

# J/ψ 与 ψ(2S) 的轴矢 - 质标介子衰变研究\*

顾以藩

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

**摘要** 北京谱仪合作组研究了粲夸克偶素  $J/\psi$  与  $\psi(2S)$  的末态为轴矢介子与质标介子组合的准二体衰变, 观察到若干与朴素理论预期明显分歧的异常表现, 这些结果引起了国际理论界的兴趣, 目前尚无令人信服的解释.

**关键词** 轴矢介子,  $J/\psi(1S)$  与  $\psi(2S)$  衰变, 15% 规则, 反常压制, 反常增大,  $K_l(1270) - K_l(1400)$  不对称性

## STUDY OF $J/\psi$ AND $\psi(2S)$ DECAYS TO AXIAL VECTOR PLUS PSEUDOSCALAR MESONS

GU Yifan

(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

**Abstract** In studying the  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  decays to axial-vector and pseudoscalar mesons, the Beijing Spectrometer Collaboration has observed certain anomalies, in striking deviation from the naive theoretical expectations. This has attracted considerable interest, but as yet there is no compelling theoretical explanation.

**Key words** axial-vector meson,  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  decays, 15% rule, anomalous suppression, anomalous enhancement,  $K_l(1270) - K_l(1400)$  asymmetry

按照夸克模型, 粒子物理世界几乎所有已知的介子(以及相应的反粒子)都是由一个正夸克和一个反夸克组成的束缚态. 这些介子根据量子数(自旋  $J$ , 宇称  $P$ , 表为  $J^P$ )分为不同类型:  $J^P = 0^+$  的介子称为标量介子,  $J^P = 0^-$  的介子称为赝标介子,  $J^P = 1^-$  的介子称为矢量介子,  $J^P = 1^+$  的介子称为轴矢介子,  $J^P = 2^+$  的介子称为张量介子.

对于质量较轻的介子, 当其组分夸克限于上夸克( $u$ )、下夸克( $d$ )和奇异夸克( $s$ )3味(味是一种量子数, 3味相当于3种类型)时, 应有9种组合形态. 夸克模型预言了两组截然不同的最低轴矢味道  $SU(3)$  九重态, 即电荷共轭宇称(表为  $\mathcal{O}$  为负的多重态  ${}^1P_1$  态( $J^{PC} = 1^{+-}$ )和电荷共轭宇称为正的多重态  ${}^3P_1$  态( $J^{PC} = 1^{++}$ ). 《国际粒子物理手册》(Review of Particle Physics, RPP), 给出已知轻轴矢介子及建议的量子数赋值情况, 如表1所示(表中  $I$  为同位旋;  $h_l(1380)$  尚待确认)<sup>[1]</sup>.

这里需要指出, 在  $SU(3)$  对称的极限情况下,  ${}^1P_1$  和  ${}^3P_1$  是不相混合的, 例如  $a_l(1260)$  和  $b_l(1235)$  粒子之间就是这样. 但是, 当质量明显大于上夸克和

下夸克的奇异夸克成为组分夸克时,  $SU(3)$  对称发生破缺, 因而  ${}^1P_1$  态与  ${}^3P_1$  态(表1中  $K_{lA}$  与  $K_{lB}$ )相互混合而形成物理的奇异轴矢介子, 即  $K_l(1270)$  和  $K_l(1400)$  粒子:

$$K_l(1270) = K_{lA} \sin \theta_K + K_{lB} \cos \theta_K,$$

$$K_l(1400) = K_{lA} \cos \theta_K - K_{lB} \sin \theta_K.$$

表1 轻轴矢介子及赋值建议

粒子态	$J^{PC}$	$I = 1$	$I = 0$	$I = 1/2$
${}^1P_1$	$1^{+-}$	$b_l(1235)$	$h_l(1170) \quad h_l(1380)$	$K_{lB}$
${}^3P_1$	$1^{++}$	$a_l(1260)$	$f_l(1285) \quad f_l(1420)$	$K_{lA}$

这两个带有奇异量子数的轴矢介子, 最早在带电  $K$  介子与质子的反应中找到, 先是称为  $Q_1$  和  $Q_2$  介子, 以后改称为  $K_l(1270)$  和  $K_l(1400)$  介子<sup>[2,3]</sup>. 已有的研究表明,  $K_l$  介子的两个本征态各按以下方式衰变:

$$K_l(1270) \rightarrow K_0 (\text{但不} \rightarrow K^+ \pi),$$

$$K_l(1400) \rightarrow K^+ \pi (\text{但不} \rightarrow K_0).$$

\* 国家自然科学基金(批准号: 19290400) 资助重大项目

2001-06-13 收到初稿, 2001-07-06 修回

较早的理论分析给出最大的 $^1P_1$  -  $^3P_1$  混合角  $\theta_k = 45^\circ$  的结果;考虑到允许的误差,该混合角的范围为  $30^\circ < \theta_k < 60^\circ$ .

北京谱仪合作组应用它在北京正负电子对撞机上采集的 380 万  $\Psi(2S)$  粒子事例,研究了轴矢 - 质标( $1^+ 0^-$ )介子组合模式的  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  二体衰变过程,观察到了  $b_1, K_1(1270)$  和  $K_1(1400)$  介子以及和它们相关的有趣结果,有关论文发表在 Physical Review Letters 上<sup>[4]</sup>.

在此之前,在正负电子对撞机上的几个实验组曾经在  $J/\Psi$  的二体衰变中寻找轴矢介子,相继观察到了  $J/\Psi(1S) \rightarrow b_1 \pi, f_1(1285) \phi$  和  $f_1(1420) \omega$  的过程<sup>[1]</sup>.  $K_1(1270)$  和  $K_1(1400)$  介子则在  $\tau$  轻子的衰变过程中出现<sup>[3]</sup>.

《国际粒子物理手册》收录了 DM2 和 PLUTO 实验组测量  $J/\Psi \rightarrow b_1 \pi$  衰变分支比的结果,并给出两家的平均值为

$$B[J/\Psi(1S) \rightarrow b_1 \pi] = (30 \pm 5) \times 10^{-4}.$$

北京谱仪合作组的研究人员首次研究了  $\Psi(2S)$  情况下的这个衰变道.他们选择了  $\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  类型的  $\Psi(2S)$  衰变事例,通过分析确定了轴矢介子  $b_1(1235)$  ( $b_1$  衰变为  $\omega \pi, \omega$  又衰变为 3 个  $\pi$ ) 及质标介子  $\pi$  组合的存在,测得  $\Psi(2S) \rightarrow b_1 \pi$  的衰变分支比为

$$B[\Psi(2S) \rightarrow b_1 \pi] = (5.2 \pm 0.8 \pm 1.0) \times 10^{-4},$$

其中第一项误差是统计误差,而第二项误差则是系统误差.

他们接着在  $\Psi(2S)$  和  $J/\Psi$  的衰变中寻找其他可能的轴矢 - 质标道.应用  $\Psi(2S)$  衰变数据,选择了末态为  $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$  类型的事例,经过分析确定了轴矢介子  $K_1(1270)$  ( $K_1$  衰变为  $K \rho, \rho$  又衰变为  $2\pi$ ) 及质标介子  $K^\pm$  组合的存在,测得  $\Psi(2S) \rightarrow K_1(1270)^\pm K^\mp$  的衰变分支比为

$$B[\Psi(2S) \rightarrow K_1(1270)^\pm K^\mp] = (10.0 \pm 1.8 \pm 2.1) \times 10^{-4}.$$

与此同时,寻找了但未观察到  $K_1(1400)^\pm$  ( $K_1$  衰变为  $K^+ \pi, K^-$  又衰变为  $K \pi$ ) 及  $K^\mp$  组合的显著信号.由此定出  $\Psi(2S) \rightarrow K_1(1400)^\pm K^\mp$  的衰变分支比上限:

$$B[\Psi(2S) \rightarrow K_1(1400)^\pm K^\mp] < 3.1 \times 10^{-4} \quad (90\% \text{置信度}),$$

为了寻找  $J/\Psi \rightarrow K_1(1270)^\pm K^\mp$  和  $J/\Psi \rightarrow K_1(1400)^\pm K^\mp$  过程,北京谱仪合作组应用  $\Psi(2S)$  衰变数据中的  $\Psi(2S) \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-$  事例.这样和一对带电

$\pi$  子共同产生的  $J/\Psi$  粒子数约有 130 万,借助于  $\pi$  子对的“标记”作用,易于辨认  $J/\Psi(1S)$  的衰变过程并与有关本底区别开来.分析给出:

$$B[J/\Psi \rightarrow K_1(1270)^\pm K^\mp] < 3.0 \times 10^{-3} \quad (90\% \text{置信度}),$$

$$B[J/\Psi \rightarrow K_1(1400)^\pm K^\mp] = (3.8 \pm 0.8 \pm 1.2) \times 10^{-3}.$$

北京谱仪合作组对上面这些首次测量的衰变分支比结果进行了认真分析.他们比较  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  的相应数据,得到

$$B[\Psi(2S) \rightarrow b_1 \pi] / B[J/\Psi \rightarrow b_1 \pi] = (17.3 \pm 5.2) \%,$$

这个比值在实验误差范围以内与微扰量子色动力学朴素预期的关系很好地一致.按照微扰量子色动力学理论,主宰  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  强衰变过程的是它们的组分夸克湮没为 3 个胶子,而后转变成为物理上可观察的介子或重子.鉴于末态之间在部分子层次上的相似性,可以推测,  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  进入某个特定强衰变末态  $f$  的衰变率之比,等于其组成夸克态  $c\bar{c}$  的零点波函数平方值  $|\Psi(0)|^2$  之比,后者可由  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  的轻子分支比测量值定出,亦即

$$B[\Psi(2S) \rightarrow f] / B[J/\Psi(1S) \rightarrow f] \cong B[\Psi(2S) \rightarrow e^+ e^-] / B[J/\Psi(1S) \rightarrow e^+ e^-] = (14.8 \pm 2.2) \%,$$

这个关系在文献上通常被称作 15% 规则.已有的实验认为,大部分  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  的衰变道是遵守这个规则的,仅有的例外是 MARK II 实验组发现  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  的两个矢量 - 质标( $\rho \pi$  和  $K^+ K^-$ ) 衰变道明显破坏了这个规则<sup>[5]</sup>.北京谱仪的最近测量证实了 MARK II 的观察,并以当前最高的测量灵敏度确定  $\Psi(2S) \rightarrow \rho \pi$  相对于  $J/\Psi$  的衰变分支比远远低于 15%,与理论的分歧达 60 倍以上<sup>[6]</sup>.北京谱仪合作组还研究了  $\Psi(2S)$  的 4 个矢量 - 张量衰变道,观察到这类强子螺旋度守恒的过程(对比于矢量 - 质标衰变道是强子螺旋度守恒破坏的过程)也出现反常压制现象<sup>[7]</sup>.但是,遵守 15% 规则的末态含有强子共振态的  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  准二体衰变道(即涉及强子共振态的二体衰变道)却一直未曾见到报道.有人曾经提出一种理论模型,采用指数下降形式的强子形状因子,得出所有  $\Psi(2S)$  的最低态介子对衰变道均应压制的结论<sup>[8]</sup>.北京谱仪合作组关于  $\Psi(2S) \rightarrow b_1 \pi$  的报道是实验上观察到遵守 15% 规则的这类衰变道的第一个例子(以后又陆续观察到  $\Psi(2S) \rightarrow \phi f_0, \pi f_2$  等遵守 15% 规则的衰变道),也因此提供了否定这种理论模型的第一个证据.

但是,对于  $K_1 K$  衰变过程,北京谱仪合作组却

在 90 % 置信度下得到了如下的关系：

$$\frac{B[\Psi(2S) \rightarrow K_l(1270)^\pm K^\mp]}{B[J/\Psi \rightarrow K_l(1270)^\pm K^\mp]} > 33.4\%,$$

$$\frac{B[\Psi(2S) \rightarrow K_l(1400)^\pm K^\mp]}{B[J/\Psi \rightarrow K_l(1400)^\pm K^\mp]} < 8.2\%.$$

在  $K_l(1400)^\pm$  情况下,  $\Psi(2S)$  与  $J/\Psi$  衰变分支比之比显示出相对于 15 % 压制的趋势, 而在  $K_l(1270)^\pm$  情况下,  $\Psi(2S)$  与  $J/\Psi$  之间的比值却明显超出了 15 % 的关系. 在此之前, 这种  $\Psi(2S)$  相对于  $J/\Psi$  衰变率反常增大的现象还从来没有见到过,  $\Psi(2S) \rightarrow K_l(1270)^\pm K^\mp$  是实验观察到的首例.

按照严格的味道 SU(3) 对称性, 对于衰变到同属一对八重态的共轭介子的二体衰变振幅预期应当是相等的. 因此,

$B[\Psi \rightarrow K_l(1270)^\pm K^\mp] \cong B[\Psi \rightarrow K_l(1400)^\pm K^\mp]$ , 此处  $\Psi$  可为  $J/\Psi$  或  $\Psi(2S)$ . 实际上, 北京谱仪合作组的数据给出

$$\frac{B[J/\Psi \rightarrow K_l(1270)^\pm K^\mp]}{B[J/\Psi \rightarrow K_l(1400)^\pm K^\mp]} < 0.8,$$

$$\frac{B[\Psi(2S) \rightarrow K_l(1270)^\pm K^\mp]}{B[\Psi(2S) \rightarrow K_l(1400)^\pm K^\mp]} > 3.2,$$

显示出了味道 SU(3) 破坏的  $K_l(1270) - K_l(1400)$  不对称性, 而这种不对称性在  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  的情况下呈现出相反的行为. 为了解释实验观察结果, 需将单态 - 三重态轴矢混合角在  $J/\Psi$  情况下调为  $\theta > 48^\circ$ , 而在  $\Psi(2S)$  的情况下调为  $\theta < 29^\circ$ , 两者显然是不相容的.

北京谱仪合作组的以上实验结果, 和这个组观察到的其他异常现象一起, 引起了国际间的广泛兴趣. 比利时理论物理学家 J.-M. Gerard 和 J. Weyers 在他们的一篇研究论文中对此做了生动的概括:“北京谱仪的数据与(基于  $J/\Psi(1S)$  与  $\Psi(2S)$  通过三胶子中间态而衰变的) 理论耀眼地矛盾. 在  $\Psi'$  (即  $\Psi(2S)$ ) 衰变中观察到的道的图样与  $\Psi$  (即  $J/\Psi$ ) 全然不同: 在  $\Psi'$  衰变中, 既不出现  $\rho\pi$  道, 也不出现  $\rho\alpha_2$  道, 而它们在  $\Psi$  衰变中原是主要的道. 另一方面,  $b_1\pi$  道在  $\Psi'$  衰变中成为一个主要的道, 而在  $\Psi$  衰变中, 它只是许多分支比为  $10^{-3}$  量级的衰变道中间的一个. 进一步的证据来自“ $K^+ - K^-$ ”和“ $K_l - K_l$ ”型的道, 它们分别对味 SU(2) 和 SU(3) 对称破缺显示出不同的灵敏度<sup>[9]</sup>.”

1997 年以来, 试图解释新的实验结果的理论模型陆续被提出来<sup>[10]</sup>. 美国 Lawrence Berkeley 国家实验室的理论研究工作者 M. Suzuki 通过数值分析认为, 北京谱仪的看来令人困惑的  $K_l^+ K_l^-$  衰变图样完全可以理解, 如果  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  的二介子衰变除了三胶子湮没振幅之外还加入单光子湮没振幅的贡献<sup>[11]</sup>. 但是, 这个理论解释看来需要重新检讨, 因为作者在其分析中假定了两个振幅之间的相对相位为零(实际发现很大), 同时采用了北京谱仪较早测量的  $J/\Psi \rightarrow K_l(1270)^\pm K^\mp$  衰变分支比上限的初步结果

( $1.8 \times 10^{-3}$ , 与正式发表的结果有较大差别). J.-M. Gerard 和 J. Weyers 提出了以下的强衰变机制建议: 对于  $J/\Psi$ , 三胶子湮没振幅和单光子湮没振幅非相干地相加; 对于  $\Psi(2S)$ , 主宰的胶子湮没振幅是一个最后进入五胶子特定组态的两级过程:  $\Psi(2S) \rightarrow h_c(1^{++}) + (0^{++} 0^{-+}) \rightarrow 3g(1^{++}) + 2g(0^{++} 0^{-+})$ <sup>[9]</sup>. 这个理论模型解释了北京谱仪的部分实验结果, 虽未能对  $K_l K$  衰变的结果作出解释, 但却定性地预言了  $\Psi(2S) \rightarrow (\pi^+ \pi^-) X(1^{++})$  具有相当大的分支比, 可望在这个衰变中观察到  $h_l(1170)$  粒子. 但是, 这个理论模型遭到了文献[12]和[13]的质疑, 而北京谱仪已经进行的初步分析也没有观察到预期  $h_l(1170)$  粒子存在的显著证据<sup>[10]</sup>.

在理论工作者继续作出努力寻找解释实验数据的方案的同时, M. Suzuki 将北京谱仪测得的  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  的  $1^+ 0^-$  与  $1^- 0^+$  介子对衰变数据和《国际粒子物理手册》已有的  $J/\Psi$  和  $\Psi(2S)$  的  $1^- 0^-$  和  $0^- 0^+$  数据用于进行振幅分析, 发现在  $J/\Psi$  情况下, 三胶子振幅和单光子振幅之间存在着大的( $\pi/2$ ) 相对相角 [而在  $\Psi(2S)$  情况下, 相对相角可能为小]<sup>[14]</sup>. 文献[15]强调指出: 这个“出乎预料的结果不仅对于了解这些衰变本身的性质而且对于探讨 CP 破坏衰变的可观测性和了解 CP 破坏的起源都具有十分重要的意义.”

在“从  $\varphi$  到  $J/\Psi$  的  $e^+ e^-$  碰撞”国际讨论会上, 俄国理论物理学家 V. Chernyak 在其所做的  $J/\Psi$  理论评述报告<sup>[16]</sup> 中指出:“北京谱仪合作组测量了一大批  $\Psi$  (即  $\Psi(2S)$ ) 遍举衰变数据”, 这是“一些非常有趣的结果”, “理解和阐明这些数据是对理论的巨大挑战.” 他最后总结道:“理论的现状是, 看来我们在

定性的水平上,有时在半定量的水平上,对于  $J/\psi$  和  $\psi'$  衰变有了一些了解;但是为了真正定量地描述这些衰变还有大量的工作摆在我们的前头.”人们期待着对北京谱仪数据的物理意义更加丰富和深入的认识.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Groom D E *et al.* ( Particle Data Group) . Review of Particle Physics . Eur . Phys . J . C , 2000 , 15 : 117
- [ 2 ] Brandenburg G W *et al.* Phys . Rev . Lett . , 1976 , 36 : 703 ; Carnegie R K *et al.* Nucl . Phys . B , 1977 , 127 : 509 ; Phys . Lett . B , 1977 , 68 : 289
- [ 3 ] Bauer D A *et al.* Phys . Rev . D , 1994 , 50 : R13 ; Barate R *et al.* Eur . Phys . J . C , 1999 , 11 : 599
- [ 4 ] Bai J Z *et al.* ( BES Collaboration) . Phys . Rev . Lett . , 1999 , 83 : 1918
- [ 5 ] Franklin M E B *et al.* Phys . Rev . Lett . , 1983 , 51 : 963
- [ 6 ] Bai J Z *et al.* ( BES Collaboration) . Phys . Rev . D , 1996 , 54 : 1221
- [ 7 ] Bai J Z *et al.* ( BES Collaboration) . Phys . Rev . Lett . , 1998 , 81 : 5080
- [ 8 ] Chaichian M , Tornqvist N A . Nucl . Phys . B , 1989 , 323 : 75
- [ 9 ] Gerard J M , Weyers J . Phys . Lett . B , 1999 , 462 : 324
- [ 10 ] Gu Y F , Li X H . Phys . Rev . D , 2001 , 63 : 114019
- [ 11 ] Suzuki M . Phys . Rev . D , 1997 , 55 : 2840
- [ 12 ] Gu Y F , Tuan S F . Nucl . Phys . A , 2000 , 675 : 404
- [ 13 ] Rosner J L . hep-ph/0105327
- [ 14 ] Suzuki M . Phys . Rev . D , 1998 , 58 : 111504 ; Suzuki M . Phys . Rev . D , 1999 , 60 : 051501 ; Suzuki M . Phys . Rev . D , 2001 , 63 : 054021
- [ 15 ] Achasov N , Gubin V V . Phys . Rev . D , 2000 , 61 : 117504
- [ 16 ] Chernyak V . hep-ph/9906387

•物理新闻•

## $\alpha$ 是一个基本物理常数吗 ? ( Is $\alpha$ a Fundamental Physical Constant ?)

众所周知,圆周率  $\pi$  是一个不变的常数,那么反映精细结构的常数  $\alpha$  是不是也是一个不变的常数?

$\alpha$  是一个无量纲的常数,它确定着带电粒子与电磁场间相互作用的强度,同时也反映出一个电子在原子内部量子态间跃迁时发射与吸收的光谱.1999 年澳大利亚新威尔士大学的一些科学家们证实  $\alpha$  常数的数值并不固定,而是百万分之一的变化,最近他们又发布了新的结果,当他们在作天体测量时(即在类星体前沿发生红移时)测定出气体云层中金属原子形成的吸收谱线产生一定的分离,这种分离值应该是与  $\alpha$  的平方成正比的.新的观测结果表明,  $\alpha$  值在变大.

我们知道,一切用弹性线制造的物质(如游泳衣)会随着时间的推移而丧失它们的弹性功能.与此相反,如果有关  $\alpha$  值的测定能进一步证实的话,那么原子间的结合会随着时间的推移而愈变愈强.这将会对粒子物理与宇宙学带来较大的影响.

( 云中客摘自 Physical Review letters , 27 August , 2001 )

## 脑皮层中的混沌现象 ( Evidence for Chaos in the Neocortex)

人类以及其他哺乳动物都具有复杂的脑组织结构,最近澳大利亚 Swinburne 技术学院的 D. Liley 教授证明在脑的新皮层存在着混沌现象.

脑组织中的混沌现象一般表现为神经细胞或神经元分布上的不确定性和电信号的无序性.众所周知,通常脑电图只能记录大脑皮层的电信号,但现有的电学实验都不能探测到清楚明确的混沌,这是因为在大脑皮层上经常会发射出大量模糊不清的“噪声”式无序电场.科学家们也试图利用脑生理学中的仿真模型来研究混沌现象,但以前的模型或者是不能使混沌发生,或者是无法对产生混沌现象进行证实.

新的工作模型是采用二类神经元群体,一类是显示子(excitatory),其功能是促使其他神经元产生激发;另一类是抑制子(inhibitory),它的功能是阻碍其他神经元的激发.它们分别受“平均体膜势”的影响,“平均体膜势”是一个反映神经细胞体内输出与输入间的电位差的参量.对每一类神经元群体调节其外界电脉冲的数值,研究者们发现在外输出端,平均电信号在一个较宽的范围内呈现出不规则性,并类似于噪声信号(但不是严格的噪声).定量测试表明:它们对应于正李亚普洛夫(Lyapunov)指数,这正是混沌现象的标志.据科学家们的预测,脑组织中的混沌会影响神经病学方面的某些功能,特别是它可以帮助脑组织提高对声音、气味和其他五官感知方面差异的区分.也就是说,若在脑皮层中存在着混沌的话,将会明显地提高脑组织对微小感官差别的反应灵敏度.

[ 云中客摘自 Chaos , September , 2001 ( 待发表 ) ]