

J/ψ、ψ'(3684)的强产生与粲层子在“层子海”中的含量

郁 宏 李 炳 安

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文在文献[1]¹⁾的基础上,考虑粲层子的质量效应,对J/ψ、ψ'(3684)的强产生过程进行了讨论,改进了[1]中的结果.文中利用ψ''(3772)→D \bar{D} 的衰变定出ψ''(3772)与粲层子的等效耦合常数,利用它估计出粲层子在“层子海”中的含量最多为原始层子的0.41%.

强子是由什么构成的?是如何构成的?这是一个很重要的问题.部分子模型^[2]的成功,一方面证实了层子模型^[3]的物理图象,另一方面又进一步丰富了人们对强子结构的认识.在部分子模型中,认为强子除价层子外还有“层子海”和胶子的存在.通过对深度非弹散射的实验分析,知道“层子海”所带的动量只是价层子的20%;它主要在q²/2mv小的区域起作用,随着q²/2mv的增加很快下降,因而,在轻子深度非弹散射过程中,对“海层子”的分布及一些细致的性质并不敏感.在文献[1]中,推广Drell-yan的机制到J/ψ粒子的强产生过程,见图1.用这种机制可以较好地解释J/ψ粒子强产生的实验结果.

从[1]中知道,J/ψ粒子强产生的截面随√s很快增加,“层子海”的贡献是重要的.计算表明,在x=0附近,光是“层子海”中粲层子在微分截面中的贡献,在能量高到一定程度后(√s~18GeV)就超过原始层子的全部贡献.这与轻子的深度非弹散射过程中,“层子海”的贡献比价层子贡献小得多的现象是很不相同的.因而,在这种机制下,J/ψ粒子的强产生过程可以用来研究强子中“层子海”的性质.

本文1978年3月2日收到.

1) 在[1]中 (4)式中 $\frac{3m_j^2}{4E_1E_2E_j} g_j^2$ 改为 $\frac{m_j^2}{2E_1E_2E_j} g_j^2$,

$\frac{1}{12} |g_{2j}|^2$ 改为 $\frac{1}{8} |g_{2j}|^2$;

(6) 式中 $\frac{3\pi}{25}$ 改为 $\frac{\pi}{5}$;

(10) 式改为 $\frac{g^2}{4\pi} = 1.2 \times 10^{-4}$, $h^2 \frac{g_c^2}{4\pi} = 0.21 \times 10^{-2}$;

相应的 p. 371. 中 $\frac{g^2}{4\pi} = 1.22 \times 10^{-4}$, $\frac{g_c^2}{4\pi} = 0.23 \times 10^{-2}$;

其余结果均保持不变.

在[1]中,将 u, d, s, c 四种层子在强子内部的等效质量完全忽略,对层子分布函数来说,由于所讨论的问题 \sqrt{s} 大,这个近似是可以的;对 J/ψ 粒子的强产生, $m_J = 3.095$ GeV, 与它相比, u, d, s 层子在强子内部的等效质量可以忽略. 可是,从 e^+e^- 湮灭过程看,在 $\sqrt{s} \geq 3\text{GeV}$, 粲数道开始打开,由此可以估计出 $m_c \approx 1.5\text{GeV}$, 与 m_J 相比 m_c 就不能忽略. 在 $J/\psi, \psi'(3684)$ 的强产生过程中考虑粲层子的质量,是本文所要讨论的问题. 又在[1]中讨论 J/ψ 粒子与粲层子的耦合时,引入表示粲层子在“层子海”中的含量的参数 b ,当时不能将它定出,只是定出 $b^2 g_c^2$.

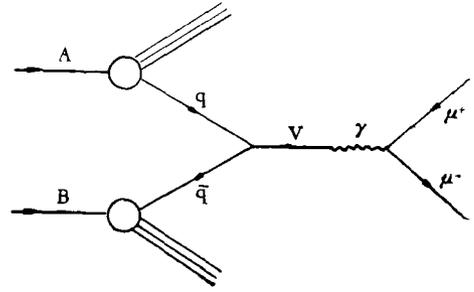


图 1

本文从 $\psi''(3772) \rightarrow D\bar{D}$ 过程,对耦合常数作出估计,从而可以估计出 b 的大小.

按照[1]中的讨论,考虑层子有三种颜色,反应

$$A + B \rightarrow V + \dots$$

的截面公式写为:

$$\sigma = \frac{2\pi m_V}{3s} \int dx_1 dx_2 \sum_{r_1 r_2 i} \delta\{(p_i^1 + p_i^2)^2 + m_V^2\} |\langle V_\lambda | U | p_{r_1}^i, \bar{p}_{r_2}^i \rangle|_{P_V=p_1+p_2}^2 \cdot E_A \cdot E_B \frac{E_V}{m_V} \{G_i^A(x_1)G_i^B(x_2) + G_i^{\bar{A}}(x_1)G_i^{\bar{B}}(x_2)\}, \quad (1)$$

其中 V 是重矢量介子. 忽略等效质量 m_u, m_d, m_s , 取 $m_c = \frac{1}{2} m_J$, 从洛伦兹协变性得

$$\langle V_\lambda | U | p_{r_1}^i, \bar{p}_{r_2}^i \rangle = \bar{v}_{r_2}(-\mathbf{p}_2) \left\{ g_{1i} \delta^\lambda + i g_{2i} \frac{p_1 \cdot e^\lambda}{m_c} \right\} u_{r_1}(\mathbf{p}_1) \frac{1}{\sqrt{2E_V}}. \quad (2)$$

对 $i = 1, 2, 3$

$$\sum_{r_1 r_2 \lambda} |\langle V_\lambda | U | p_{r_1}^i, \bar{p}_{r_2}^i \rangle|^2 = \frac{m_V^2}{2E_1 E_2 E_V} g_i^2, \quad (3)$$

$$g_i^2 = g_{1i}^2 + \frac{m_V^2}{8m_c^2} g_{2i}^2.$$

假定新粒子处于 SU_3 单态,相互作用 SU_3 不变,则

$$g_i^2 = g^2 = g_1^2 + \frac{m_V^2}{8m_c^2} g_c^2. \quad (4)$$

对 $i = 4$

$$\sum_{r_1 r_2 \lambda} |\langle V_\lambda | U | p_{r_1}^c, \bar{p}_{r_2}^c \rangle|^2 = \frac{\left(m_V^2 + \frac{1}{2} m_J^2\right)}{2E_1 E_2 E_V} g_c^2, \quad (5)$$

$$g_c^2 = g_{1c}^2 + \frac{1}{m_V^2 + \frac{1}{2} m_J^2} \left\{ \frac{m_J}{2m_c} g_{1c} g_{2c} (m_V^2 - m_J^2) + \frac{g_{2c}^2}{8m_c^2} (m_V^2 - m_J^2)^2 \right\},$$

(1)中的 δ 函数为

$$\delta\{(p_i + p_j)^2 + m_V^2\} = \begin{cases} \frac{1}{s} \delta\left(x_1 x_2 - \frac{m_V^2}{s}\right), & i = 1, 2, 3 \\ \frac{1}{s} \delta\left(x_1 x_2 - \frac{m_V^2 - \frac{1}{2} m_j^2}{s}\right), & i = 4 \end{cases} \quad (6)$$

从(5)式看到,由于取 $m_c = \frac{1}{2} m_j$, 对 J/ψ 粒子的强产生过程

$$g_c^2 = g_{1c}^2. \quad (7)$$

对 $\psi'(3684)$ 的强产生过程

$$g_c'^2 = g_{1c}'^2 + g_{1c}' g_{2c}' \frac{m_{\psi'}^2 - m_j^2}{m_{\psi'}^2 + \frac{1}{2} m_j^2} + \frac{g_{2c}'^2}{2m_j^2} \frac{(m_{\psi'}^2 - m_j^2)^2}{m_{\psi'}^2 + \frac{1}{2} m_j^2}. \quad (8)$$

一般, g^2 和 g'^2 , g_c^2 和 $g_c'^2$ 是不同的.

将(3)–(6)式代入(1)式,得

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx} = & \frac{\pi}{3s} \frac{g_V^2}{\sqrt{x^2 + \frac{4m_V^2}{s}}} \sum_{i=1,2,3} \{G_i^A(x_1) \bar{G}_i^B(x_2) + \bar{G}_i^A(x_1) G_i^B(x_2)\} \\ & + \frac{\pi}{3s} \frac{g_{c,V}^2}{\sqrt{x^2 + \frac{4\left(m_V^2 - \frac{1}{2} m_j^2\right)}{s}}} \frac{m_V^2 + \frac{1}{2} m_j^2}{m_V^2 - \frac{1}{2} m_j^2} \{G_c^A(x_1) \bar{G}_c^B(x_2) \\ & + \bar{G}_c^A(x_1) G_c^B(x_2)\}. \end{aligned} \quad (9)$$

(9)式中的分布函数仍取[1]中所采用的形式,其中

$$\begin{aligned} x_1' = & \frac{1}{2} \left\{ x + \sqrt{x^2 + \frac{4m_V^2}{s}} \right\}, \quad x_2' = \frac{1}{2} \left\{ -x + \sqrt{x^2 + \frac{4m_V^2}{s}} \right\}, \\ x_1 = & \frac{1}{2} \left\{ x + \sqrt{x^2 + \frac{4\left(m_V^2 - \frac{1}{2} m_j^2\right)}{s}} \right\}, \quad x_2 = \frac{1}{2} \left\{ -x + \sqrt{x^2 + \frac{4\left(m_V^2 - \frac{1}{2} m_j^2\right)}{s}} \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

g_V^2 和 $g_{c,V}^2$ 表示耦合常数和 V 是什么样的粒子有关. 可以用(9)式来讨论 PN 、 πN 、 $\bar{P}P$ 产生 J/ψ 、 $\psi'(3684)$ 粒子的过程,其中 $N = \frac{1}{2}(P + n)$.

对 J/ψ 粒子的强产生过程,由 $B \frac{d\sigma}{dx} \Big|_{x=0}$ 的实验值^[4-7]定出

$$\begin{aligned} g^2 &= 0.60 \times 10^{-2}, \\ b^2 g_c^2 &= 0.85 \times 10^{-2}. \end{aligned} \quad (11)$$

将参数(11)代入(9)式可得到 $PN \rightarrow J/\psi + \dots$, $\pi N \rightarrow J/\psi + \dots$, $\bar{P}P \rightarrow J/\psi + \dots$ 三个过程的微分截面 $B_{n+n} \frac{d\sigma}{dx} \Big|_{x=0}$ 随 \sqrt{s} 的变化曲线,见图2. 图上给出了 $P + N \rightarrow J/\psi +$

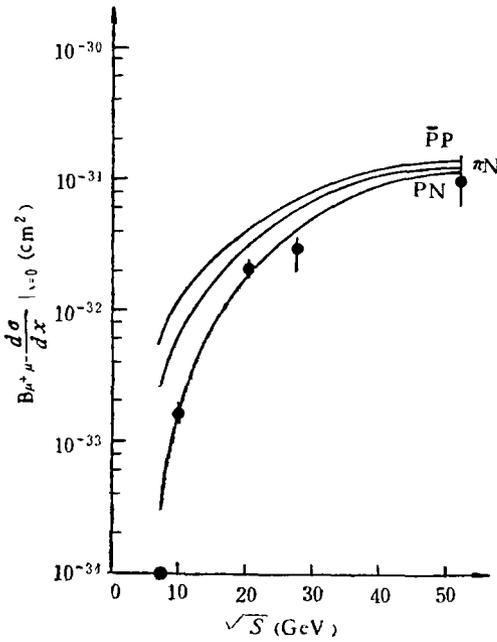


图 2

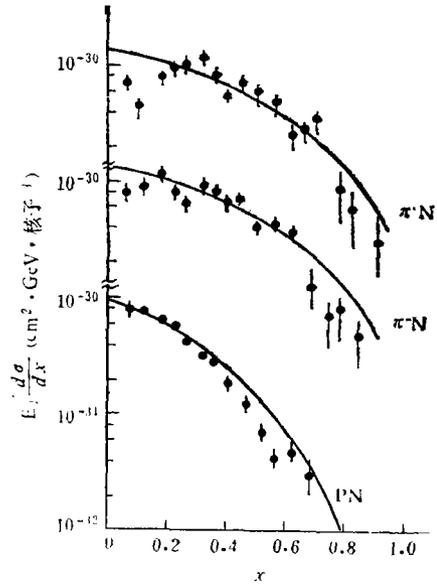


图 3

...的微分截面实验值,理论与实验大致相合.

固定入射强子的能量,讨论截面 $E_J \frac{d\sigma}{dx}$ 随 x 变化情况. 在 $s = 424\text{GeV}^2$, 给出了理论和实验的比较, 见图 3. 从(9)式可以知道理论上 π^+N 和 π^-N 产生 J/ψ 粒子的过程的截面是相同的, 这与实验是一致的. 对于随 x 增加 PN 产生 J/ψ 粒子的截面比 πN 产生 J/ψ 粒子的截面下降快这一点, 理论与实验也是符合的.

在 $s = 424\text{GeV}^2$ 时, 三种过程的总截面的理论结果为:

$$\begin{aligned} \text{PN} &\rightarrow J/\psi + \dots & \sigma &= 69\text{nb}, \\ \pi N &\rightarrow J/\psi + \dots & \sigma &= 132\text{nb}, \\ \bar{P}P &\rightarrow J/\psi + \dots & \sigma &= 157\text{nb}, \end{aligned} \quad x > 0$$

而实验结果^[4]为:

$$\begin{aligned} \text{PN} &\rightarrow J/\psi + \dots & \sigma &= (82 \pm 4)\text{nb}, \\ \pi^-N &\rightarrow J/\psi + \dots & \sigma &= (141 \pm 10)\text{nb}, \\ \pi^+N &\rightarrow J/\psi + \dots & \sigma &= (122 \pm 14)\text{nb}, \end{aligned} \quad x > 0$$

这里取了对原子量 A 的线性依赖关系. 理论与实验不矛盾.

对 $\psi'(3684)$ 强产生过程, 由微分截面 $B \frac{d\sigma}{dx} \Big|_{x=0}$ 的实验值^[8]定出

$$g'^2 = 0.13 \times 10^{-2}, \quad b^2 g_c'^2 = 0.25 \times 10^{-2}. \quad (12)$$

它们分别是 J/ψ 粒子和原始层子和粲层子相应耦合常数的 $\sim 1/5$ 和 $1/3.4$. 用(9)式, 积分后可得到三种过程产生 J/ψ 粒子和 $\psi'(3684)$ 粒子的截面的比例, 在 $s = 424\text{GeV}^2$, 结

果为:

$$\frac{(B\sigma)_{\psi'}}{(B\sigma)_{J/\psi}} = \begin{cases} 0.011 & \text{P-N,} \\ 0.014 & \text{\pi-N,} \\ 0.016 & \text{\bar{P}-P.} \end{cases} \quad x > 0.1$$

实验^[4]给出:

$$\frac{(B\sigma)_{\psi'}}{(B\sigma)_{J/\psi}} = \begin{cases} 0.007 \pm 0.004 & \text{P-C,} \\ 0.018 \pm 0.007 & \text{\pi^+-C.} \end{cases} \quad x > 0.1$$

二者基本符合. 可以看到, 这个比例是随 s 的增加而增加的, 以 PN 过程为例:

$$\frac{(B\sigma)_{\psi'}}{(B\sigma)_{J/\psi}} = \begin{cases} 0.0030 & s = 56.25 \text{GeV}^2, \\ 0.011 & s = 424 \text{GeV}^2, \\ 0.015 & s = 2704 \text{GeV}^2. \end{cases} \quad x > 0.1$$

用参数(12)和(9)式, 还可得到 PN、 π N、 $\bar{P}P$ 产生 ψ' 粒子的微分截面 $B \frac{d\sigma}{dx} \Big|_{x=0}$ 随 \sqrt{s} 的变化曲线, 见图 4.

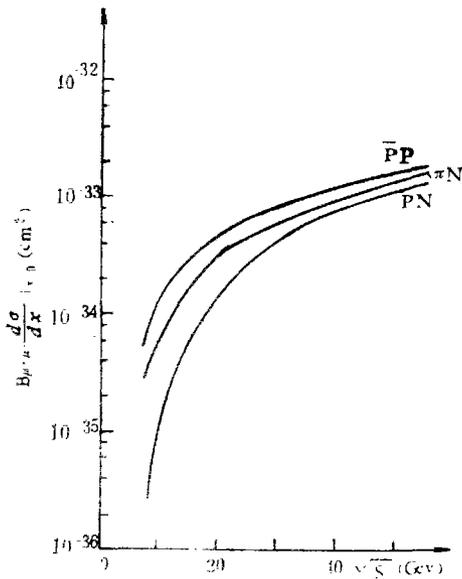


图 4

下面, 对粲层子在海中的含量参数 b 进行估计. 实验发现质量为 3772MeV 的正反粲层子的束缚态, 几乎全部衰变到 $D\bar{D}$ 态. 我们可以利用 $\psi''(3772) \rightarrow D\bar{D}$ 的衰变宽度及分支比确定 $\psi''(3772)$ 与粲层子的耦合强度. 取正反粲层子构成的矢量介子与粲层子耦合的等效哈密顿量为:

$$\mathcal{H}_I(x) = -i\bar{\psi}(x) \left\{ g_1 V_\mu(x) \gamma_\mu + \frac{ig_2}{4m_c} \sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu}(x) \right\} \psi(x). \quad (13)$$

用层子模型 [3] 的方法, 取满足 Bargmann-Wigner 条件的波函数进行估算, 得

$$\Gamma = \frac{p_D^3}{24\pi m_D^2} F^2 \left\{ g_1 - \frac{m_D^2}{4m_c m_1} g_2 \right\}^2 \quad (14)$$

其中 F 是形状因子, 取^[6]

$$F = \frac{1}{1 + r p_D^2}. \quad (15)$$

实验^[7]给出:

$$\begin{aligned} B(\psi'' \rightarrow D^0\bar{D}^0) &= (56 \pm 3)\%, \\ B(\psi'' \rightarrow D^+\bar{D}^-) &= (44 \pm 3)\%. \end{aligned} \quad (16)$$

从它们的比值, 用(14)式得

$$r = 0.94 \quad \text{Fermi} \quad (17)$$

实验给出:

$$\Gamma(\psi'' \rightarrow D\bar{D}) = 28 \pm 5 \text{ MeV}. \quad (18)$$

用(16)、(18)式从(14)式中得

$$(g_1 - 1.234g_2)^2 = 320. \quad (19)$$

用等效哈密顿量(13)计算矩阵元(2) ($i = 4$), 可以得到:

$$g''_{1c} = g_1 - g_2, \quad g''_{2c} = -g_2. \quad (20)$$

$\psi''(3772)$ 和 $\psi'(3684)$ 质量十分接近, 而且同是正反粲层子的束缚态, 按照目前的分类, 它们都是基态 J/ψ 粒子的同一径向激发态, 不过 $\psi'(3684)$ 是 s 态, 而 $\psi''(3772)$ 是 s 波与 D 波的混合态, 以 D 波为主. 为了进行估计, 取 $g'_{1c} = g''_{2c}$, $g'_{2c} = g''_{1c}$, 用(19), (20)和(8)式, 得 $g_c'^2$ 的最小值为:

$$g_{c\min}'^2 = 149, \quad \frac{g_{c\min}'^2}{4\pi} = 11.9. \quad (21)$$

用(12)式定出

$$\begin{aligned} b_{\max}^2 &= 1.7 \times 10^{-5}, \\ b_{\max} &= 0.41 \times 10^{-2}. \end{aligned} \quad (22)$$

当然, 在 b 的估计中, 用了一些猜测, 因而这个数值并不是严格的. 但是, 从得到 $g_c'^2$ 是强作用量级, b 很小这两个结果看, 它们与文中所作的物理讨论是一致的.

最后, 对本文结果作如下的几点讨论:

1. 引入粲层子的等效质量以后, 除了仍保留以前工作中的合理结果外, 可以具体给出 g^2 和 $g_c'^2$, g_c^2 和 $g_c'^2$ 是不同的, g^2 和 $g_c'^2$ 分别是 g_c^2 , g_c^2 的 $1/5$ 和 $1/3.4$. 考虑到 ψ' 和 J/ψ 粒子具有相同的量子数, ψ' 只是 J/ψ 的径向激发, 而质量差和它们的质量相比并不大, 这样定出的参数较为合理.

2. 从 $J/\psi, \psi'$ 衰变到不含粲层子的强子态, 有

$$\begin{aligned} \Gamma(J/\psi \rightarrow \text{一般强子}) &= 44 \pm 8 \text{ KeV}, \\ \Gamma(\psi' \rightarrow \text{一般强子}) &\lesssim 22.8 \pm 5.6 \text{ KeV}. \end{aligned}$$

而 ψ' 的质量比 J/ψ 粒子大, 因而相空间大, 所以 ψ' 与一般层子的耦合强度应比 J/ψ 与一般层子的耦合强度小. 这里定出的 g^2 只是 g_c^2 的 $1/5$, 与衰变实验是定性符合的.

3. 粲层子在“层子海”中的含量最多只是一般层子的 0.41% , 这与粲层子等效质量很大, 特别是 $J/\psi, \psi' (3684)$ 粒子和粲层子的耦合为强作用量级是直接相关的.

4. 在轻子深度非弹散射过程中, 对“层子海”中层子的分布函数并不敏感; 而产生 $J/\psi, \psi'$ 的过程, 发现对“层子海”中的层子的分布函数很敏感. 因而, 若文中所用的机制是正确的, 那么这是很好的检验“层子海”中层子的分布函数的实验. 另一方面, 在轻子深度非弹散射过程中, 无法从实验中分析介子中层子的分布函数的性质, 而在 πN 产生 $J/\psi, \psi'$ 的实验中, 直接用到 π 介子中层子的分布函数, 因而在文中所用的机制下, 这也是检验介子中层子分布函数的很好的实验.

5. 在我们所用的机制中, 一部分 J/ψ 粒子是由强子中的粲层子产生的. 对这种过程, J/ψ 粒子产生以后, 在两个强子中各留下一个粲层子或反粲层子. 那么, 伴随 J/ψ 粒子的产生, 是否同时产生带粲数的强子? 实验^[10]并没有观察到这种伴随产生的现象, 只给出一个上限 $\sigma_{J,c,s}/\sigma_J < 0.01$. 这是什么原因? 在部分子模型中, 终态强子的产生是由终态相

互作用造成的,而这又是一个十分复杂的问题.我们可以依据一些强子碰撞模型对这个问题加以说明.在质心坐标系中,强子 A、B 产生 J/ψ 粒子之后,有两个向两边跑去的束的裂片区和靶裂片区,还有一个中心区.强子中海层子的纵动量小,分布如核子为:

$$(1-x)^2/x,$$

在 x 大时下降很快,因而海层子留在中心区.这样余下的粲层子也留在中心区,对中心区形成的强子,可用统计模型作估计.因为带粲数强子的质量大,而且粲层子含量极少,所以带粲数强子产生是很少的,从而不会与实验矛盾.

在完成本工作之后,看到西欧中心对撞机上伴随 J/ψ 粒子有光子产生的实验工作,我们准备另作讨论.

参 考 文 献

- [1] 郁宏、李炳安, 物理学报, **26**(1977), 367.
- [2] R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, Benjamin, Reading, Mass., 1972.
- [3] 北京基本粒子理论组, 1966年北京暑期物理讨论会论文.
- [4] J. G. Branson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1331.
- [5] George H. Trilling, *Proceedings of Summer Institute on Particle Physics*, 191, (SLAC-191) 1975.
- [6] Samuel C. C. Ting, *Proceedings of the 1975 International Symposium on Hepton and Photon Interactions at High Energies*, 155.
- [7] H. D. Snyder, *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976), 1415.
- [8] M. J. Shochet, *Proceedings of SUMMER Institute on Particle Physics* (1977), 321.
- [9] A. BARBARO-GALTIERI 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies 预印本, SPEAR RESULTS, SP26.
- [10] J. G. Branson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 580.

HADRONIC PRODUCTION OF J/ψ , ψ' (3684) AND THE CONTENT OF THE CHARMED STRATONS IN THE SEA OF THE STRATONS

YU HONG LI BING-AN

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

ABSTRACT

Hadronic production of J/ψ , ψ' (3684) particles is discussed in this paper on the basis of reference [1] after considering the massive effects of the charmed straton. The results of [1] are improved.

With the aid of the decay of $\psi'' \rightarrow D\bar{D}$ and the effective coupling constant between ψ'' (3772) and the charmed straton we estimate that the content of the charmed straton in the sea of the stratons is 0.41% of the ordinary stratons at most.