



Analysis of Z_b decays as heavy meson molecules

(S.Q., S. Yasui and A. Hosaka, arXiv:1310.3029)

S. Ohkoda^A

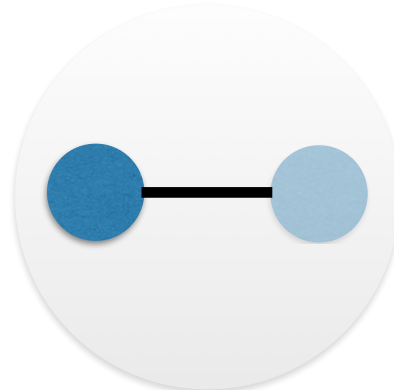
S. Yasui^B and A. Hosaka^A

^AResearch Center for Nuclear Physics (RCNP)

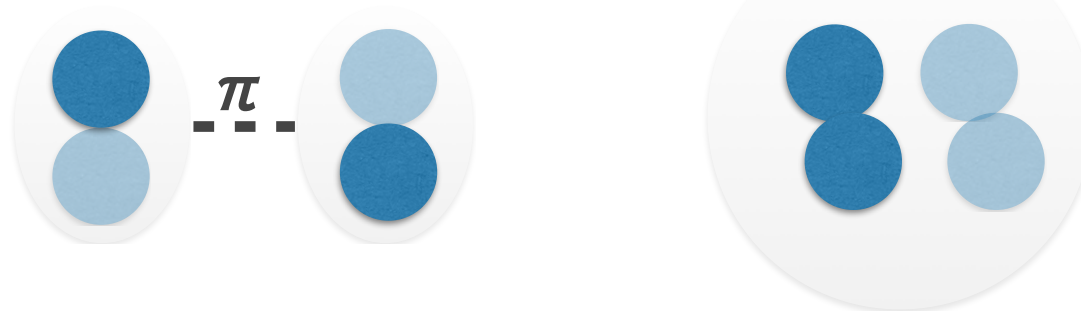
^BKEK theory center

エキゾチックチャンネル

$Q\bar{Q}$



$Q\bar{Q}q\bar{q}$



- ✓ $Q\bar{Q}$ ($Q=c, b$) で作れない量子数をもつ: $J^{PC} = 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}$
- ✓ 荷電状態の $Q\bar{Q}$ ライクな粒子
- ✓ $Q\bar{Q}$ では説明できない崩壊特性
- ✓ $X(3872), Y(4260), Z_c^\pm(3900), Z_b^\pm(10610), Z_b^\pm(10650),$

Outline

🌀 Introduction

✓ $Z_b(10610)$ and $Z_b(10650)$

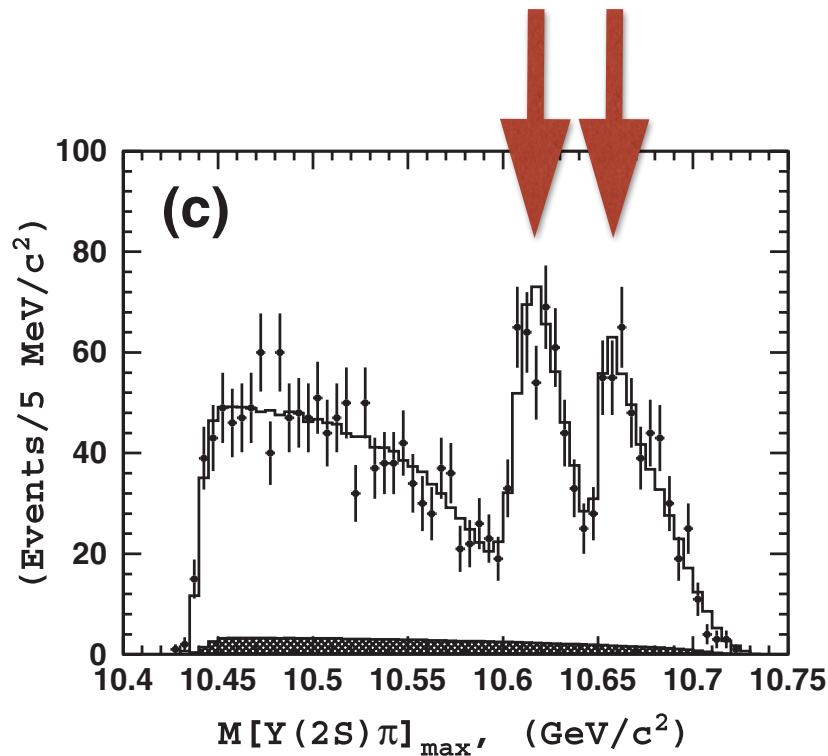
🌀 Spin selection rules for Z_b

🌀 Decays of $Z_b \rightarrow \Upsilon(nS) \pi$ as hadronic molecules

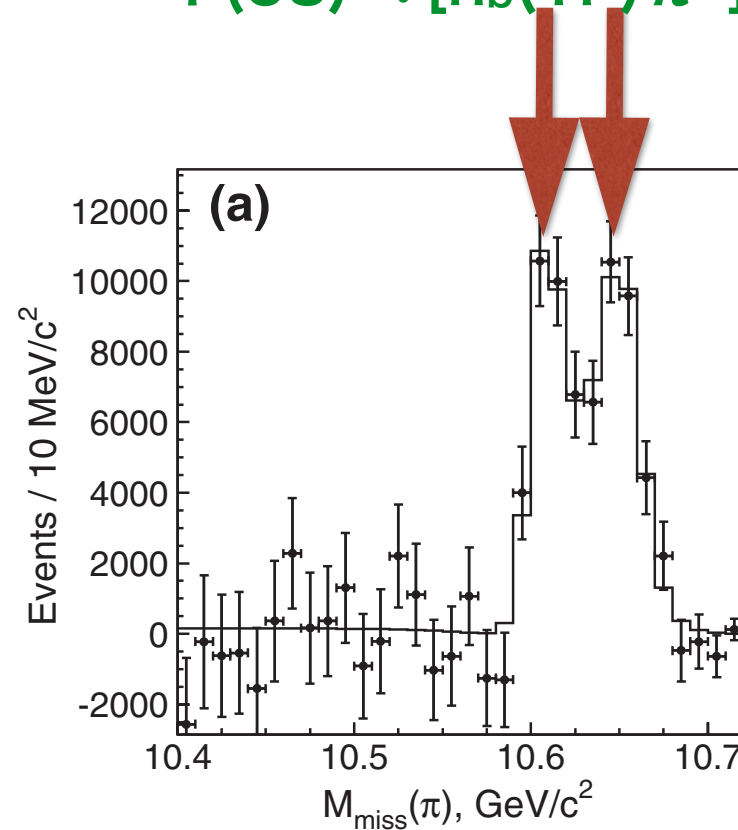
🌀 Summary

Z_b共鳴

$$\Upsilon(5S) \rightarrow [\Upsilon(2S) \pi^\pm] \pi^\mp$$



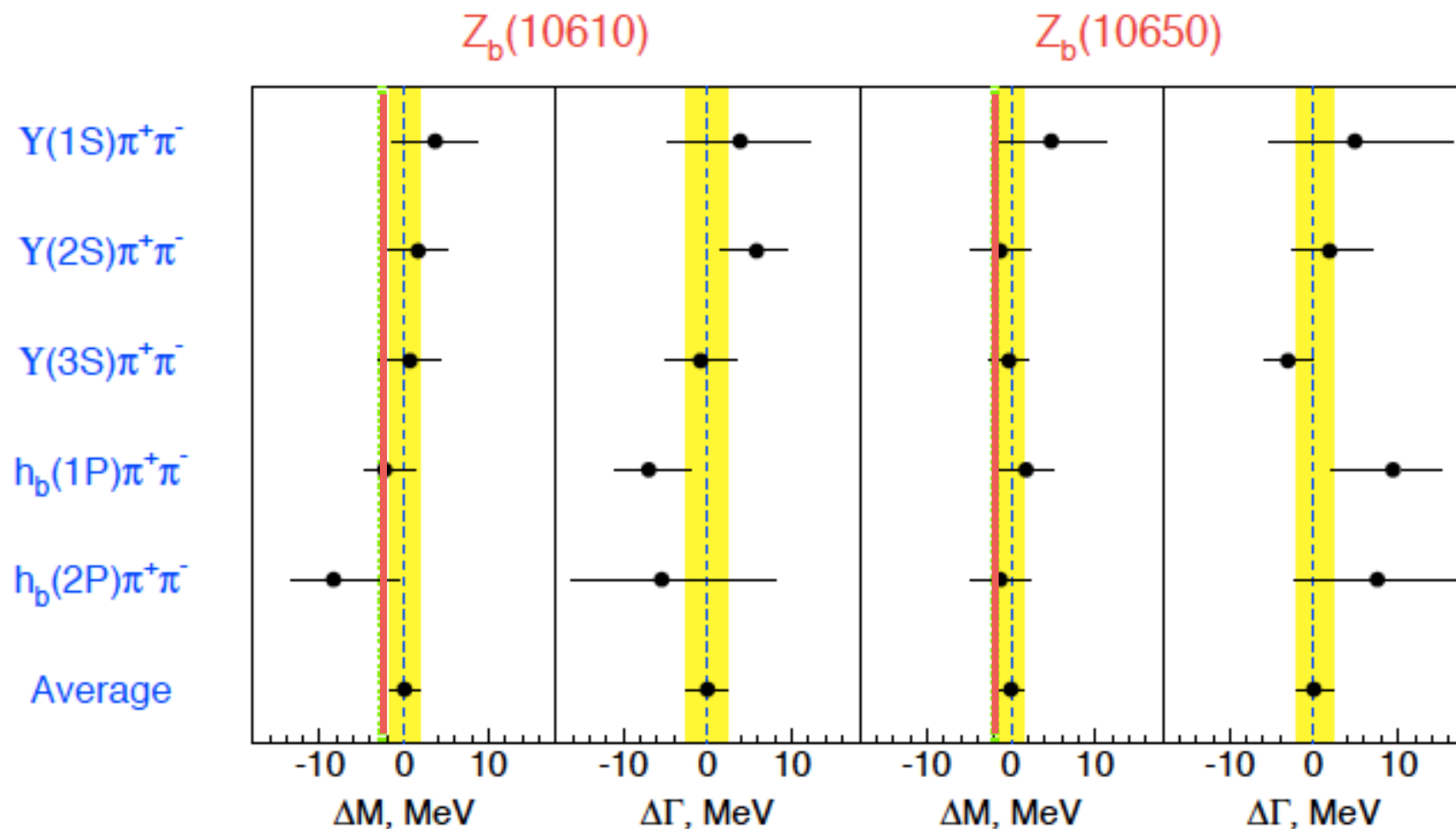
$$\Upsilon(5S) \rightarrow [h_b(1P) \pi^\pm] \pi^\mp$$



$\checkmark \Upsilon(5S) \rightarrow Z_b^\pm \pi^\mp \rightarrow \Upsilon(nS) \pi^+ \pi^-$
 $\checkmark \Upsilon(5S) \rightarrow Z_b^\pm \pi^\mp \rightarrow h_b(mP) \pi^+ \pi^-$

- * $\Upsilon : J^{PC}=1^{--}$
- * $h_b : J^{PC}=1^{+-}$
- * $n=1,2,3 \quad m=1,2$

Z_b の質量と崩壊幅



✓ $Z_b(10610) : Z_b$

$M = 10607.4 \pm 2.0 \text{ MeV} \sim B\bar{B}^*$

$\Gamma = 18.3 \pm 2.4 \text{ MeV}$

✓ $Z_b(10650) : Z_b'$

$M = 10652.2 \pm 1.5 \text{ MeV} \sim B^*\bar{B}^*$

$\Gamma = 11.5 \pm 2.2 \text{ MeV}$

Z_b の特徴

エキゾチック量子数

✓ $I^G(J^P) = 1^+(1^+)$

✓ Z_b は“真性”なエキゾチック粒子

A. Bondar, et al,
PRD84 054010 (2011)

S. Ohkoda, Y. Yamaguchi, S. Yasui,
K. Sudoh, and A. Hosaka,
Phys. Rev. D86, 014004 (2012)

エキゾチックな質量

✓ Z_b は非常に質量差の小さいツイン共鳴
($B\bar{B}^*$ と $B^*\bar{B}$ 閾値のわずかに上にある)

エキゾチックな崩壊

✓ $\Upsilon(5S) \rightarrow Z_b \pi \rightarrow h_b(mP) \pi \pi$ がボトムクォークのス
ピン反転が必要にも関わらず、抑制されていない

Z_b は $B^*\bar{B}^{(*)}$ 分子状態！



Spin selection rules for Z_b

S. Ohkoda, Y. Yamaguchi, S. Yasui and A. Hosaka,
Phys.Rev. D86, 117502 (2012).

$Z_b^{(*)}$ の分岐比

Belle Collaboration,
arXiv:1206.6450

Channel	\mathcal{B} of $Z_b(10610)$, %	\mathcal{B} of $Z_b(10650)$, %
$\Upsilon(1S)\pi^+$	0.32 ± 0.09	0.24 ± 0.07
$\Upsilon(2S)\pi^+$	4.38 ± 1.21	2.40 ± 0.63
$\Upsilon(3S)\pi^+$	2.15 ± 0.56	1.64 ± 0.40
$h_b(1P)\pi^+$	2.81 ± 1.10	7.43 ± 2.70
$h_b(2P)\pi^+$	2.15 ± 0.56	14.8 ± 6.22
$B^+B^{*0} + B^0B^{*+}$	86.0 ± 3.6	—
$B^{*+}B^{*0}$	—	73.4 ± 7.0

✓ オープンフレーバーチャンネルへの崩壊が占有的

✓ $h_b\pi$ 抑制されていない → Z_b のスピンの構造と関係している

ヘビークォークスピン対称性

✓ヘビークォーク極限ではスピン-スピン相互作用が抑制される — Heavy quark spin symmetry

$$\mathcal{L}_{\text{HQ}} = \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q$$

$$Q_v(x) = e^{im_Q v \cdot x} \frac{1 + \not{v}}{2} Q(x)$$

$$\mathcal{L}_{\text{HQET}} = \bar{Q}_v v \cdot iD Q_v + \bar{Q}_v \frac{(iD_\perp)^2}{2m_Q} Q_v - c(\mu) g_s \bar{Q}_v \frac{\sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu}}{4m_Q} Q_v + \mathcal{O}(1/m_Q^2)$$

✓ヘビークォーク極限では新たな保存量が定義できる — light spin degree of freedom

$$S_L = J - S_H$$

$$\sim S_q + L$$

S_L : Light spin

J : Total angular momentum

S_H : Heavy quark spin

スピン選択則

✓ヘビーハドロンの波動関数はスピンの自由度を用いて
 $S_H \otimes S_I$ として記述できる

	J^{PC}	$b\bar{b}(^{2S+1}L_J)$	$S_H \otimes S_I$
$\left\{ \begin{array}{l} \eta_b \\ \Upsilon \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0^{-+} \\ 1^{--} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} ^1S_0 \\ ^3S_1 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0_H \otimes 0_I \\ 1_H \otimes 0_I \end{array} \right.$
$\left\{ \begin{array}{l} h_b \\ \chi_{bJ} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1^{+-} \\ 1^{++} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} ^1P_1 \\ ^3P_J \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0_H \otimes 1_I \\ (1_H \otimes 1_I)_J \end{array} \right.$

✓スピン選択則

$\Upsilon \not\rightarrow h_b \pi \pi$

$\Upsilon \not\rightarrow \eta_b \gamma$

Z_b のスピンの構造

✓ Z_b の崩壊特性を調べる

✓ Z_b をメソン分子状態と仮定する

Component			$S_H \otimes S_l$
Z_b	:	$\frac{1}{\sqrt{2}}(B\bar{B}^* - B^*\bar{B})(^3S_1)$	→
Z_b'	:	$B^*\bar{B}^*(^3S_1)$	→

?

✓ Z_b のスピンの構造?

ヘビーメソンペアのスピン構造

✓ヘビーメソンペアのスピン構造はスピン組み替え公式を用いて求められる

$$\begin{aligned} |B\bar{B}^*(^3S_1)\rangle &= [[b\bar{q}]^0, [\bar{b}q]^1]^1 \\ &= \sum_{H,l} \hat{0} \hat{1} \hat{H} \hat{l} \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & 0 \\ 1/2 & 1/2 & 1 \\ H & l & 1 \end{Bmatrix} [[b\bar{b}]^H, [\bar{q}q]^l]^1 \\ &= \frac{1}{2} [[b\bar{b}]^0, [\bar{q}q]^1]^1 - \frac{1}{2} [[b\bar{b}]^1, [\bar{q}q]^0]^1 + \frac{1}{\sqrt{2}} [[b\bar{b}]^1, [\bar{q}q]^1]^1 \\ &= \frac{1}{2} (0_H^- \otimes 1_l^-) - \frac{1}{2} (1_H^- \otimes 0_l^-) + \frac{1}{\sqrt{2}} (1_H^- \otimes 1_l^-), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |B^*\bar{B}^*(^3S_1)\rangle &= [[b\bar{q}]^1, [\bar{b}q]^1]^1 \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (0_H^- \otimes 1_l^-) + \frac{1}{\sqrt{2}} (1_H^- \otimes 0_l^-) \end{aligned}$$

Z_b のスピン構造

A. Bondar, et al,
PRD84 054010 (2011)

✓ Z_b スピン構造は次のように与えられる

	Component	$S_H \otimes S_l$
Z_b	$:\frac{1}{\sqrt{2}}(B\bar{B}^* - B^*\bar{B})(^3S_1)$	$\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(0_H^- \otimes 1_l^-) + \frac{1}{\sqrt{2}}(1_H^- \otimes 0_l^-)$
Z_b'	$:\quad B^*\bar{B}^*(^3S_1)$	$\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(0_H^- \otimes 1_l^-) - \frac{1}{\sqrt{2}}(1_H^- \otimes 0_l^-)$

✓ Z_b は 0_H と 1_H の混合状態!

✓ $(0_H \otimes 1_l)$ の崩壊先は $h_b\pi$, $\eta_b\gamma$, ...

✓ $(1_H \otimes 0_l)$ の崩壊先は $\Upsilon\pi$, $\chi_{bJ}\gamma$, ...

$$Z_b \rightarrow \chi_{bJ} \gamma$$

S. Ohkoda, Y. Yamaguchi, S. Yasui and A. Hosaka,
Phys.Rev. D86, 117502 (2012).

$$\checkmark \Gamma(Z_b \rightarrow \chi_{bJ} \gamma) \sim | \langle \chi_{bJ} \gamma | \mathcal{O} | Z_b \rangle |^2$$

$\checkmark \chi_{b0} + \gamma$ (P-wave)

$$\begin{aligned} |\chi_{b0} \gamma(M1) \rangle_{J=1} &= (1_H^- \otimes 1_l^-)|_{J=0} \otimes (0_H^+ \otimes 1_l^+) \\ &= \frac{1}{3}(1_H^- \otimes 0_l^-) - \frac{1}{\sqrt{3}}(1_H^- \otimes 1_l^-)|_{J=1} + \frac{\sqrt{5}}{3}(1_H^- \otimes 2_l^-)|_{J=1} \end{aligned}$$

$\checkmark \chi_{b1} + \gamma$ (P-wave)

$$|\chi_{b1} \gamma(M1) \rangle_{J=1} = -\frac{1}{\sqrt{3}}(1_H^- \otimes 0_l^-) + \frac{1}{2}(1_H^- \otimes 1_l^-)|_{J=1} + \frac{15}{6}(1_H^- \otimes 2_l^-)|_{J=1}$$

$\checkmark \chi_{b2} + \gamma$ (P-wave)

$$|\chi_{b2} \gamma(M1) \rangle_{J=1} = -\frac{\sqrt{5}}{3}(1_H^- \otimes 0_l^-) + \frac{\sqrt{15}}{6}(1_H^- \otimes 1_l^-)|_{J=1} + \frac{1}{6}(1_H^- \otimes 2_l^-)|_{J=1}$$

$$\begin{array}{ccccc} \Gamma(Z_b^0 \rightarrow \chi_{b0} \gamma) & : & \Gamma(Z_b^0 \rightarrow \chi_{b1} \gamma) & : & \Gamma(Z_b^0 \rightarrow \chi_{b2} \gamma) \\ 1 & : & 3 & : & 5 \end{array}$$



Decays of $Z_b \rightarrow \Upsilon(nS) \pi$ via triangle diagrams in heavy meson molecules

S. Ohkoda, S. Yasui and A. Hosaka,
arXiv: 1310.3029 (2013)

$Z_b^{(*)}$ の分岐比

Belle Collaboration,
arXiv:1206.6450

Channel	\mathcal{B} of $Z_b(10610)$, %	\mathcal{B} of $Z_b(10650)$, %
$\Upsilon(1S)\pi^+$	0.32 ± 0.09	0.24 ± 0.07
$\Upsilon(2S)\pi^+$	4.38 ± 1.21	2.40 ± 0.63
$\Upsilon(3S)\pi^+$	2.15 ± 0.56	1.64 ± 0.40
$h_b(1P)\pi^+$	2.81 ± 1.10	7.43 ± 2.70
$h_b(2P)\pi^+$	2.15 ± 0.56	14.8 ± 6.22
$B^+B^{*0} + B^0B^{*+}$	86.0 ± 3.6	—
$B^{*+}B^{*0}$	—	73.4 ± 7.0

✔ オープンフレーバーチャンネルへの崩壊が占有的

✔ $h_b\pi$ 抑制されていない

$Z_b^{(*)}$ の分岐比

Belle Collaboration,
arXiv:1206.6450

Channel	\mathcal{B} of $Z_b(10610)$, %	\mathcal{B} of $Z_b(10650)$, %
$\Upsilon(1S)\pi^+$	0.32 ± 0.09	0.24 ± 0.07
$\Upsilon(2S)\pi^+$	4.38 ± 1.21	2.40 ± 0.63
$\Upsilon(3S)\pi^+$	2.15 ± 0.56	1.64 ± 0.40
$h_b(1P)\pi^+$	2.81 ± 1.10	7.43 ± 2.70
$h_b(2P)\pi^+$	2.15 ± 0.56	14.8 ± 6.22
$B^+B^{*0} + B^0B^{*+}$	86.0 ± 3.6	—
$B^{*+}B^{*0}$	—	73.4 ± 7.0

✓分岐比に位相空間の違いが反映されていない？

$$\mathcal{B}[\Upsilon(2S)\pi] > \mathcal{B}[\Upsilon(3S)\pi] \gg \mathcal{B}[\Upsilon(1S)\pi]$$

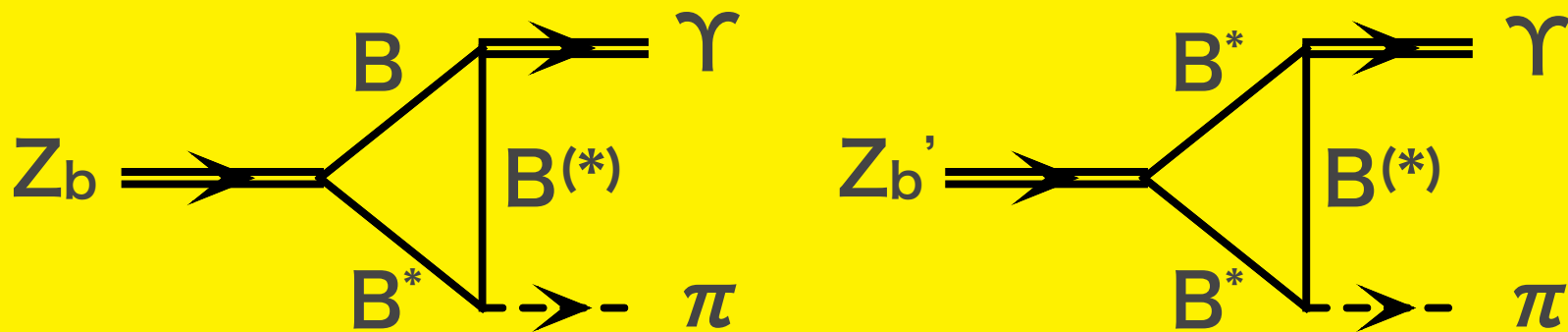
ダイアグラム : $Z_b^{(')+} \rightarrow \gamma (nS) \pi^+$

✓ $Z_b^{(')}$ をメソン分子状態であると仮定する

$$|Z_b\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |B\bar{B}^* - B^*\bar{B}\rangle ,$$

$$|Z_b'\rangle = |B^*\bar{B}^*\rangle .$$

✓ メソンループを介した Z_b 崩壊のダイアグラム



有効ラグランジアン

✓ $ZB\bar{B}^*$ と $ZB^*\bar{B}$ のラグランジアン

✓ 結合定数は $Z_b \rightarrow B\bar{B}^*$ と $Z_{b'} \rightarrow B^*\bar{B}$ の崩壊幅から決定する

$$\mathcal{L}_{ZBB^*} = g_{ZBB^*} M_z Z^\mu (B \bar{B}_\mu^* + B_\mu^* \bar{B}),$$

$$\mathcal{L}_{Z'B^*B^*} = g_{Z'B^*B^*} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu Z'_\nu B_\alpha^* \bar{B}_\beta^*,$$

✓ パイオンと $B(B^*)$ メソンのラグランジアン

✓ 結合定数 g は $D^* \rightarrow D\pi$ 崩壊から決定する (HQS)

$$\mathcal{L}_I = i g \text{Tr}[H_b \gamma_\mu \gamma_5 A_{ba}^\mu H_a] \quad g = 0.59$$

$$H_a = \left(\frac{1 + \not{v}}{2} \right) [M_a^\mu \gamma_\mu - M_a \gamma_5]$$

Υ と $B(B^*)$ メソンのラグランジアン

P. Colangelo, et al,
PRD64 054023 (2004)

$$\mathcal{L}_2 = \frac{g_2}{2} \text{Tr}[R^{(Q_1 Q_2)} H_{2a} \overleftrightarrow{D} H_{1a}] + \text{H.c.} + (Q_1 \leftrightarrow Q_2)$$

$$R^{(Q_1 Q_2)} = \left(\frac{1 + \not{v}}{2} \right) [L^\mu \gamma_\mu - L \gamma_5] \left(\frac{1 - \not{v}}{2} \right),$$

✓ Vector meson dominance(VMD)によって結合定数を決める



$$\langle 0 | b \gamma^\mu \bar{b} | \Upsilon \rangle = f_\Upsilon \epsilon^\mu$$

$$g_{BB\Upsilon(nS)} = \frac{m_{\Upsilon(nS)}}{f_{\Upsilon(nS)}}$$

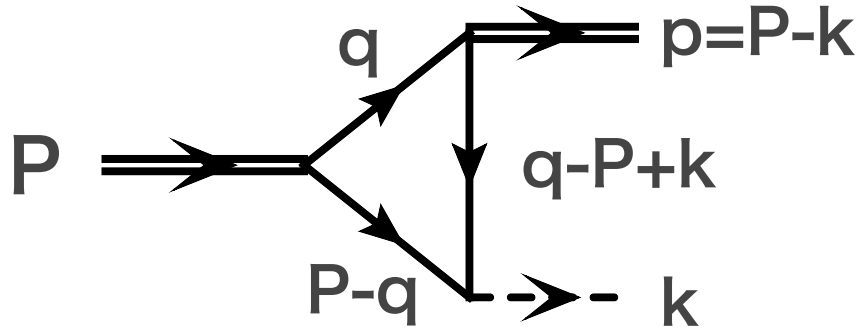
$$g_{BB\Upsilon(1S)} = 13.2$$

$$g_{BB\Upsilon(2S)} = 20.1$$

$$g_{BB\Upsilon(3S)} = 24.1$$

$Z_b'^+ \rightarrow \Upsilon(nS) \pi^+$ の遷移振幅

✓ 遷移振幅は次のように計算する



$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M}_{B^*B^*}^{(B)} = & (i)^3 \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} [ig_{z'}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}P^\mu\epsilon_z^\nu\epsilon_{B^*+}^\alpha\epsilon_{\bar{B}^*0}^\beta] \\
 & \times [ig_{B^*B^*\Upsilon(nS)}\epsilon_{\delta\tau\theta\phi}v^\delta\epsilon_v^\tau\epsilon_{B^*+}^\alpha(2q-P+k)^\phi][g_{BB^*\pi}(\epsilon_{\bar{B}^*0}\cdot k)] \\
 & \times \frac{1}{(q)^2 - m_{B^*}^2} \frac{1}{(P-q)^2 - m_{B^*}^2} \frac{1}{(q-P+k)^2 - m_B^2} \mathcal{F}(q^2, k^2)
 \end{aligned}$$

✓ 形状因子を導入する

$$\mathcal{F}(\vec{q}^2, \vec{k}^2) = \frac{\Lambda_Z^2}{\vec{q}^2 + \Lambda_Z^2} \frac{\Lambda^2}{\vec{k}^2 + \Lambda^2} \frac{\Lambda^2}{\vec{k}^2 + \Lambda^2}$$

結果

S. O, S. Yasui and A. Hosaka
arXiv:1310.3029

部分崩壊幅 : $Z_b(10610)$ $\Lambda = 600\text{MeV}$

Λ_Z	-	1000	Exp. [MeV]
$\Upsilon(1S)\pi^+$	96.3	0.074	0.059 ± 0.017
$\Upsilon(2S)\pi^+$	20.0	0.47	0.81 ± 0.22
$\Upsilon(3S)\pi^+$	0.498	0.14	0.40 ± 0.10

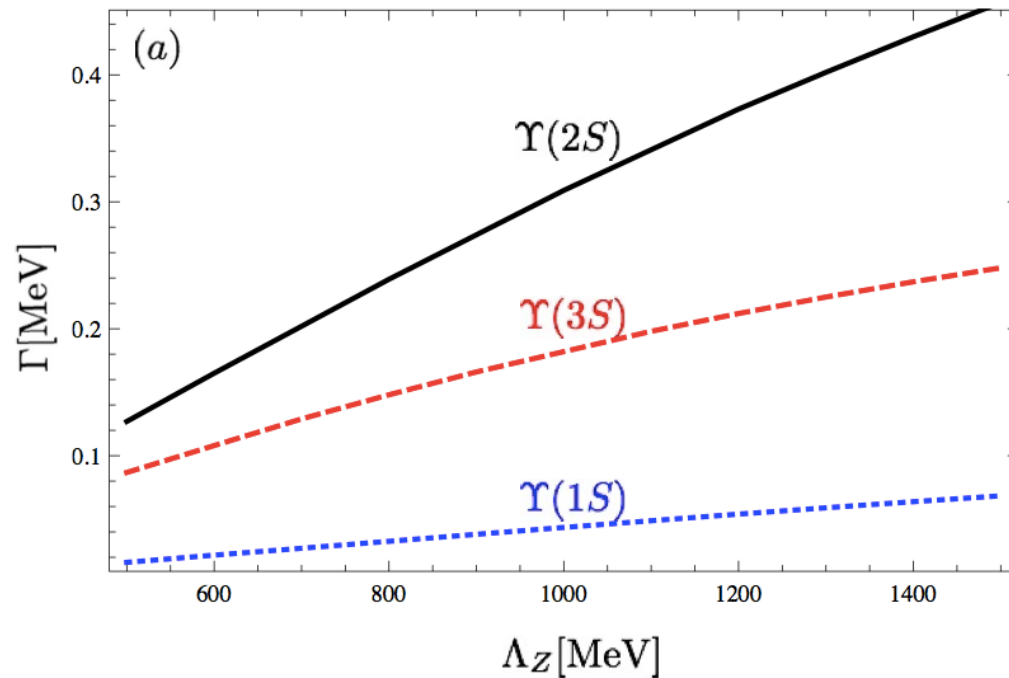
部分崩壊幅 : $Z_b'(10650)$ $\Lambda = 600\text{MeV}$

Λ_Z	-	1000	Exp. [MeV]
$\Upsilon(1S)\pi^+$	71.3	0.044	0.028 ± 0.008
$\Upsilon(2S)\pi^+$	17.6	0.31	0.28 ± 0.07
$\Upsilon(3S)\pi^+$	0.858	0.18	0.19 ± 0.05

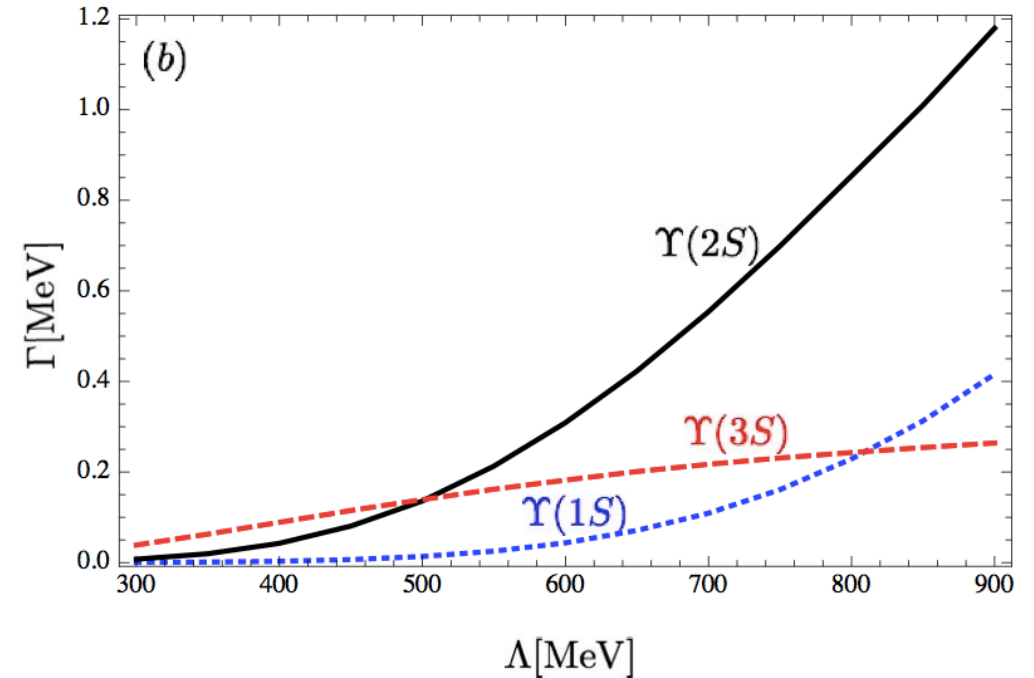
✓ 終状態の運動量が結果を大きく左右する

✓ 形状因子が重要

カットオフ依存性： $Z_b(10650)$



✓ $Z_b'^+ \rightarrow \Upsilon(nS) \pi^+$
✓ $\Lambda = 600 \text{ MeV}$



✓ $Z_b'^+ \rightarrow \Upsilon(nS) \pi^+$
✓ $\Lambda_Z = 1000 \text{ MeV}$

$$Z_c^+ \rightarrow \psi(nS) \pi^+$$

✓ $Z_c(3900)$: $M = 3899.0\text{MeV}$, $\Gamma = 46\text{MeV}$ (BESIII)
 $M = 3894.5\text{MeV}$, $\Gamma = 63\text{MeV}$ (Belle)

✓ $Z_c(3900)$ は $D\bar{D}^*$ 分子状態で Z_b のフレーバーパートナー？

✓ 部分崩壊幅 : $Z_c(3900)$

Λ_Z	-	1000	Exp.
$J/\psi \pi^+$	39.0	0.66	-
$\psi(2S) \pi^+$	0.305	0.18	-

✓ $f(Z_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+) = 1.2-1.3\%$, $f(Z_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+) = 0.31-0.33\%$

まとめ

- ◎ Z_b の崩壊特性をメソン分子状態の観点から調べた
- ◎ スピン構造はエキゾチック粒子の生成と崩壊の性質を調査するのに有効
- ◎ $Z_b \rightarrow \Upsilon \pi$ 崩壊幅は、メソンループと形状因子によって説明できる
- ◎ $f(Z_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+) = 1.2-1.3\%$,
 $f(Z_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+) = 0.31-0.33\%$