第9卷 第5期 高能物理与核物理 Vol. 9, No. 5
1985年9月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS Sept., 1985

# $\xi(2.22)$ 作为最小弱电模型的 Higgs 的可能性

吴 丹 迪
（中国科学院高能物理研究所）

## 摘 要

本文讨论了新粒子 $\xi(2.22)$ 作为最小弱电模型的 Higgs 与 $\chi(3.415)$ 的混合态的可能性．如果这个可能性成立，要求 $\Gamma_\xi = 1.1\text{keV}$，$\text{Br}(\xi\to K^+K^-)\sim\frac{1}{5}$ 和存在重的夸克 ($m>$ 75GeV)．

Higgs 是弱电流一规范模型（GSW）不可缺少的成分．可是到现在为止实验上还没有发现一个 Higgs 粒子．最近 Mark III 组发现的新粒子[1] $\xi(2.22\text{GeV})$ 引起人们极大的兴趣，其主要原因在于它是一个可能的 Higgs 的候选者[2-6]．这个新粒子是在 $J/\psi\to\gamma\xi\to\gamma K^+K^-$ 道中发现的．它的量子数为

$$J^{PC} = (\text{偶数})^{++} \tag{1}$$

自旋未知，因它的测定需要更多的 $\xi$ 事例．新粒子的宽度很窄，为

$$\Gamma = 20\pm 30\text{MeV} < 40\text{MeV} \tag{2}$$

这个宽度与仪器分辨率相符．按 $J/\psi$ 粒子发现时的经验，可以猜想 $\xi$ 粒子的宽度要比 40MeV 窄得多．新粒子的产生几率比较小

$$\text{Br}(J/\psi\to\gamma\xi)\text{Br}(\xi\to K^+K^-) = (8.0\pm 2.0\pm 1.6)\times 10^{-5} \tag{3}$$

Mark III 组在发现这个粒子的同时，也在 $J/\psi$ 的辐射衰变道中发现了 $f'(1.515)$ 和 $\theta(1.700)$，但是没有发现自旋为 4 的 $h(2.040)$，见表 1．从表 1 中我们看到，$\xi$ 与其他强子很不一样：$\xi$ 的质量远在 $s$ 夸克对产生阈之上，又在 $c$ 夸克对产生阈之下，它的宽度之窄是令人瞩目的；同时，它的辐射产生率又比大多数其他强子来得小，除了一个例外 $h(2.040)$．$h(2.040)$ 不容易从 $J/\psi$ 产生的原因，可以从如下的比较中来理解．典型的 $J/\psi\to\gamma X(0^{++},\ 2^{++},\ 4^{++})$ 过程的振幅分别是

$$(1/M)F_{\mu\nu}e^{\mu}P^{\nu}(X = 0^{++}) \tag{4}$$

$$(1/M)F_{\mu\nu}E^{\nu\rho}e^{\mu}P_{\rho}(X = 2^{++}) \tag{5}$$

$$(1/M^3)F_{\mu\nu}V^{\nu\rho\sigma\lambda}e^{\mu}P_{\rho}P_{\sigma}P_{\lambda}(X = 4^{++}) \tag{6}$$

这里 $M$，$P$ 和 $e$ 分别是 $J/\psi$ 的质量，4-动量和极化矢量；$F$ 是光子的场强张量；$E$ 和 $V$ 分别为 $2^{++}$ 和 $4^{++}$ 粒子的极化矢量．比较 (4)、(5) 和 (6)，我们看出 $J/\psi\to\gamma X(4^{++})$ 是

本文 1984 年 8 月 3 日收到．

表 1 $m > 1.5$GeV 的 (even)$^{++}$ 粒子

| particle $\chi$ | $J\Gamma$(MeV) | mode | branching ratio(%) | $\frac{B(\psi\to\gamma\chi)}{B(\chi-\cdots)}$ |
|---|---|---|---|---|
| $f'(1520)$ | 2  75±10 | $K^+K^-$ | dominant | $1.6\times10^{-4}$* |
| | | $\pi^+\pi^-$ | | $3\times10^{-4}$* |
| $\theta(1720)$ | 2  117±23 | $K^+K^-$ | | $4.8\times10^{-4}$* |
| | | $\eta\eta$ | | $3.8\times10^{-4}$** |
| | | $\pi^+\pi^-$ | | $3\times10^{-4}$* |
| $h(2040)$*** | 4  150±50 | $\pi\pi$ | seen | |
| | | $K^+K^-$ | seen | |
| $\xi(2220)$ | ?  20±30 | $K^+K^-$ | | $0.8\times10^{-4}$* |
| $\chi(3415)$*** | 0  15±5 | multihadron | dominant | |
| | | $\gamma J/\psi$ | 0.8±0.2 | |
| | | $K^+K^-$ | 0.8±0.2 | |
| | | $\pi^+\pi^-$ | 0.9±0.2 | |

* from Mark III.
** from Crystal Ball.
*** see Ref. 8.
Both * and ** are cited from Ref. 1.

$1/M^4$ 压制的．从以上所描述的 $\xi$ 的性质来看，$\xi$ 有可能是一个 Higgs 粒子，关键的问题是量出它的自旋；如果它的自旋是零，那就好了．

然而，事情还没有那样简单．至少有些作者认为 $\xi$ 不可能是最简单的 GSW 模型的 Higgs．他们的反对意见主要有以下三点：

(1) 按照 Weinberg-Linde 的最小 GSW 模型中 Higgs 质量的下限[7]，$\xi$ 的质量太小．

(2) $\xi$ 到 $\mu^+\mu^-$ 衰变的分支比[8]太小．

$$\mathrm{Br}(\xi\to\mu^+\mu^-)/\mathrm{Br}(\xi\to K^+K^-) < 7\% \tag{7}$$

(3) 按照 Wilczek 公式[9]，质量为 2.22GeV 的 Higgs 的产生率应为

$$\mathrm{Br}(J/\psi\to\gamma H) = 3.1\times10^{-5} \tag{8}$$

只要 $\mathrm{Br}(H\to K^+K^-) < 1$，那么 $\xi$ 的产生率 (3) 就比 Higgs 的产生率大．而 $\mathrm{Br}(H\to K^+K^-) < \frac{1}{2}$ 是绝对可信的，因为 $\mathrm{Br}(H\to K^0\bar{K}^0)\simeq\mathrm{Br}(H\to K^+K^-)$；$\xi$ 还有其他衰变道．

基于这些原因，一些作者主张 $\xi$ 为两个 Higgs 二重态的 GSW 模型中的 Higgs 粒子[3,4,6]．另一些作者主张 $\xi$ 是多夸克态或其他反常态强子，如胶球，混态 ($q\bar{q}g$) 等．仔细的研究发现，以上三点反对意见并不是无懈可击的．首先，Linde-Weinberg 的质量下限是在假定没有重费米子的情况下成立．这个限的完整形式为

$$m_H \gtrsim \frac{1}{4\pi V}\left[3\Sigma m_V^4 - 4\Sigma m_f^4\right]^{1/2} \tag{9}$$

这里$m_f$是费米子的质量，$m_V$ 是矢量介子的质量，$V = 250$GeV．如果某夸克很重，(9)式右边可以变小．将 $m_{W^\pm} = 80$GeV，$m_Z = 90$GeV 和 $m_H = 2.22$GeV 代入，得

$$m_Q \gtrsim 76\text{GeV} \tag{10}$$

其次，最小 GSW 模型中的 Higgs 主要通过标量流衰变到 $s\bar{s}$ 夸克对．由于 $s$、$\bar{s}$ 夸克

运动速度不是极快，加之标量流不守恒，衰变宽度很可能是由 $s$ 夸克的组分质量决定的。因此

$$\frac{H \to \mu^+\mu^-}{H \to \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-} \simeq \frac{m_\mu^2}{3m_s^2} \cdot \frac{1}{\mathrm{Br}(H \to \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-)} = \frac{0.014}{\mathrm{Br}(H \to \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-)} \tag{11}$$

只要 $\mathrm{Br}(H \to \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-) > \frac{1}{5}$，(11) 式就不同(7)冲突．至于 $H \to u\bar{u}$ 或 $H \to d\bar{d}$ 模式，由于它们的末态 $\pi$ 介子运动极快，应当用手征极限来处理．这时 $H \to u\bar{u}$ 或 $H \to d\bar{d}$ 的宽度正比于 $u$ 或 $d$ 夸克的流质量平方，因此可以忽略不计．

最后，让我们来集中讨论如何使最小模型 Higgs 解释同 (3) 相一致的问题．这里关键是应当考虑 Higgs 同其他 $0^{++}$ 强子混合的效应[10]．对于 $J/\psi \to \gamma H$ 的过程，影响最大的是 $H$-$\chi(3415)$ 的混合．这个混合可以用如下方式来计算．令纯 Higgs $H$ 和纯夸克偶素 $\chi_0$ 的有效哈氏量为

$$H^{\mathrm{eff}} = \frac{1}{2} m_h^2 H^2 + \frac{1}{2} m_\chi^2 \chi_0^2 + \Delta m^2 H \chi_0 \tag{12}$$

这里 $\Delta m^2$ 是由于 Higgs 同 $c$ 夸克相互作用而引起的 $H$-$\chi_0$ 的交叉质量项，按照文献 [10] 为

$$\Delta m^2 = [(27\sqrt{2}/\pi) G_F m_\chi (R'(0))^2]^{1/2} \tag{13}$$

其中 $R'(0)$ 是夸克偶素 $\chi$ 的经向波函数在零点的梯度．引进物理的 Higgs 和夸克偶素 $h$ 和 $\chi$

$$\begin{aligned} H &= \cos\theta h + \sin\theta \chi \\ \chi_0 &= -\sin\theta h + \cos\theta \chi \end{aligned} \tag{14}$$

将(1)式对角化得到

$$\sin\theta = \Delta m^2/(m_\chi^2 - m_h^2) \tag{15}$$

假定夸克偶素 $\chi$ 的主要衰变方式是辐射两个胶子，那么 $\chi$ 的宽度由 $R'(0)$ 决定[11]

$$\Gamma_\chi = 96\alpha_s^2[R'(0)]^2/m_\chi^4 \tag{16}$$

利用实验值[12] $\Gamma_\chi \approx 16\mathrm{MeV} \doteqdot 4\mathrm{MeV}$，并取 $\alpha_s = 0.2$ 代入(16)得到 $R'(0)^2 = 0.531\mathrm{GeV}^5$．再代入(13)式得 $\Delta m^2 = (1.55 \pm 0.3) \times 10^{-2}\mathrm{GeV}^2$．因此

$$\sin\theta = (2.34 \pm 0.5) \times 10^{-3} \tag{17}$$

这样小的混合角对 $\chi_0$ 的性质几乎没有影响．但是因为 $\xi$ 产生和衰变都是通过半弱作用，只要混进一点 $\chi$ 的成分，就对 $\xi$ 的性质有很大影响．例如

$$\frac{\Gamma(\psi \to \gamma h)}{\Gamma(\psi \to \mu^+\mu^-)} \approx \frac{\sin^2\theta \Gamma(\psi \to \gamma\chi)}{\Gamma(\psi \to \mu^+\mu^-)} \tag{18}$$

注意式中的 $\Gamma(\psi \to \gamma\chi)$ 是想象当把 $\chi$ 的质量移到 2.22GeV 时的辐射衰变宽度．如果不计由于这个质量移动所引起的不变振幅的改变，那么我们有

$$\frac{\Gamma(\psi \to \gamma\chi)}{\Gamma(\psi \to \mu^+\mu^-)} = \frac{\Gamma(\chi \to \psi\gamma)}{\Gamma(\psi \to \mu^+\mu^-)} \cdot \frac{m_\psi(1 - m_\xi^2/m_\chi^2)^3}{m_\chi(1 - m_\psi^2/m_\chi^2)^3} \simeq 610 \pm 400 \tag{19}$$

这里我们用了 $\mathrm{Br}(\chi \to \gamma\psi) \simeq 1\%$ 和[13] $\Gamma(\chi \to \gamma\psi) = (150 \pm 100)\mathrm{keV}$．将 (19)、(17) 和(8)代入(18)，并利用[13] $\mathrm{Br}(J/\psi \to \mu^+\mu^-) = 7.4 \pm 1.2\%$，我们得到

$$\mathrm{Br}(\psi \to \gamma h) = (1.48 \pm 1.00) \times 10^{-4} \tag{20}$$

这个分支比差不多比(8)式大了 5 倍．$h$ 的衰变宽度由下式表达

$$\Gamma_h = \cos^2\theta\Gamma_H + 2\sin\theta\cos\theta I_m\int d^4\chi\langle H|T(H(x)H(0))|\chi\rangle + \sin^2\theta\Gamma_\chi \tag{21}$$

这里 $H(x)$ 是标准的 $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ 规范作用的哈氏量密度．

$$\Gamma_H = 1.1\text{keV}\ (\text{取}\ m_s = 510\text{MeV}) \tag{22}$$

(21)式中的其他两项为 $10^{-6}\times O(10\text{MeV})$，可以忽略不计．现在，只要

$$\text{Br}(H\to \text{K}^+\text{K}^-) > \frac{1}{5} \tag{23}$$

由(20)、(23)得

$$\text{Br}(\psi\to\gamma h)\text{Br}(H\to \text{K}^+\text{K}^-)\gtrsim(0.3\pm0.2)\times 10^{-4}$$

与(3)式不矛盾．顺便值得一提的是，$\chi$-$H$ 混合对 $h$ 从 $\Upsilon$ 辐射衰变产生并无太大影响，因为 $\Upsilon\to\gamma\chi$ 分支比太小． 所以 $\text{Br}(\Upsilon\to\gamma h)\simeq\text{Br}(\Upsilon\to\gamma H)=2.0\times10^{-4}$，与观测值[2]并不矛盾．

如何估计 $\text{Br}(H\to\text{K}^+\text{K}^-)$ 是一个同强作用有关的问题，非常困难．我们可以把(23)式当作一个假定接受下来．其实它与 Haber 等粗糙的估计[4]，$\text{Br}(H\to\text{K}^+\text{K}^-)<1/6$ 相差也不多．作者也试用统计模型[14]做了一个估计．其重要意义如下．假定在非轻子衰变中，末态强子按照 $0^-$八重态粒子数目所计算的多重数 $n$ 形成分布[14]

$$f(n) = C\exp[-(n-n_{0p})^2/4] \tag{24}$$

这里 $C$ 是规一化常数，常数 4 是作者从文献[14]的表中找出的．$n_{0p}$ 是可几多重数，由下式决定[14]

$$n_{0p} = n_0 + 0.528(J/\psi)(E/E_0)^{3/4} \tag{25}$$

这里 $n_0$ 是衰变的最小多重数，$E$ 是对应这个最小多重数的可资能量，$E_0$ 是典型的强子口袋半径的倒数，取 $E_0=0.2\text{GeV}$． 衰变的可几多重数还与衰变机制有关． 如果是旁观者模型，末态有 4 个活动的夸克冲出来，$J=4$；如果是类似 $H\to s\bar{s}$，末态只冲出两个活动夸克(活动夸克与海中捞出的夸克相区分)，$J=2$．可以假定在不同的机制下，分布的形式(24)和可几多重数对能量的依赖性，(25)中的幂次 3/4 是相同的．根据统计模型算出的 $H(2.22)\to \text{K}\bar{\text{K}}+any$ 的多重数分布见表 2

**表　2**

| $n$ | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $f(n)$ | 0.46 | — | 0.47 | — | 0.07 | — | <0.001 |

注意三体衰变被宇称守恒所禁戒，5 和 7 体因必须包含高轨道角动量而受到压制．假定对 $H(2.22)$ 产生的 $s\bar{s}$，从真空中捞起 $u\bar{u}$，$d\bar{d}$ 和 $s\bar{s}$ 对的几率为 1:1:0.1，我们得到

$$\text{Br}(H\to\text{K}^+\text{K}^-) = 0.46/2.1 = 0.22 \tag{26}$$

此式满足了条件(23)．

总之，$\xi$ 作为最小 GSW 模型中的 Higgs 粒子的可能性仍未排除．这个可能性的成立，要求存在很重的夸克，Higgs 与 $\chi(3415)$ 很小的混合及(22)、(23)式成立．

## 参考文献


[1] D. Hiltin, Talk given at the Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Aug. 1983; J. Ellis, commets after Hiltin's talk.

[2] S. Behrends et al., *Phys. Lett.*, **137**B (1984), 277.

[3] M. Barnett, G. Sanjanovic, L. Wolfenstein and D. Wyler, *Phys. Lett.*, **136**B (1983), 191.

[4] H. E. Haber and G. L. Kane, *Phys. Lett.*, **135**B (1983), 196.

[5] J. Pantalcone and S. H. Tye, Mentioned in Ref. 2.

[6] R. S. Willey, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1977), 585.

[7] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976) 294; A. Linde, *JETP Lett.*, **23**(1976), 64.

[8] F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1304.

[9] J. Richman, Talk at Vanderbilt Conf., May 1984.

[10] J. Ellis et al. 讨论过 10 GeV 左右的 Higgs 与 $0^{++}$ 魅偶素的混合，见*Phys. Lett.*, **83B** (1979), 339.

[11] R. Barbieri, M. Caffo, R. Gatto and E. Remiddi, *Phys. Lett.*, **95**B (1980), 93; R. Barbieri, M. Caffo and E. Remiddi, *Nucl. Phys.*, B162 (1980), 220.

[12] J. E. Gaiser, SLAC-PUB-2998 (1982).

[13] Particle Data Group, *Phys. Lett.*, **111**B (1982), 1.

[14] B. W. Lee, C. Quigg and J. L. Rosner, *Phys. Rev.*, D15(1977), 157.


# THE POSSIBILITY OF $\xi$ (2.22) BEING THE STANDARD HIGGS BOSON


WU DAN-DI

*(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)*



### ABSTRACT

We discuss the possibility that the new particle $\xi(2.22)$ is a mixed state of the Higgs boson of the minimal electro-weak model and the p-wave charmonium $\chi(3.415)$. If this possibility stands, we shall have $\Gamma_\xi = 1.1$ keV, $\mathrm{Br}(\xi \to K^+K^-) \sim 1/5$ and a heavy quark ($m > 75$ GeV).