

Compositeness of hadrons from effective field theory



Tetsuo Hyodo

Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto Univ.

2016, Feb. 20th 1

目次



イントロダクション

- ハドロンの構造とエキゾチック状態
- ハドロン物理における共鳴状態



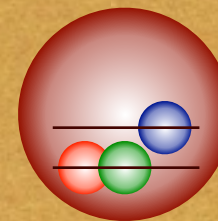
閾値近傍のハドロン共鳴状態の複合性

[T. Hyodo, Int. J. Mod. Phys. A 28, 1330045 \(2013\)](#)

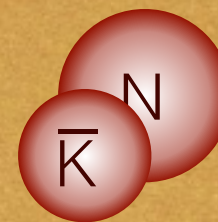
[T. Hyodo, Phys. Rev. Lett. 111, 132002 \(2013\)](#)

- 有効場の理論による弱束縛関係式
- 不安定状態への拡張
- ハドロン物理への応用： $\Lambda(1405)$

[Y. Kamiya, T. Hyodo, arXiv:1509.00146 \[hep-ph\]](#)



or

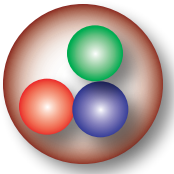


ハドロンの分類

観測されているハドロン

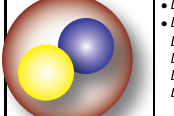
PDG2015 : <http://pdg.lbl.gov/>

p	$1/2^+$ ****	$\Delta(1232)$	$3/2^+$ ****	Σ^+	$1/2^+$ ****	Ξ^0	$1/2^+$ ****	Λ_c^+	$1/2^+$ ****
n	$1/2^+$ ****	$\Delta(1600)$	$3/2^+$ ***	Σ^0	$1/2^+$ ****	Ξ^-	$1/2^+$ ****	$\Lambda_c(2595)^+$	$1/2^-$ ***
$N(1440)$	$1/2^+$ ****	$\Delta(1620)$	$1/2^-$ ****	Σ^-	$1/2^+$ ****	$\Xi(1530)$	$3/2^+$ ****	$\Lambda_c(2625)^+$	$3/2^-$ ***
$N(1520)$	$3/2^-$ ****	$\Delta(1700)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(1385)$	$3/2^+$ ****	$\Xi(1620)$	*	$\Lambda_c(2765)^+$	*
$N(1535)$	$1/2^-$ ****	$\Delta(1750)$	$1/2^+$ *	$\Sigma(1480)$	*	$\Xi(1690)$	***	$\Lambda_c(2940)^+$	***
$N(1650)$	$1/2^-$ ****	$\Delta(1900)$	$1/2^-$ **	$\Sigma(1560)$	**	$\Xi(1820)$	$3/2^-$ ***	$\Sigma_c(2455)$	$1/2^+$ ****
$N(1675)$	$5/2^-$ ****	$\Delta(1905)$	$5/2^+$ ****	$\Sigma(1580)$	$3/2^-$ **	$\Xi(1950)$	*	$\Sigma_c(2520)$	$3/2^+$ ****
$N(1680)$	$5/2^+$ ****	$\Delta(1910)$	$1/2^+$ ****	$\Sigma(1620)$	$1/2^-$ *	$\Xi(2030)$	$\geq 5/2^?$ ***	$\Sigma_c(2800)$	***
$N(1685)$	*	$\Delta(1920)$	$3/2^+$ ***	$\Sigma(1660)$	$1/2^+$ ***	$\Xi(2120)$	*	$\Xi_c(2800)$	***
$N(1700)$	$3/2^-$ ***	$\Delta(1930)$	$5/2^-$ ***	$\Sigma(1670)$	$3/2^-$ ****	$\Xi(2250)$	**	$\Xi_c(2800)$	***
$N(1710)$	$1/2^+$ ***	$\Delta(1940)$	$3/2^-$ ***	$\Sigma(1690)$	**	$\Xi(2370)$	**	$\Xi_c(2800)$	***
$N(1720)$	$3/2^+$ ****	$\Delta(1950)$	$7/2^+$ ****	$\Sigma(1730)$	$3/2^+$ **	$\Xi(2500)$	*	$\Xi_c(2800)$	***
$N(1860)$	$5/2^+$ **	$\Delta(2000)$	$5/2^+$ **	$\Sigma(1750)$	$1/2^-$ ***				
$N(1875)$	$3/2^-$ ***	$\Delta(2150)$	$1/2^-$ *	$\Sigma(1770)$	$1/2^+$ **	Ω^-	$3/2^+$ ****		
$N(1880)$	$1/2^+$ **	$\Delta(2200)$	$7/2^-$ *	$\Sigma(1775)$	$5/2^-$ ****	$\Omega(2250)^-$	***		
$N(1895)$	$1/2^-$ **	$\Delta(2300)$	$9/2^+$ **	$\Sigma(1840)$	$3/2^+$ **	$\Omega(2380)^-$	**		
$N(1900)$	$3/2^+$ ***	$\Delta(2350)$	$5/2^-$ **	$\Sigma(1880)$	$1/2^+$ **	$\Omega(2470)^-$	**		
$N(1990)$	$7/2^+$ **	$\Delta(2390)$	$7/2^+$ *	$\Sigma(1900)$	$1/2^-$ *				
$N(2000)$	$5/2^+$ **	$\Delta(2400)$	$9/2^-$ **	$\Sigma(1915)$	$5/2^+$ ****				
$N(2040)$	$3/2^+$ **	$\Delta(2420)$	$11/2^+$ ****	$\Sigma(1940)$	$3/2^+$ **				
$N(2060)$	$5/2^-$ **	$\Delta(2750)$	$13/2^-$ **	$\Sigma(1940)$	$3/2^-$ ***				
$N(2100)$	$1/2^+$ *	$\Delta(2950)$	$15/2^+$ **	$\Sigma(2000)$	$1/2^-$ *				
$N(2120)$	$3/2^-$ **			$\Sigma(2030)$	$7/2^+$ ****				
$N(2190)$	$7/2^-$ ****	Λ	$1/2^+$ ****	$\Sigma(2070)$	$5/2^+$ *				
$N(2220)$	$9/2^+$ ****	$\Lambda(1405)$	$1/2^-$ ****	$\Sigma(2080)$	$3/2^+$ **				
$N(2250)$	$9/2^-$ ****	$\Lambda(1520)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(2100)$	$7/2^-$ **				
$N(2300)$	$1/2^+$ **	$\Lambda(1600)$	$1/2^+$ **	$\Sigma(2250)$	***				
$N(2570)$	$5/2^-$ **	$\Lambda(1670)$	$1/2^-$ ****	$\Sigma(2455)$	**				
$N(2600)$	$11/2^-$ ***	$\Lambda(1690)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(2620)$	**				
$N(2700)$	$13/2^+$ **	$\Lambda(1710)$	$1/2^+$ *	$\Sigma(3000)$	**				
		$\Lambda(1800)$	$1/2^-$ ***	$\Sigma(3170)$	*				
		$\Lambda(1810)$	$1/2^+$ ***						
		$\Lambda(1820)$	$5/2^+$ ****						
		$\Lambda(1830)$	$5/2^-$ ****						
		$\Lambda(1890)$	$3/2^+$ ****						
		$\Lambda(2000)$	*						
		$\Lambda(2020)$	$7/2^+$ *						
		$\Lambda(2050)$	$3/2^-$ *						
		$\Lambda(2100)$	$7/2^-$ ****						
		$\Lambda(2110)$	$5/2^+$ ****						
		$\Lambda(2325)$	$3/2^-$ *						
		$\Lambda(2350)$	$9/2^+$ ***						
		$\Lambda(2585)$	**						



バリオン~150種類

LIGHT UNFLAVORED (S=C=B=0)		STRANGE (S=±1, C=B=0)		CHARMED, STRANGE (C=S=±1)		$c\bar{c}$ $F_c(F_c)$	
$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$
π^\pm	$1^-(0^-)$	$\rho(1680)$	$0^-(1^-)$	$K^{*\pm}$	$1/2(0^-)$	D_s^\pm	$0(0^-)$
π^0	$1^-(0^+)$	$\rho_3(1690)$	$1^+(3^-)$	K^0	$1/2(0^-)$	D_s^0	$0(0^-)$
η	$0^+(0^+)$	$\rho(1700)$	$1^+(1^-)$	K_S^0	$1/2(0^-)$	D_{s1}^0	$0(0^+)$
$\eta(500)$	$0^+(0^+)$	$\omega(1700)$	$1^-(2^+)$	K_L^0	$1/2(0^-)$	$D_{s1}(2460)^0$	$0(1^+)$
$\eta(770)$	$1^+(1^-)$	$f_0(1710)$	$0^+(0^+)$	$K_S^0(800)$	$1/2(0^+)$	$D_{s1}(2536)^0$	$0(1^+)$
$\omega(782)$	$0^-(1^-)$	$\eta(1760)$	$0^+(0^+)$	$K^*(892)$	$1/2(1^-)$	$D_{s2}(2573)$	$0(0^?)$
$\eta(958)$	$0^+(0^+)$	$\pi(1800)$	$1^-(0^+)$	$K_1^*(1200)$	$1/2(1^+)$	$D_{s1}(2700)^0$	$0(1^-)$
$f_0(980)$	$0^+(0^+)$	$f_3(1810)$	$0^+(2^+)$	$K_1^*(1400)$	$1/2(1^+)$	$D_{s1}(2860)^0$	$0(0^?)$
$a_0(980)$	$1^-(0^+)$	$X(1835)$	$?^?(2^+)$	$K^*(1410)$	$1/2(1^-)$	$D_{s1}(3040)^0$	$0(0^?)$
$\phi(1020)$	$0^-(1^-)$	$X(1840)$	$?^?(2^?)$	$K_0^*(1430)$	$1/2(0^+)$		
$h_1(1170)$	$0^-(1^+)$	$\omega_3(1850)$	$0^-(3^-)$	$K_2^*(1430)$	$1/2(2^+)$	BOTTOM (B=±1)	
$b_1(1235)$	$1^-(1^+)$	$\eta_2(1870)$	$0^+(2^+)$	$K(1460)$	$1/2(0^-)$	B^{*+}	$1/2(0^-)$
$a_1(1260)$	$1^-(1^+)$	$\pi_2(1880)$	$1^-(2^+)$	$K_0^*(1580)$	$1/2(2^-)$	B^0	$1/2(0^-)$
$f_2(1270)$	$0^+(2^+)$	$\rho(1900)$	$1^+(1^-)$	$K(1630)$	$1/2(0^?)$	$B^{*+}/B^0/B^0$	ADMIXTURE
$f_1(1285)$	$0^+(1^+)$	$f_3(1910)$	$0^+(2^+)$	$K_1^*(1650)$	$1/2(1^+)$	$B^{*+}/B^0/B^0$	b-baryon ADMIXTURE
$\eta(1295)$	$0^+(0^+)$	$f_3(1950)$	$0^+(2^+)$	$K^*(1680)$	$1/2(1^-)$	V_{cb} and V_{cb}	KM Matrix Elements
$\pi(1320)$	$1^-(0^+)$	$\rho_3(1990)$	$1^+(3^-)$	$K_0^*(1770)$	$1/2(2^-)$	B^{*+}	$1/2(1^-)$
$a_2(1320)$	$1^-(2^+)$	$f_3(2010)$	$0^+(2^+)$	$K_3^*(1780)$	$1/2(3^-)$	$B_1(5721)^+$	$1/2(1^+)$
$h_1(1370)$	$0^+(0^+)$	$f_3(2020)$	$0^+(0^+)$	$K_0^*(1820)$	$1/2(2^-)$	$B_1(5721)^0$	$1/2(1^+)$
$h_1(1380)$	$?^-(1^+)$	$a_3(2040)$	$1^-(4^+)$	$K(1830)$	$1/2(0^-)$	$B_1(5732)$	$?^?(2^?)$
$\pi_1(1400)$	$1^-(1^+)$	$f_3(2050)$	$0^+(4^+)$	$K_1^*(1950)$	$1/2(0^+)$	$B_2^*(5747)^0$	$1/2(2^+)$
$\eta(1405)$	$0^+(0^+)$	$f_3(2100)$	$1^-(2^+)$	$K_2^*(1980)$	$1/2(2^+)$	$B_2^*(5747)^0$	$1/2(2^+)$
$f_1(1420)$	$0^+(1^+)$	$f_3(2100)$	$0^+(0^+)$	$K_1^*(2045)$	$1/2(4^+)$	$B(5970)^0$	$?^?(2^?)$
$\omega(1420)$	$0^-(1^-)$	$f_3(2150)$	$0^+(2^+)$	$K_0^*(2250)$	$1/2(2^-)$	$B(5970)^0$	$?^?(2^?)$
$f_3(1430)$	$0^+(2^+)$	$\rho(2150)$	$1^+(1^-)$	$K_3^*(2380)$	$1/2(3^-)$	$B(5970)^0$	$?^?(2^?)$
$a_3(1450)$	$1^-(2^+)$	$\phi(2170)$	$0^-(1^-)$	$K_3^*(2500)$	$1/2(5^-)$		
$\rho(1450)$	$1^+(1^-)$	$f_3(2200)$	$0^+(0^+)$	$K_3^*(2500)$	$1/2(2^+)$	BOTTOM, STRANGE (B=±1, S=±1)	
$\eta(1475)$	$0^+(0^+)$	$f_3(2220)$	$0^+(2^+)$	$K(3100)$	$?^?(2^?)$	B_c^+	$0(0^-)$
$f_0(1500)$	$0^+(0^+)$	$\eta(2225)$	$0^+(0^+)$			B_c^0	$0(1^-)$
$f_1(1510)$	$0^+(1^+)$	$\rho_3(2250)$	$1^+(3^-)$	CHARMED (C=±1)		B_c^+	$0(1^-)$
$f_2(1525)$	$0^+(2^+)$	$f_3(2300)$	$0^+(2^+)$	D^{*-}	$1/2(0^-)$	B_c^0	$0(1^-)$
$f_3(1565)$	$0^+(2^+)$	$f_3(2300)$	$0^+(4^+)$	D^0	$1/2(0^-)$	B_c^+	$0(1^+)$
$\phi(1570)$	$1^-(1^+)$	$f_3(2330)$	$0^+(0^+)$	D^*	$1/2(1^-)$	B_c^+	$0(2^+)$
$h_1(1595)$	$0^-(1^+)$	$f_3(2340)$	$0^+(2^+)$	D^*	$1/2(1^-)$	B_c^+	$?^?(2^?)$
$\pi_1(1600)$	$1^-(1^+)$	$\rho_3(2350)$	$1^+(5^-)$	$D_0^*(2400)^0$	$1/2(0^+)$	BOTTOM, CHARMED (B=C=±1)	
$a_1(1640)$	$1^-(1^+)$	$a_3(2450)$	$1^-(6^+)$	$D_1^*(2400)^0$	$1/2(0^+)$	B_c^+	$0(0^-)$
$f_2(1640)$	$0^+(2^+)$	$f_3(2510)$	$0^+(6^+)$	$D_1^*(2430)^0$	$1/2(1^+)$	B_c^0	$?^?(2^?)$
$\eta_2(1645)$	$0^+(2^-)$			$D_2^*(2460)^0$	$1/2(2^+)$		
$\omega(1650)$	$0^-(1^-)$	OTHER LIGHT		$D_2^*(2460)^0$	$1/2(2^+)$		
$\omega_3(1670)$	$0^-(3^-)$	Further States		$D(2600)$	$1/2(0^?)$		
				$D^*(2640)^0$	$1/2(2^?)$		
				$D(2750)$	$1/2(0^?)$		



メソン~200種類

~ 350種類全てが単一のQCDラグランジアンから出てくる。

qqq/qq̄で記述される量子数のみ (自明ではない!)。

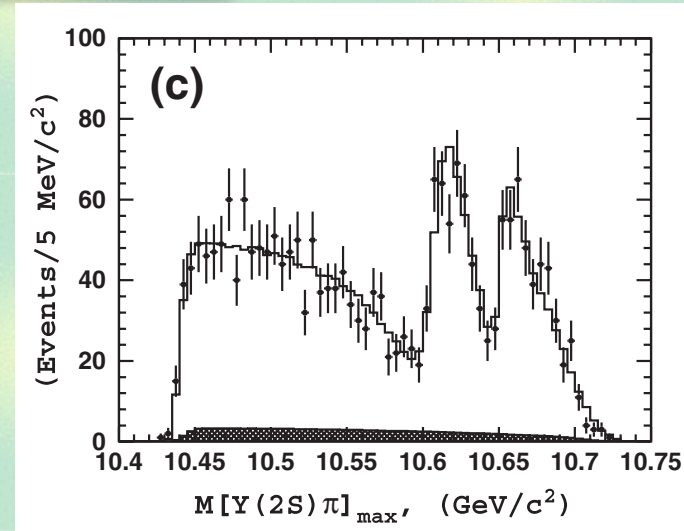
qqq/qq̄で記述できない状態

テトラクォーク候補(Belle)

: $Z_b(10610)$, $Z_b(10650)$

$Y(5S) \rightarrow \pi^\pm + Z_b$
 $\hookrightarrow Y(nS)(b\bar{b}) + \pi^\mp(u\bar{d}/d\bar{u})$

A. Bondar, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 108, 122001 (2012)

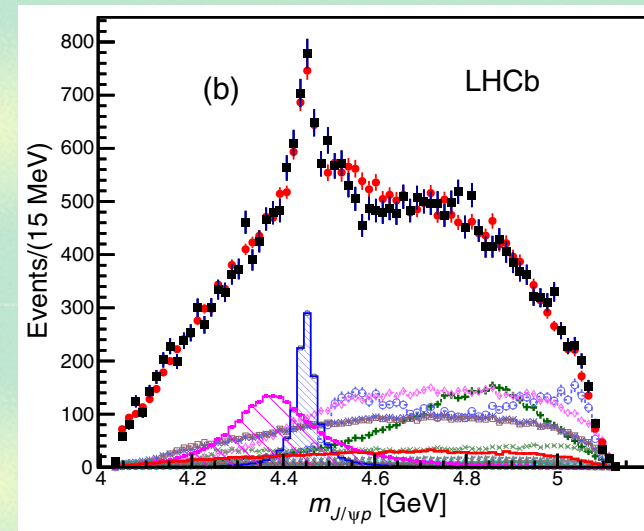


ペンタクォーク候補(LHCb)

: $P_c(4450)$, $P_c(4380)$

$\Lambda_b \rightarrow K^- + P_c$
 $\hookrightarrow J/\psi(c\bar{c}) + p(uud)$

R. Aaij, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 115, 072001 (2015)



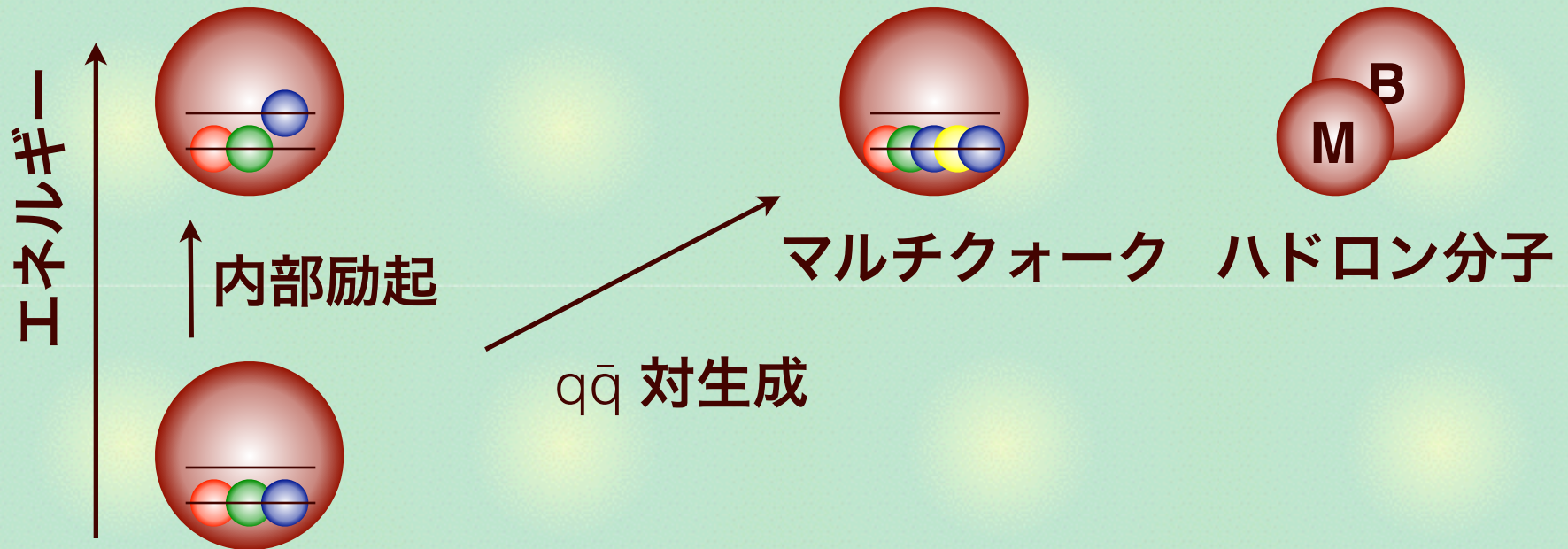
ごく少数しか発見されていない。なぜ少ないのか？

様々なハドロン励起

励起状態の記述（バリオンの例）

構成子クォーク模型

エキゾチック



QCDでは qqq 以外の構造が自然にあらわれる。

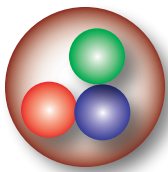
- qqq 構造とエキゾチック構造の重ね合わせ
→ **どのように判別**するか？

強い相互作用で不安定な状態

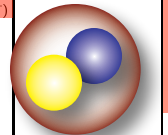
励起ハドロンの性質

PDG2015 : <http://pdg.lbl.gov/>

ρ	$1/2^+$ ****	$\Delta(1232)$	$3/2^+$ ****	Σ^+	$1/2^+$ ****	Ξ^0	$1/2^+$ ****	Λ_c^+	$1/2^+$ ****
n	$1/2^+$ ****	$\Delta(1600)$	$3/2^+$ ***	Σ^0	$1/2^+$ ****	Ξ^-	$1/2^+$ ****	$\Lambda_c(2595)^+$	$1/2^-$ ***
$N(1440)$	$1/2^+$ ****	$\Delta(1620)$	$1/2^-$ ****	Σ^-	$1/2^+$ ****	$\Xi(1530)$	$3/2^+$ ****	$\Lambda_c(2625)^+$	$3/2^-$ ****
$N(1520)$	$3/2^-$ ****	$\Delta(1700)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(1385)$	$3/2^+$ ****	$\Xi(1620)$	*	$\Lambda_c(2765)^+$	*
$N(1535)$	$1/2^-$ ****	$\Delta(1750)$	$1/2^+$ *	$\Sigma(1480)$	*	$\Xi(1690)$	*	$\Lambda_c(2880)^+$	$5/2^+$ ****
$N(1650)$	$1/2^-$ ****	$\Delta(1900)$	$1/2^-$ **	$\Sigma(1560)$	**	$\Xi(1820)$	$3/2^-$ ****	$\Lambda_c(2940)^+$	****
$N(1675)$	$5/2^-$ ****	$\Delta(1905)$	$5/2^+$ ****	$\Sigma(1580)$	$3/2^-$ **	$\Xi(1950)$	*	$\Sigma_c(2455)$	$1/2^+$ ****
$N(1680)$	$5/2^+$ ****	$\Delta(1910)$	$1/2^+$ ****	$\Sigma(1620)$	$1/2^-$ *	$\Xi(2030)$	$\geq 5/2^?$ ****	$\Sigma_c(2520)$	$3/2^+$ ****
$N(1685)$	*	$\Delta(1920)$	$3/2^+$ ***	$\Sigma(1660)$	$1/2^+$ ****	$\Xi(2120)$	*	$\Sigma_c(2800)$	****
$N(1700)$	$3/2^-$ ***	$\Delta(1930)$	$5/2^-$ **	$\Sigma(1670)$	$3/2^-$ **	$\Xi(2250)$	**	Ξ_c^+	$1/2^+$ ****
$N(1710)$	$1/2^+$ ***	$\Delta(1940)$	$3/2^-$ **	$\Sigma(1690)$	****	$\Xi(2370)$	**	Ξ_c^0	$1/2^+$ ****
$N(1720)$	$3/2^+$ ****	$\Delta(1950)$	$7/2^+$ ****	$\Sigma(1730)$	$3/2^+$ *	$\Xi(2500)$	*	Ξ_c^-	$1/2^+$ ****
$N(1860)$	$5/2^+$ **	$\Delta(2000)$	$5/2^+$ **	$\Sigma(1750)$	$1/2^-$ ****			Ξ_c^+	$1/2^+$ ****
$N(1875)$	$3/2^-$ ****	$\Delta(2150)$	$1/2^-$ *	$\Sigma(1770)$	$1/2^+$ **	Ω^-	$3/2^+$ ****	Ξ_c^0	$1/2^+$ ****
$N(1880)$	$1/2^+$ **	$\Delta(2200)$	$7/2^-$ *	$\Sigma(1775)$	$5/2^-$ ****	$\Omega(2250)$	****	$\Xi_c(2645)$	$3/2^+$ ****
$N(1895)$	$1/2^-$ **	$\Delta(2300)$	$9/2^+$ **	$\Sigma(1840)$	$3/2^+$ **	$\Omega(2380)$	**	$\Xi_c(2790)$	$1/2^-$ ****
$N(1900)$	$3/2^+$ ****	$\Delta(2350)$	$5/2^-$ **	$\Sigma(1880)$	$1/2^+$ **	$\Omega(2470)$	**	$\Xi_c(2815)$	$3/2^-$ ****
$N(1990)$	$7/2^+$ **	$\Delta(2390)$	$7/2^+$ *	$\Sigma(1900)$	$1/2^-$ *			$\Xi_c(2930)$	**
$N(2000)$	$5/2^+$ **	$\Delta(2400)$	$9/2^-$ **	$\Sigma(1915)$	$5/2^+$ ****			$\Xi_c(2930)$	**
$N(2040)$	$3/2^+$ *	$\Delta(2420)$	$11/2^+$ ****	$\Sigma(1940)$	$3/2^+$ **			$\Xi_c(3055)$	****
$N(2060)$	$5/2^-$ **	$\Delta(2750)$	$13/2^-$ **	$\Sigma(1940)$	$3/2^-$ ****			$\Xi_c(3080)$	**
$N(2100)$	$1/2^+$ *	$\Delta(2950)$	$15/2^+$ **	$\Sigma(2000)$	$1/2^-$ **			$\Xi_c(3123)$	**
$N(2120)$	$3/2^-$ **			$\Sigma(2030)$	$7/2^+$ ****			Ω_c^0	$1/2^+$ ****
$N(2190)$	$7/2^-$ ****	Λ	$1/2^+$ ****	$\Sigma(2070)$	$5/2^+$ **			$\Omega_c(2770)^0$	$3/2^+$ ****
$N(2220)$	$9/2^+$ ****	$\Lambda(1405)$	$1/2^-$ ****	$\Sigma(2080)$	$3/2^+$ **				
$N(2250)$	$9/2^-$ ****	$\Lambda(1520)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(2100)$	$7/2^-$ **			Ξ_{cc}^+	*
$N(2300)$	$1/2^+$ **	$\Lambda(1600)$	$1/2^+$ **	$\Sigma(2250)$	****				
$N(2570)$	$5/2^-$ **	$\Lambda(1670)$	$1/2^-$ ****	$\Sigma(2455)$	**			Λ_b^0	$1/2^+$ ****
$N(2600)$	$11/2^-$ ***	$\Lambda(1690)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(2620)$	**			$\Lambda_b(5912)^0$	$1/2^-$ ****
$N(2700)$	$13/2^+$ **	$\Lambda(1710)$	$1/2^+$ *	$\Sigma(3000)$	*			$\Lambda_b(5920)^0$	$3/2^-$ ****
		$\Lambda(1800)$	$1/2^-$ ***	$\Sigma(3170)$	*			Σ_b	$1/2^+$ ****
		$\Lambda(1810)$	$1/2^+$ ***					Σ_b^-	$3/2^+$ ****
		$\Lambda(1820)$	$5/2^+$ ****					Ξ_b^0, Ξ_b^-	$1/2^+$ ****
		$\Lambda(1830)$	$5/2^-$ ****					Ξ_b', Ξ_b''	$1/2^+$ ****
		$\Lambda(1890)$	$3/2^+$ ****					$\Xi_b(5935)$	$1/2^+$ ****
		$\Lambda(2000)$	*					$\Xi_b(5945)^0$	$3/2^+$ ****
		$\Lambda(2020)$	$7/2^+$ *					$\Xi_b(5955)$	$3/2^+$ ****
		$\Lambda(2050)$	$3/2^-$ *					Ω_b	$1/2^+$ ****
		$\Lambda(2100)$	$7/2^-$ ****						
		$\Lambda(2110)$	$5/2^+$ ***						
		$\Lambda(2325)$	$3/2^-$ *						
		$\Lambda(2350)$	$9/2^+$ ***						
		$\Lambda(2585)$	**						



LIGHT UNFLAVORED (S=C=B=0)		STRANGE (S=±1, C=B=0)		CHARMED, STRANGE (C=S=±1)		$c\bar{c}$ $F_c(F_c)$	
$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$	$F_c(F_c)$
π^\pm	$1^-(0^-)$	$\rho(1680)$	$0^-(1^-)$	K^{*2}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*2}	$0^-(0^-)$
π^0	$1^-(0^-)$	$\rho(1690)$	$1^+(3^-)$	K^0	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
η	$0^+(0^+)$	$\rho(1700)$	$1^+(1^-)$	K_S^0	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega(500)$	$0^+(0^+)$	$\rho(1710)$	$0^+(0^+)$	K_L^0	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\rho(770)$	$1^+(1^-)$	$\eta(1760)$	$0^+(0^+)$	$K_1^0(800)$	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega(782)$	$0^-(1^-)$	$\eta(1770)$	$0^+(0^+)$	$K^*(892)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\eta(958)$	$0^+(0^+)$	$\eta(1800)$	$1^-(0^+)$	$K_1^*(1270)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\phi(980)$	$0^+(0^+)$	$f_0(1810)$	$0^+(2^+)$	$K_1^*(1400)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega(980)$	$0^-(1^-)$	$f_2(1820)$	$2^+(2^+)$	$K^*(1410)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega(1020)$	$0^-(1^-)$	$X(1835)$	$?^?(2^+)$	$K_1^*(1430)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$h_1(1170)$	$0^-(1^-)$	$X(1840)$	$?^?(2^?)$	$K_1^*(1430)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$b_1(1235)$	$1^-(1^+)$	$\omega_3(1850)$	$0^-(3^-)$	$K_2^*(1430)$	$1/2^-(2^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega(1260)$	$1^-(1^+)$	$\eta_2(1870)$	$0^+(2^+)$	$K(1460)$	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$f_2(1270)$	$0^+(2^+)$	$\rho_2(1880)$	$1^-(2^+)$	$K_0^*(1580)$	$1/2^-(2^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$f_1(1285)$	$0^+(1^+)$	$\rho(1900)$	$1^+(1^-)$	$K(1630)$	$1/2^-(2^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\eta(1295)$	$0^+(0^+)$	$f_0(1910)$	$0^+(2^+)$	$K_1(1650)$	$1/2^-(2^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega(1320)$	$1^-(0^+)$	$f_2(1950)$	$0^+(2^+)$	$K^*(1680)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega(1370)$	$0^+(0^+)$	$\rho_3(1990)$	$1^+(3^-)$	$K_0^*(1770)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$h_1(1380)$	$1^-(1^+)$	$f_0(2010)$	$0^+(2^+)$	$K_1^*(1780)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\pi_1(1400)$	$1^-(1^+)$	$f_2(2020)$	$0^+(0^+)$	$K_0^*(1820)$	$1/2^-(1^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\eta(1405)$	$0^+(0^+)$	$a_1(2040)$	$1^-(4^+)$	$K_1^*(1830)$	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$f_1(1420)$	$0^+(1^+)$	$a_3(2050)$	$0^+(4^+)$	$K_1^*(1950)$	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega(1420)$	$0^-(1^-)$	$\rho_2(2100)$	$1^-(2^+)$	$K_2^*(1980)$	$1/2^-(2^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$f_2(1430)$	$0^+(2^+)$	$f_0(2100)$	$0^+(0^+)$	$K_1^*(2045)$	$1/2^-(4^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$a_1(1450)$	$1^-(0^+)$	$f_2(2150)$	$0^+(2^+)$	$K_0^*(2050)$	$1/2^-(4^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\rho(1450)$	$1^+(1^-)$	$\rho(2150)$	$1^-(1^-)$	$K_1^*(2250)$	$1/2^-(2^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\eta(1475)$	$0^+(0^+)$	$f_0(2200)$	$0^+(0^+)$	$K_2^*(2320)$	$1/2^-(3^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$f_0(1500)$	$0^+(0^+)$	$f_2(2220)$	$0^+(2^+)$	$K_1^*(2380)$	$1/2^-(5^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$f_1(1510)$	$0^+(1^+)$	$\eta(2225)$	$0^+(0^+)$	$K_0^*(2500)$	$1/2^-(4^+)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$f_2(1525)$	$0^+(2^+)$	$\rho_3(2250)$	$1^+(3^-)$	$K_1^*(3100)$	$?^?(2^?)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$f_0(1565)$	$0^+(2^+)$	$f_0(2300)$	$0^+(2^+)$	D_s^{*2}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$h_1(1570)$	$1^-(1^+)$	$f_2(2300)$	$0^+(0^+)$	D_s^{*0}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$h_1(1595)$	$0^+(1^+)$	$f_0(2340)$	$0^+(2^+)$	D_s^{*0}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\pi_1(1600)$	$1^-(1^+)$	$\rho_3(2350)$	$1^+(5^-)$	D_s^{*0}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$a_1(1640)$	$1^-(1^+)$	$a_1(2450)$	$1^-(6^+)$	D_s^{*0}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$f_2(1640)$	$0^+(2^+)$	$f_2(2510)$	$0^+(6^+)$	D_s^{*0}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\eta_2(1645)$	$0^+(2^+)$			D_s^{*0}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega(1650)$	$0^-(1^-)$			D_s^{*0}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\omega_3(1670)$	$0^-(3^-)$			D_s^{*0}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$
$\rho_2(1670)$	$1^-(2^+)$			D_s^{*0}	$1/2^-(0^-)$	D_s^{*0}	$0^-(0^-)$



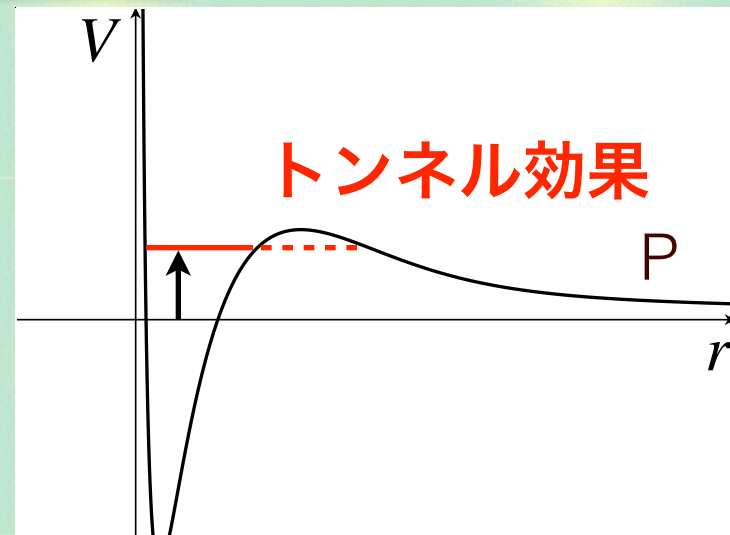
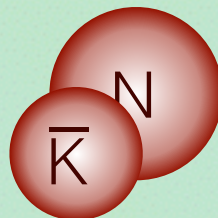
- 強い相互作用で安定／不安定

- 励起状態のほとんどが不安定：ハドロン散乱の共鳴状態

量子力学の共鳴状態

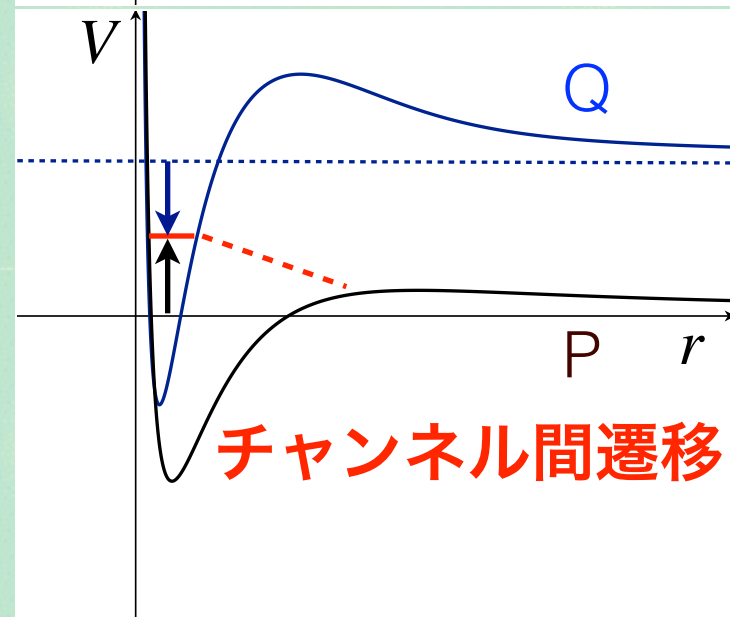
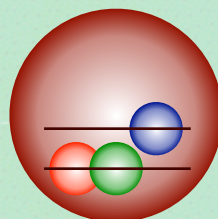
1) ポテンシャル共鳴

- 1チャンネル (P)
- ポテンシャル障壁： $E > 0$
- トンネル効果で不安定
- (Pチャンネルの複合状態)



2) フェッシュバツハ共鳴

- チャンネル結合問題 (P+Q)
- Qの束縛状態 $E_Q < 0$, $E_P > 0$
- チャンネル間遷移で不安定
- (P以外の寄与："素粒子"状態)



共鳴状態の難しさ

ハミルトニアンとしての“固有状態”としての共鳴状態

- エネルギーを複素数に

G. Gamow, Z. Phys. 51, 204 (1928)

Zur Quantentheorie des Atomkernes.

Von G. Gamow, z. Zt. in Göttingen.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 2. August 1928.)

Um diese Schwierigkeit zu überwinden, müssen wir annehmen, daß die Schwingungen gedämpft sind, und E komplex setzen:

$$E = E_0 + i \frac{\hbar \lambda}{4\pi},$$

wo E_0 die gewöhnliche Energie ist und λ das Dämpfungsdekrement (Zerfallskonstante). Dann sehen wir aber aus den Relationen (2a) und (2b),

- 波動関数が遠方で発散：通常規格化ができない

$$\langle R | R \rangle = \int d\mathbf{r} |\psi_R(\mathbf{r})|^2 \rightarrow \infty$$

bi-orthogonal basis (Gamow vector) で規格化可能

N. Hokkyo, Prog. Theor. Phys. 33, 1116 (1965)

T. Berggren, Nucl. Phys. A 109, 265 (1968)

$$|\tilde{R}\rangle = |R^*\rangle, \quad \langle \tilde{R} | R \rangle = \int d\mathbf{r} [\psi_R(\mathbf{r})]^2 < \infty$$

- 演算子の期待値 (例： $\langle r^2 \rangle$) が複素数 \rightarrow 解釈？

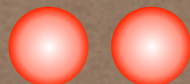
ハドロンの複合性

多様な励起ハドロンの内部構造を判別したい。

閾値近傍の束縛状態に対する弱束縛関係式

S. Weinberg, Phys. Rev. 137, B672 (1965)

複合的 ×



閾値チャンネルの
複合粒子

or

“素粒子的” Z



それ以外の成分の寄与



観測可能量

有効場の理論を用いて不安定状態へ拡張し、解釈可能な方法でハドロン共鳴の複合性を調べる。

安定状態の弱束縛関係式

s波弱束縛状態 ($R \gg R_{\text{typ}}$) の複合性 $0 < X < 1$

S. Weinberg, Phys. Rev. 137, B672 (1965);

T. Hyodo, Int. J. Mod. Phys. A 28, 1330045 (2013)

$$a_0 = R \left\{ \frac{2X}{1+X} + \mathcal{O}\left(\frac{R_{\text{typ}}}{R}\right) \right\}, \quad r_e = R \left\{ \frac{X-1}{X} + \mathcal{O}\left(\frac{R_{\text{typ}}}{R}\right) \right\}$$

a_0 : 散乱長, r_e : 有効レンジ

$R = (2\mu B)^{-1/2}$: 半径 (波動関数の広がり)

R_{typ} : 相互作用の典型的長さスケール

- 重陽子はNN複合状態 ($a_0 \sim R \gg r_e$) $\leftarrow X \sim 1$

核力や波動関数を知らなくても**観測可能量から構造**が分かる。

問題点：

- 不安定状態に拡張できない

有効場の理論

閾値近傍に束縛状態のある低エネルギー散乱の記述

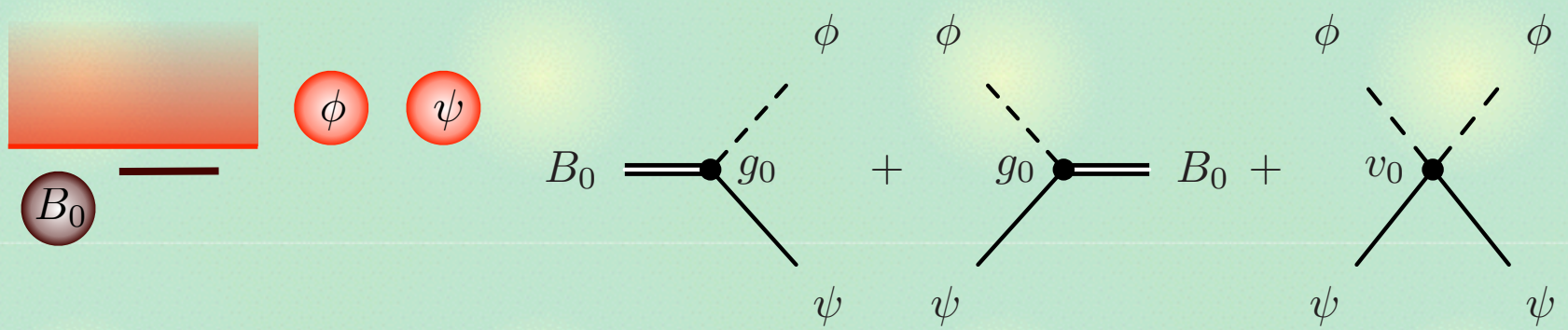
- 接触相互作用の非相対論的QFT

D.B. Kaplan, Nucl. Phys. B494, 471 (1997)

E. Braaten, M. Kusunoki, D. Zhang, Annals Phys. 323, 1770 (2008)

$$H_{\text{free}} = \int d\mathbf{r} \left[\frac{1}{2M} \nabla \psi^\dagger \cdot \nabla \psi + \frac{1}{2m} \nabla \phi^\dagger \cdot \nabla \phi + \frac{1}{2M_0} \nabla B_0^\dagger \cdot \nabla B_0 + \nu_0 B_0^\dagger B_0 \right],$$

$$H_{\text{int}} = \int d\mathbf{r} \left[g_0 \left(B_0^\dagger \phi \psi + \psi^\dagger \phi^\dagger B_0 \right) + v_0 \psi^\dagger \phi^\dagger \phi \psi \right]$$



- **カットオフ**： $\Lambda \sim 1/R_{\text{typ}}$ (本来の相互作用の長さスケール)

- 相互作用が点状に見える低エネルギー $p \ll \Lambda$ で有効

複合性と”素粒子性”

固有状態：

$$H_{\text{free}}|B_0\rangle = \nu_0|B_0\rangle, \quad H_{\text{free}}|\mathbf{p}\rangle = \frac{p^2}{2\mu}|\mathbf{p}\rangle \quad \text{free (discrete + continuum)}$$

$$(H_{\text{free}} + H_{\text{int}})|B\rangle = -B|B\rangle \quad \text{full (bound state)}$$

- 束縛状態 $|B\rangle$ の規格化 + 完全性関係式

$$\langle B|B\rangle = 1, \quad 1 = |B_0\rangle\langle B_0| + \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} |\mathbf{p}\rangle\langle \mathbf{p}|$$

- 複合性と素粒子性

$$1 = Z + X, \quad \underbrace{Z \equiv |\langle B_0|B\rangle|^2}_{\text{“素粒子性”}}, \quad \underbrace{X \equiv \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} |\langle \mathbf{p}|B\rangle|^2}_{\text{複合性}}$$

“素粒子性”



複合性



Z, X : 非負実数 \rightarrow 確率として解釈できる。

弱束縛関係式

ΨΦ散乱振幅（厳密な結果）

$$f(E) = -\frac{\mu}{2\pi} \frac{1}{[v(E)]^{-1} - G(E)}$$

$$v(E) = v_0 + \frac{g_0^2}{E - \nu_0}, \quad G(E) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\Lambda dp \frac{p^2}{E - p^2/(2\mu) + i0^+}$$

複合性 X は $v(E)$ と $G(E)$ でかける。一般にはくりこみ依存。

T. Sekihara, T. Hyodo, D. Jido, PTEP2015, 063D04 (2015)

T. Hyodo, arXiv:1511.00870 [hep-ph]

$$X = \{1 + G^2(-B)v'(-B) [G'(-B)]^{-1}\}^{-1}$$

散乱長を $1/R$ で展開：主要項の係数が X で表現できる！

$$a_0 = -f(E=0) = R \left\{ \frac{2X}{1+X} + \mathcal{O}\left(\frac{R_{\text{typ}}}{R}\right) \right\}$$

くりこみ不変

X ← (B, a₀) : R が R_{typ} より十分大きいとき

不安定状態への拡張

崩壊チャンネルを導入

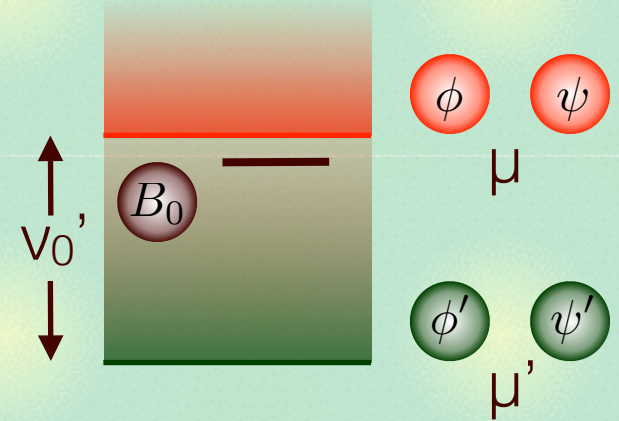
$$H'_{\text{free}} = \int d\mathbf{r} \left[\frac{1}{2M'} \nabla \psi'^{\dagger} \cdot \nabla \psi' - \nu_{\psi} \psi'^{\dagger} \psi' + \frac{1}{2m'} \nabla \phi'^{\dagger} \cdot \nabla \phi' - \nu_{\phi} \phi'^{\dagger} \phi' \right],$$

$$H'_{\text{int}} = \int d\mathbf{r} \left[g'_0 \left(B_0^{\dagger} \phi' \psi' + \psi'^{\dagger} \phi'^{\dagger} B_0 \right) + v'_0 \psi'^{\dagger} \phi'^{\dagger} \phi' \psi' + v_0^t (\psi^{\dagger} \phi^{\dagger} \phi' \psi' + \psi'^{\dagger} \phi'^{\dagger} \phi \psi) \right],$$

準束縛状態：固有値が複素数

$$H = H_{\text{free}} + H'_{\text{free}} + H_{\text{int}} + H'_{\text{int}}$$

$$H|QB\rangle = E_{QB}|QB\rangle, \quad E_{QB} \in \mathbb{C}$$



一般化された関係式：閾値エネルギー差の補正項

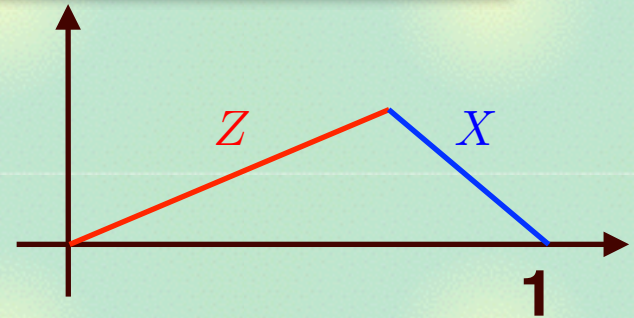
$$a_0 = R \left\{ \frac{2X}{1+X} + \mathcal{O} \left(\left| \frac{R_{\text{typ}}}{R} \right| \right) + \sqrt{\frac{\mu'^3}{\mu^3}} \mathcal{O} \left(\left| \frac{l}{R} \right|^3 \right) \right\}, \quad R = \frac{1}{\sqrt{-2\mu E_{QB}}}, \quad l \equiv \frac{1}{\sqrt{2\mu\nu'_0}}$$

$X \leftarrow (E_{QB}, a_0)$: $|R|$ が (R_{typ}, l) より十分大きいとき

Complex compositeness and interpretation

Unstable states \rightarrow complex Z and X

$$Z + X = 1, \quad Z, X \in \mathbb{C}$$

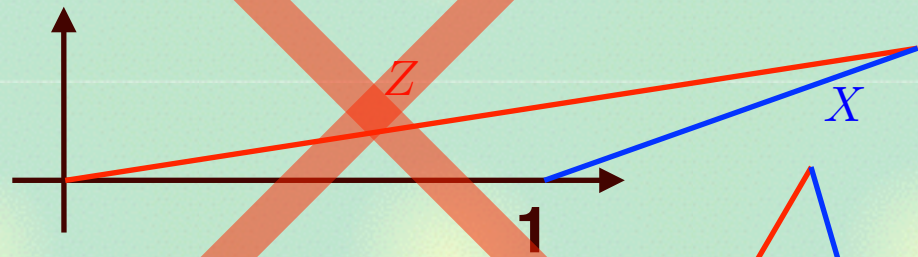


Similarity with bound state

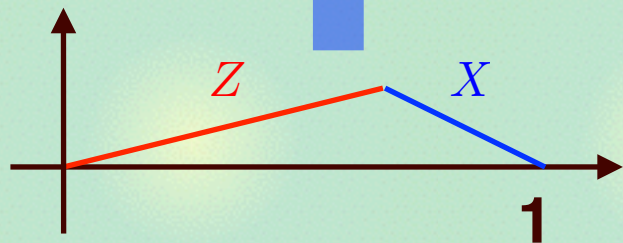
c.f. [T. Sekihara, T. Hyodo, D. Jido, PTEP2015, 063D04 \(2015\)](#)

bound state
: well defined

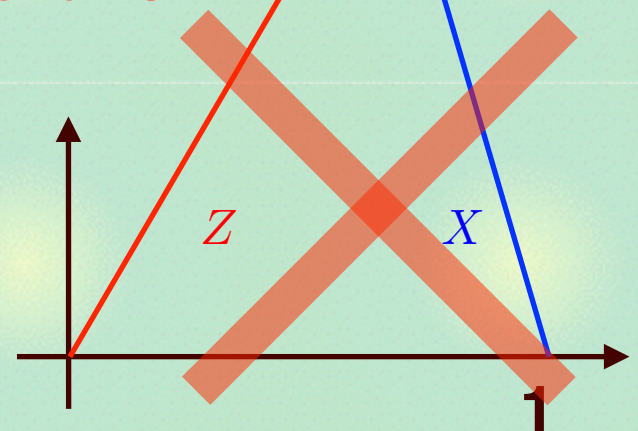
$$Z + X = 1, \quad Z, X \in [0, 1]$$



large cancellation



small cancellation



New definitions

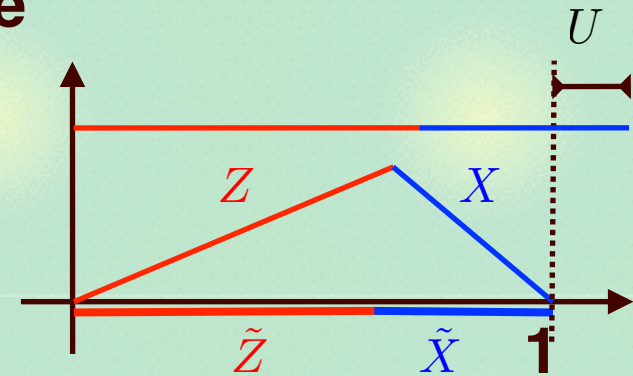
Step 1: quantify the deviation from bound state

- 0 for bound state
- becomes large when deviation is large

$$U = |Z| + |X| - 1$$

→ U : uncertainty of interpretation

c.f. T. Berggren, Phys. Lett. 33B, 547 (1970)



Step 2: define new compositeness/elementariness

- interpreted as probabilities $\tilde{Z} + \tilde{X} = 1$, $\tilde{Z}, \tilde{X} \in [0, 1]$
- coincide with Z, X for bound state if $U \rightarrow 0$

$$\tilde{Z} = \frac{1 - |X| + |Z|}{2}, \quad \tilde{X} = \frac{1 - |Z| + |X|}{2}$$

compositeness when U is small

応用例

一般化された弱束縛関係式 $X \leftarrow (E_{QB}, a_0)$

$$a_0 = R \left\{ \frac{2X}{1+X} + \mathcal{O}\left(\left|\frac{R_{\text{typ}}}{R}\right|\right) + \sqrt{\frac{\mu'^3}{\mu^3}} \mathcal{O}\left(\left|\frac{l}{R}\right|^3\right) \right\}, \quad R = \frac{1}{\sqrt{-2\mu E_{QB}}}, \quad l \equiv \frac{1}{\sqrt{2\mu\nu'_0}}$$

- $\Lambda(1405)$ ポール位置と $\bar{K}N$ 散乱長の決定

Y. Ikeda, T. Hyodo, W. Weise, PLB 706, 63 (2011); NPA 881 98 (2012), ...

- $E_{QB} = -10 - 26i$ MeV \rightarrow $|R| \sim 2$ fm \rightarrow 補正項は小さい

$\left|\frac{R_{\text{typ}}}{R}\right| \lesssim 0.12, \quad \left|\frac{l}{R}\right|^3 \lesssim 0.16$ \leftarrow $\pi\Sigma$ 閾値とのエネルギー差
 \nwarrow ベクトルメソン交換

Ref.	E_{QB} (MeV)	a_0 (fm)	$X_{\bar{K}N}$	$\tilde{X}_{\bar{K}N}$	U	$ r_e/a_0 $
[43]	$-10 - i26$	$1.39 - i0.85$	$1.2 + i0.1$	1.0	0.5	0.2
[44]	$-4 - i8$	$1.81 - i0.92$	$0.6 + i0.1$	0.6	0.0	0.7
[45]	$-13 - i20$	$1.30 - i0.85$	$0.9 - i0.2$	0.9	0.1	0.2
[46]	$2 - i10$	$1.21 - i1.47$	$0.6 + i0.0$	0.6	0.0	0.7
[46]	$-3 - i12$	$1.52 - i1.85$	$1.0 + i0.5$	0.8	0.6	0.4

\uparrow
 解析による違い
 \downarrow

$\Lambda(1405)$ は $\bar{K}N$ 複合状態 \leftarrow 観測可能量

まとめ

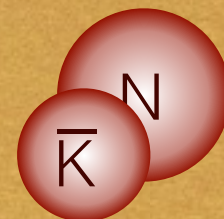
📌 閾値近傍の束縛状態の複合性は観測可能量（散乱長と束縛エネルギー）のみで決定される。

S. Weinberg, Phys. Rev. 137, B672 (1965)

📌 有効場の理論を用いることで弱束縛関係式を不安定状態に一般化できる。

$$a_0 = R \left\{ \frac{2X}{1+X} + \mathcal{O} \left(\left| \frac{R_{\text{typ}}}{R} \right| \right) + \sqrt{\frac{\mu'^3}{\mu^3}} \mathcal{O} \left(\left| \frac{l}{R} \right|^3 \right) \right\}, \quad R = \frac{1}{\sqrt{-2\mu E_{QB}}}, \quad l \equiv \frac{1}{\sqrt{2\mu\nu'_0}}$$

📌 散乱長とポール位置の精密な決定から $\Lambda(1405)$ が $\bar{K}N$ 複合状態であることが示される。



Y. Kamiya, T. Hyodo, arXiv:1509.00146 [hep-ph]