第 14 卷 第 3 期　　高能物理与核物理　　Vol. 14, No. 3
1990 年 3 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Mar., 1990

测定 J/ψ 辐射衰变产物自旋宇称方法的灵敏区研究

严 武 光
（中国科学院高能物理研究所，北京）

摘　　要

当 J/ψ 辐射衰变产物X是两个赝标介子的束缚态时，螺旋性振幅理论给出了它的角分布 W_J. 我们注意到. 用这个角分布来确定X的自旋宇称存在着不灵敏区. 本文对不灵敏区问题作了进一步研究. 结果表明: 1) 确实存在着不灵敏区; 2) $\theta(1720)$ 的自旋宇称是 2^{++} 还是 0^{++} 尚不能最后肯定; 3) 窄峰 $\xi(2230)$ 如果存在的话，可以排除其自旋宇称是 0^{++} 的可能性.

文献[1—3]介绍了当 J/ψ 辐射衰变产物X是两个赝标介子的束缚态时，利用产生角和衰变角的角分布来测定自旋宇称的实验方法. 文献[1]还指出，在某些情况下这个方法并不能区分自旋宇称为 0^{++}, 2^{++} 和 4^{++} 的不同假设. 例如一组自旋宇称为 2^{++} 和参量值为 1 的 100 个蒙特卡罗事例，分析结果是 2^{++} 和 4^{++} 分不清. DM2[4] 的数据对 $\theta(1720)$ 的自旋是 2^{++} 还是 0^{++} 也分不开. 为此本文对这个方法的灵敏区问题作进一步的研究，是文献[1]的继续.

一、不同自旋宇称的角分布

当 J/ψ 的辐射衰变产物X是两个赝标介子的束缚态时，它的电荷共轭宇称 C 和宇称 P 都必须是正，自旋只能是偶数，即 $J^{PC}=0^{++}, 2^{++}, 4^{++}\cdots$. 对于三个最低自旋态的角分布，等效作用计算[2]和螺旋性振幅计算给出了类似的结果. 为方便起见，我们采用了后者[3].

$$\frac{dN}{d\Omega}=\frac{N}{N_J(C)}W_{J(\Omega,C)} \tag{1}$$

$$N_J(C)=\int W_{J(\Omega,C)}d\Omega \tag{2}$$

式中 $W_{J(\Omega,C)}$ 是自旋宇称为 J^{PC} 的衰变产物 X 的角分布，$N_J(C)$是归一化因子，N 是总计数. Ω 是空间角. C 是一组四个参量，它们的物理意义是相对的螺旋性振幅和位相(前者较为重要，后者可以忽略).

本文 1989 年 4 月 19 日收到.

为了对实验数据和理论预言的角分布进行比较，可以不断改变理论预言角分布中的参量 C,找到 $C=C_0$ 时两者最为接近. 对于几个不同自旋宇称的假设，再比较哪个拟合得最好. C 的可调性,也给自旋宇称的确定带来一些麻烦,在 C 取某值时自旋宇称的角分布有可能和 C 取另一些值时很相近似而分不清,这就是不灵敏区的实质.

二、不灵敏区范围的 χ^2 检验

为了检验自旋宇称为 0^{++}, 2^{++} 或 4^{++} 的角分布在哪些范围内不能互相区分,我们按下式定义了 χ^2 检验:

$$\chi^2=\frac{1}{(n-4)}\sum_{l=1}^{n}\frac{[N_l-F_{tl}]^2}{N_l} \tag{3}$$

$$N_l=\frac{N}{N_{SP}(D)}\int_{\Omega l}W_{SP}(\Omega,D)d\Omega \tag{4}$$

$$F_{tl}=\frac{N}{N_J(C)}\int_{\Omega l}W_J(\Omega,C)d\Omega \tag{5}$$

基本想法是对一个已知自旋宇称 SP 和参量 D 的角分布 $W_{SP}(\Omega,D)$ 用另一个不同自旋宇称 J 和参量 C 的角分布 $W_J(\Omega,C)$ 去拟合. 为此目的,把空间角 Ω 分割成若干 $\Omega_l(l=1,2,\cdots n)$. $N_l=N_l(N,SP,D)$ 的物理意义是一组已知自旋宇称为 SP,螺旋性振幅为 D 的束缚态的 N 个事例在 Ω_l 空间内出现的事例数. $F_{tl}=F_{tl}(N,J,C)$ 的物理意义则是假设束缚态的自旋宇称为 J,螺旋性振幅为 C 和总事例数为 N 时,在 Ω_l 内的预期事例数. 分割 Ω_l 时要求 $N_l\geqslant 6$, 计算出相应的 N_l 和 F_{tl}. 很明显, $\chi^2=\chi^2(N,SP,D,J,C)$. 当 SP,D 和 N 被确定以后,对某假设的 J 值, $\chi^2=\chi^2(C)$. 拟合意味着改变 C,找到 $\chi^2_{\min}=\chi^2(C_0)$. 当 $\chi^2_{\min}<1.0$ 时,说明 $W_{SP}(\Omega,D)$ 和 $W_J(\Omega,C_0)$ 很接近,无法区分. $\chi^2_{\min}>1.0$ 时, SP 和 J 不会被混淆, $\chi^2_{\min}$ 越大,两者越易区分.

(1) 式给出的角分布有以下特点: A) 沿 $\cos\theta$ (衰变角)方向有较多的起伏，并和自旋宇称关系密切，而受 4π 型探测器结构和性能的影响较均匀，因此给出最主要的信息; B) 沿产生角 $\cos\theta_\gamma$ 方向的投影为 $1+A\cos^2\theta_\gamma$,不同自旋宇称和螺旋性振幅给出不同的 A 值,但差别不大; C) 沿衰变面和产生面之间的夹角 φ 方向的起伏主要是由探测器结构引起的,与自旋宇称关系不大,可以忽略. 鉴于以上情况,在计算 N_l 和 F_{tl} 时，先把 Ω 沿 $|\cos\theta_\gamma|$ 方向划成四等分条,再沿 $|\cos\theta|$ 方向切成 40 个等分小块,然后沿 $|\cos\theta|$ 方向逐步合并成一些大块,使得在每个 Ω_l 内 $N_l\geqslant 6.0$. 沿 φ 方向的信息没有利用.

对每一组给定的 N,SP 和 J, 令 $D_3=D_4=0.0$, 取 D_1, D_2 的一对值,算出 N_l 和 $F_{tl}(C)$,然后再变化 C 去拟合 χ^2,求得 $\chi^2_{\min}$. 顺序在 $+4.0$ 到 -4.0 范围内改变 D_1,D_2 值,得到相应的 $\chi^2_{\min}(D_1,D_2)$ 分布,在图 1—4 上用等高线标出. 图 1—4 每图包括四个小图 a), b), c) 和 d), 分别对应于 $N=100,240,480$ 和 1000. 纵轴是 D_1,横轴是 D_2.等高线上的数字表明 $\chi^2_{\min}$ 值. 斜线区域代表 $\chi^2_{\min}<1.0$, 也就是不灵敏区. 在这个区域内 SP 和 J 分不开. $\chi^2_{\min}>1.0$ 越大,则 SP 和 J 越不易混淆.

在(3)式中, N_l 和 F_{tl} 都和 N 成正比. n 也随 N 的增大而增大,但要缓慢得多. 由

此可见，χ^2_{min} 随着 N 的增大而上升，因而 $\chi^2_{min} < 1.0$ 的不灵敏区逐渐减小而灵敏度增强，这点在图 1—4 中可以清楚地看到.

三、结果和讨论

1）对 $SP = 0^{++}$ 的角分布 W_0 用 $J = 2^{++}$ 或 4^{++} 去拟合，结果列于表 1. 显然，即使事例数大到 $N = 1000$ 和 2000 时，还无法把 0^{++} 和 2^{++} 的 $C_1 \approx 1.0$, $C_2 \approx 1.6$, $C_3 \approx C_4 \approx 0, \pi, 2\pi$ 的情况区分开. 对 $SP = 0^{++}$ 和 $J = 4^{++}$ 的区分要容易得多，到 $N \geqslant 240$ 以后完全可以分开.

2）对 $SP = 2^{++}$ 或 4^{++} 的角分布 W_2 或 W_4 用 $J = 0^{++}$ 的 W_0 去计算 χ^2，得到的等高线分别画在图 1，图 2 上. 从图 1 可以看到，对 $SP = 2^{++}$，$J = 0^{++}$，在 $|D_1| \approx |D_2| > 1.0$ 的对角线附近有 $\chi^2 < 1.0$ 的不灵敏区低谷，随着 N 的增大，这个不灵敏区在减小. 谷底最洼处在 $|D_1| \approx 1.0$, $|D_2| \approx 1.6$ 处，与表 1 一致. 图 2 表明，对 $SP = 4^{++}$，$J = 0^{++}$ 的情况要好得多，当 $N \approx 100$ 时虽有一个不大的不灵敏区，但统计提高以后就不成问题了.

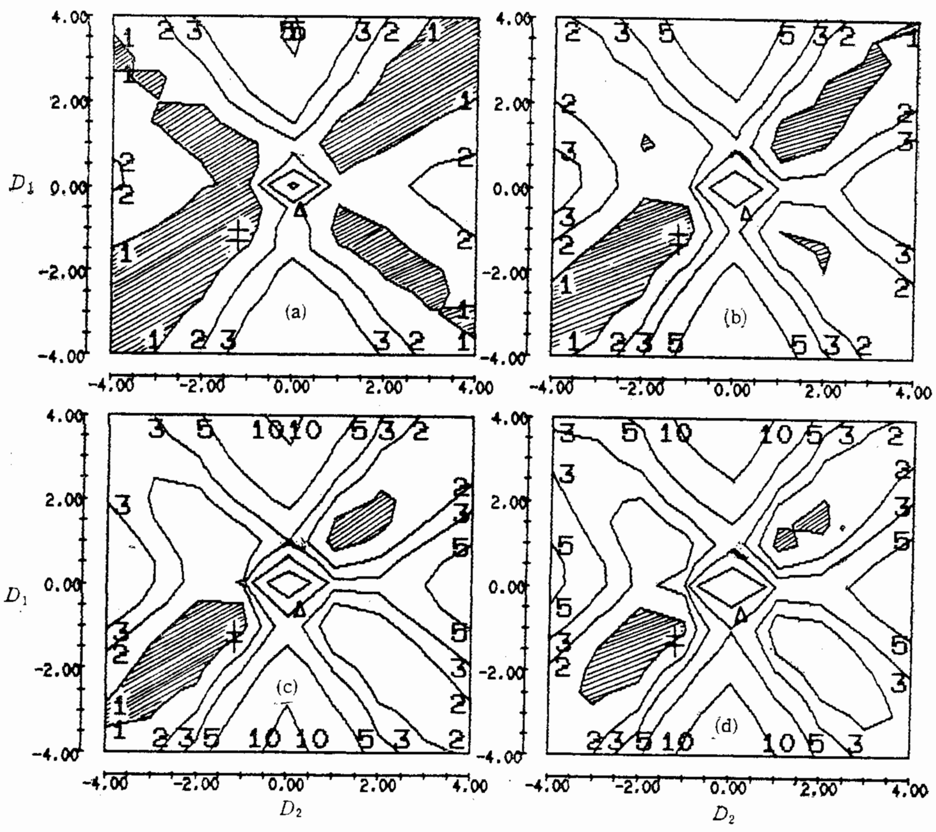

图 1　自旋为 2^{++} 的角分布 W_2 被自旋是 0^{++} 的角分布 W_0 拟合的结果 $\chi^2_{min}(D_1, D_2)$

表1 用 $J=2^{++}$ 或 4^{++} 的角分布 W_2 或 W_4 去拟合 $SP=0^{++}$ 的 W_0 的结果

J	N	n	$\chi^2_{\min}$	C_1	C_2
	100	10	0.298	1.03	1.53
	240	26	0.232	0.97	1.62
2^{++}	480	48	0.237	1.06	1.62
	1000	88	0.263	1.06	1.63
	2000	160	0.493	0.99	1.57
	100	10	0.68	1.47	3.29
	240	26	1.36	−1.32	1.93
4^{++}	480	48	2.43	−2.24	2.75
	1000	88	3.69	−2.25	2.76

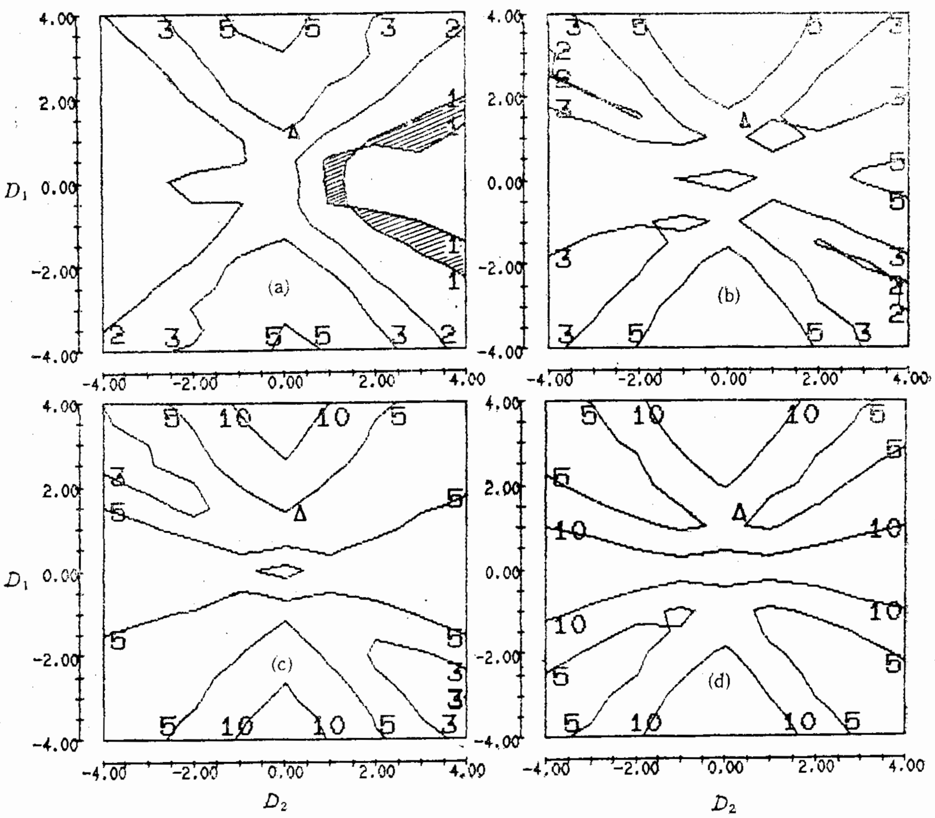

图2 自旋为 4^{++} 的角分布 W_4 被自旋是 0^{++} 的角分布 W_0 拟合的结果 $\chi^2_{\min}(D_1, D_2)$

3) 对 $SP=2^{++}$ 的 W_2 用 $J=4^{++}$ 的 W_4 去拟合，结果如图3所示. $SP=4^{++}$, $J=2^{++}$ 的结果见图4. 从图3可以看到,在 $|D_1|\approx 1, |D_2|\approx 0$ 的附近有两片不灵敏区,在图4上,不灵敏区则分布在 $|D_1|\approx|D_2|>1.0$ 的四个端角.

4) 由图1—4可以看到,在无论哪种情况下, $|D_1|\approx 0, |D_2|\approx 0$ 附近都是很好的

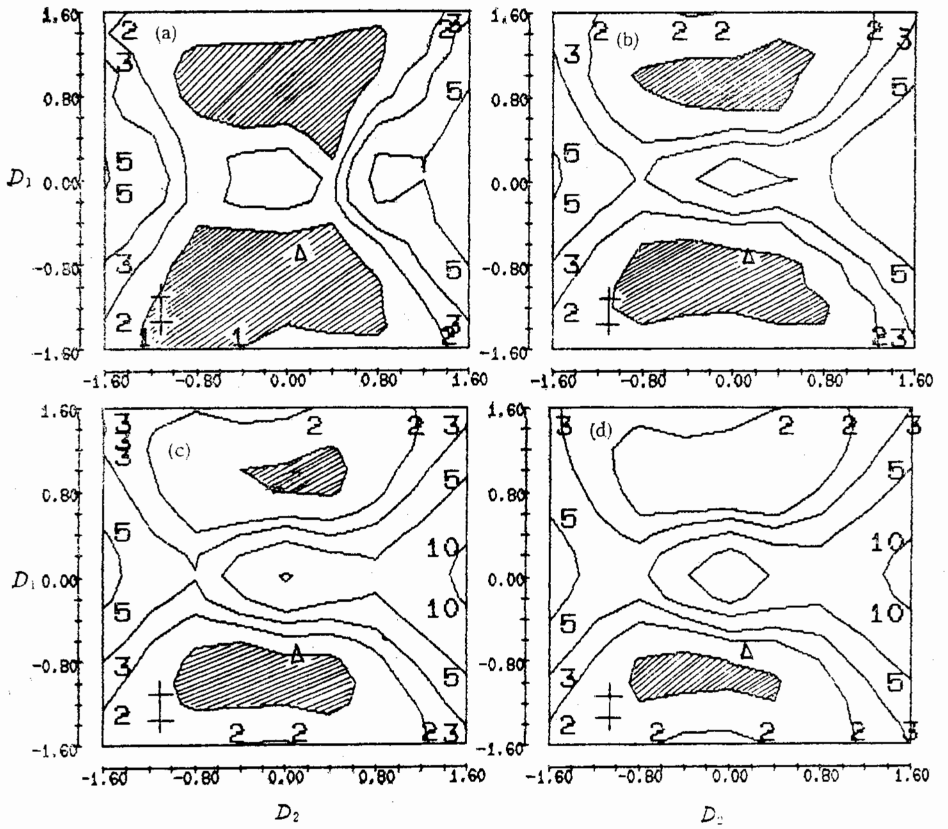

图 3　自旋为 2^{++} 的角分布 W_2 被自旋是 4^{++} 的角分布 W_4
拟合的结果 $\chi^2_{\min}(D_1, D_2)$

灵敏区，也就是说，当 J/ψ 辐射衰变产物是横向极化的时候，这个方法特别灵敏。

5) $\theta(1720)$ 是目前被视为胶球的主要候选者之一，它的自旋宇称就是用这个方法确定的，公认为 2^{++}[3-6]。[4,5]两个早期的工作因统计少而不被引用，何况工作[4]没有能把 $f_2(1525)$ 和 $\theta(1720)$ 分开，可能还包含了 G(1590)。工作[3]对 $J/\psi\to\gamma\theta(1720)\to\gamma K^+K^-$ 过程的 $N=239$ 个事例作了分析和拟合，测定 $\theta(1720)$ 的自旋宇称是 2^{++}，螺旋性振幅 $C_1=-1.07\pm0.16$；$C_2=-1.09\pm0.15$。工作[6]对同一过程的 $N4=10$ 个事例测量了自旋宇称，结论是 2^{++} 和 0^{++} 分不开。但鉴于在 $\cos\theta$ 方向角分布的投影接近 2^{++} 而倾向于 2^{++}（相应的 $C_1=-1.3\pm0.14$；$C_2=-1.1\pm0.18$），不巧它们都落入了 2^{++} 和 0^{++} 不可分辨的区域（见图 1 中的“+”）。在图 3(a) 上，“+”虽落在不灵敏区，但在图 3(b)，3(c) 上总算已经在 2^{++} 和 4^{++} 可以分辨的区域。因此 $\theta(1720)$ 的自旋宇称是 2^{++}，还是 0^{++} 仍不能作最后的肯定，何况 $f_2(1525)$ 和 G(1590) 给 $\theta(1720)$ 带来的本底还会使问题更加复杂。

6) $\xi(2230)$ 是工作[3]在研究 $J/\psi\to\gamma\xi\to\gamma K^+K^-$，$\gamma K^0_sK^0_s$ 两个过程中观察到的窄峰很难用一般 $(q\tilde{q})$ 来解释，总事例数 $N=93$，没能准确定出自旋宇称，但给出了两个可能性：2^{++}，$C_1=-0.67$，$C_2=0.13$ 或 4^{++}，$C_1=1.29$，$C_2=0.4$（见图 1—4 上的

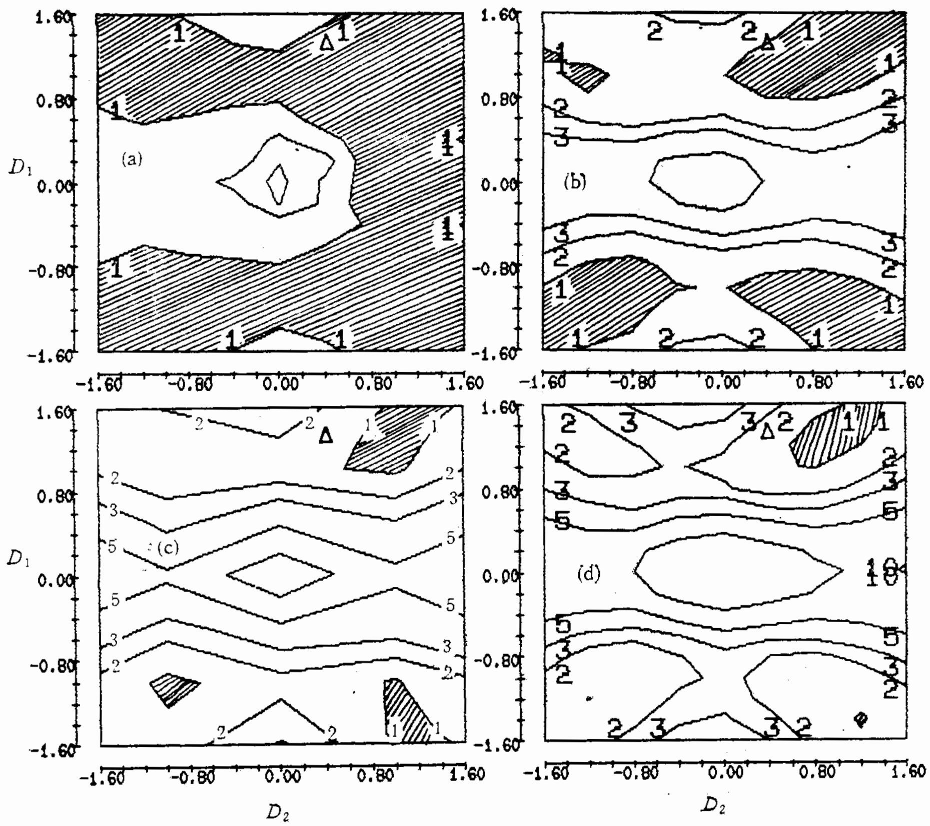

图 4 自旋为 4^{++} 的角分布 W_4 被自旋是 2^{++} 的角分布 W_2 拟合的结果 $\chi^2_{\min}(D_1, D_2)$

"△"). 在图 1 和图 2 上,"△"落在灵敏区,$\xi(2230)$ 的自旋宇称不可能是 0^{++},因此假如 $\xi(2230)$ 存在的话,它不可能是 Higgs 粒子. 在图 3(a)、4(a) 上,"△" 落在 2^{++} 和 4^{++} 分不开的区域,但在图 3(c)、4(c) 上已进入了可分辨区. 这说明,需要有 500 个 $\xi(2230)$的事例才能最后确定 $\xi(2230)$ 的自旋和宇称.

参 考 文 献

[1] T. Z. RUAN, et al., Proceedings of the BIMP Symposium on Heavy Flavor Physics, p. 410—418, Aug. 11, 1988, Beijing; T. Z. RUAN, et al., to be published in High Energy Physics and Nuclear Physics.
[2] 赵佩英等,物理学报,**26**(1977),16;
C. S. GAO, et al., Proceedings of the Workshop on Colliding Beam Physics, p. 243, June, 1984, Beijing.
[3] M. JACOB and G. C. WICK, *Ann. Phys.*, (NY) **7**(1959), 404;
K. F. EINSWEILER, SLAC Report 272(1984);
R. M. BALTRUSAITIS et al., *Phys. Rev.*, D **35**(1987), 2077.
[4] C. EDWARDS et al., *Phys. Rev. Lett.*, 48(1982), 458;
C. EDWARDS et al., *Phys. Rev.*, D25(1982), 3065.
[5] M. E. B. FRANKLIN, SLAC Report 254(1982).
[6] J. E. AUGUSTIN et al., Orsay preprint, LAL/85—27(1985);
J. E. AUGUSTIN et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2238.

ON THE SENSITIVE AREA OF SPIN-PARITY ANALYSIS FOR J/ψ RADIATIVE DECAY PRODUCTS INTO TWO PSEUDOSCALARS

YAN WUGUANG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The spin-parity analysis of the J/ψ radiative decay products into two pseudoscalars usually uses the angular distribution calculated by the helicity amplitude formalism. This paper investigated the sensitivity of this method and pointed out the followings: 1). there really exists some insensitive area; 2). unfortunately, $\theta(1720)$ falls into the insensitive area of 2^{++}-0^{++} distinction; so the spin of $\theta(1720)$ has not been finally established yet; 3). according to the Mark-3 data, for the newly observed very narrow peak $\xi(2230)$, the spin 0^{++} assignment can be ruled out.