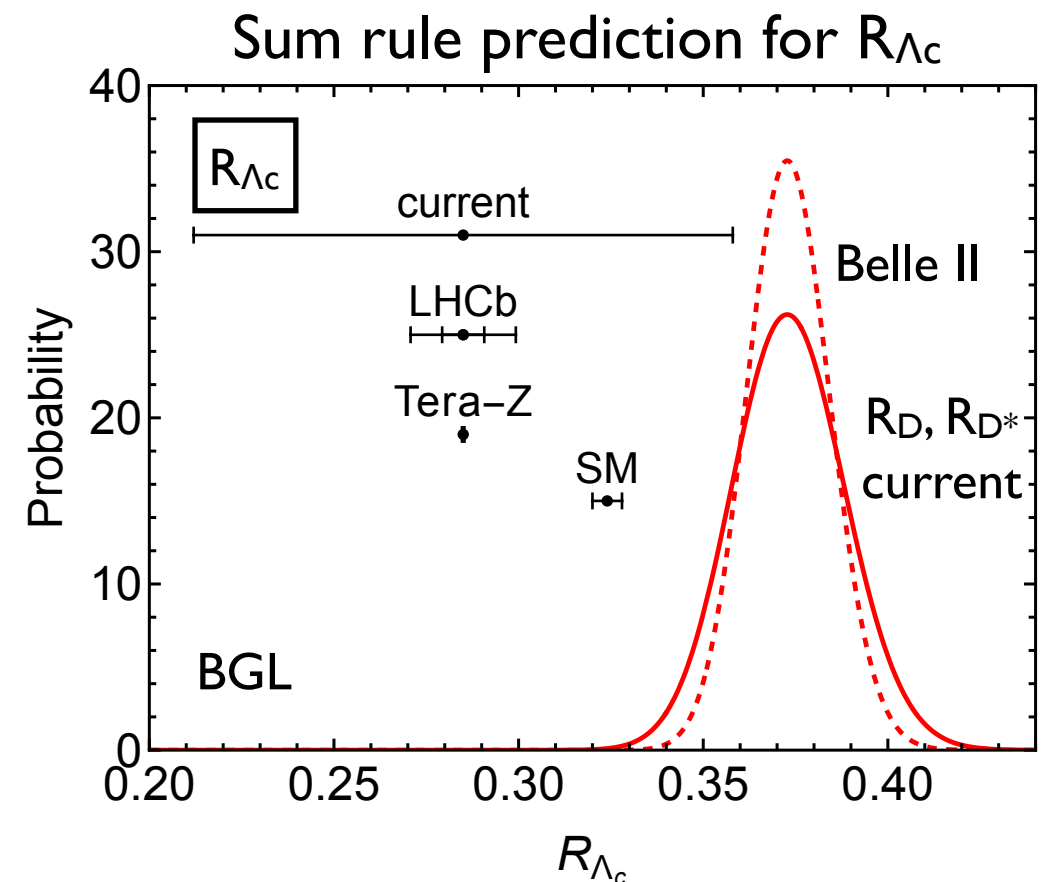
$$\frac{R_{\Lambda_c}}{R_{\Lambda_c}^{\text{SM}}} \approx \frac{1}{4} \frac{R_D}{R_D^{\text{SM}}} + \frac{3}{4} \frac{R_{D^*}}{R_{D^*}^{\text{SM}}} \leftarrow \text{exp}$$

結論

現在の実験データは和則と矛盾しない

和則による R_{Λ_c} の予想はBelle IIで精度が良くなる（将来は形状因子が不定性）

R_D, R_{D^*} アノマリーは将来のLHCbとTera-Zで R_{Λ_c} を精度良く測定することで確認可能



B中間子もバリオンも、どれもbクォークの崩壊でしょう？

なぜ同じクォークの反応を異なる崩壊で調べるのか

1. 新物理の相互作用のパターンの特定

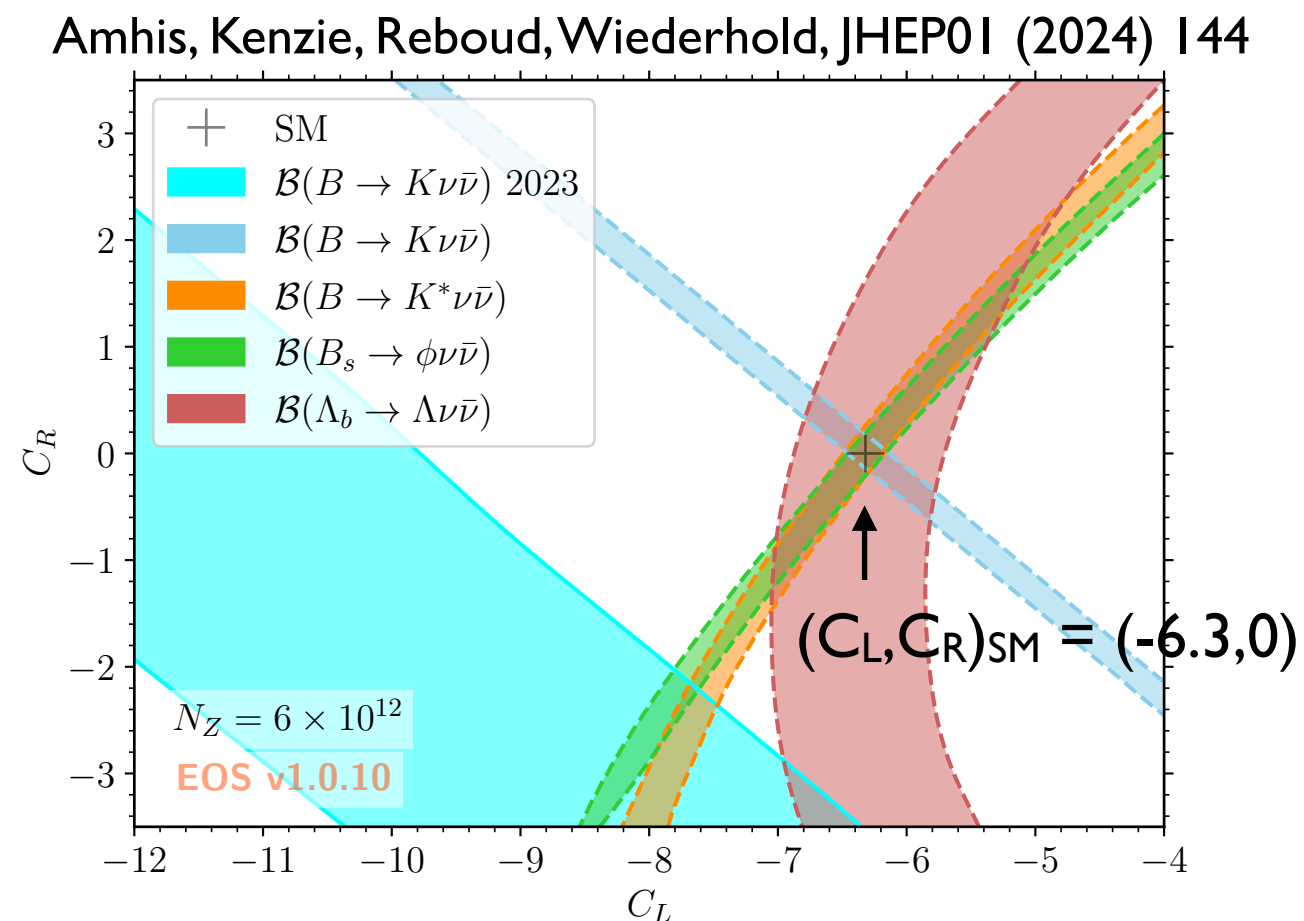
異なるローレンツ構造の例

$$\mathcal{O}_{L,R} = (\bar{s}\gamma^\mu P_{L,R}b)(\bar{\nu}\gamma_\mu P_L\nu)$$

崩壊分布を調べたり、異なる崩壊
チャンネルを見る

2. 実験データや標準理論の予言の確認

異なる崩壊チャンネルでズレが見えたり見えなかったりした場合、
それは新物理の特殊な構造 or 実験データや標準理論の誤差のどちらなのか
具体的にどのような反応がチェックに使えるか



今日の内容のまとめ

将来の電子・陽電子 円型コライダーでの精密測定

1. 電弱精密測定

とくに電弱セクターに結合する新物理の探索においてHL-LHCを超える感度が期待される

2. フレーバー物理

とくに τ レプトンやmissingを含むフレーバーの破れの探索に有利
さまざまなハドロンの崩壊を測定することで、新物理の構造を特定したり
シグナルの検証を行うことができる