

# 重夸克偶素产生机制对 $J/\psi + \gamma$ 协同产生过程的影响\*

阎占元<sup>1</sup> 段春贵<sup>2</sup> 何祯民<sup>2</sup>

1 (华北电力大学物理教学部 保定 071003)

2 (河北师范大学物理系 石家庄 050016)

**摘要** 利用推广  $x$  重标度模型给出的胶子分布函数计算并讨论了重夸克偶素的色八重态对  $p$ -Fe 碰撞中  $J/\psi$  和  $\gamma$  协同产生过程微分截面的影响. 结果表明: 色八重态的贡献不可以忽略. 本文的计算结果与未来实验数据的比较, 可以对重夸克偶素的色八重态产生机制进行检验.

**关键词** 重夸克偶素 色八重态 NRQCD 推广  $x$  重标度模型

## 1 前言

传统的重夸克偶素的产生机制是建立在色单态模型(CSM)<sup>[1]</sup>基础上的, CSM 假定和末态强子具有相同的颜色和量子数的夸克对对结果的贡献是领头阶的. 然而 UA1 实验组的实验数据<sup>[2]</sup>表明 CSM 对  $J/\psi$  产生的预言比实验数据低近 30—80 倍<sup>[3]</sup>; 对  $\psi'$  的预言比实验值低一个数量级<sup>[4]</sup>. 1993 年, Braaten 和 Yuan 在色单态模型基础上, 提出了重夸克偶素产生的碎裂机制<sup>[5]</sup>, 认为重夸克偶素是通过大  $p_T$  的部分子碎裂得到的. 对于  $J/\psi$  的产生, 碎裂机制给出的结果和 CDF 实验组得到的实验数据<sup>[6]</sup>基本一致, 但是对于  $\psi'$  产生的预言仍比实验数据低. 另一个促使人们去寻求新的重夸克偶素的产生机制的原因是  $\Upsilon$  的产生, 尽管  $\Upsilon$  的横动量很低, 但仍然表现出实验结果高于理论结果. 1995 年, E. Braaten 和 S. Fleming 提出重夸克偶素的色八重态产生机制<sup>[7]</sup>, 它是建立 NRQCD<sup>[8,9]</sup>基础上的. 在 NRQCD 的框架下  $J/\psi$  可以写成 Fock 态的叠加,

$$|J/\psi\rangle = O(1)|c\bar{c}[^3S_1^{(1)}]\rangle + O(v)|c\bar{c}[^3P_J^{(8)}]g\rangle + O(v^2)|c\bar{c}[^1S_0^{(8)}]g\rangle + O(v^2)|c\bar{c}[^3S_1^{(1,8)}]gg\rangle + O(v^2)|c\bar{c}[^3P_J^{(1,8)}]gg\rangle + \dots, \quad (1)$$

NRQCD 的因子化过程是建立在两套标度基础上的: 强作用耦合常数  $\alpha_s$ , 夸克对之间的相对速度  $v$ , 如果  $q\bar{q}$  的产生只与  $v$  的阶次有关, 则当  $v \rightarrow \infty$  时, 上式只剩下第一项, 恢复到色单态模型. 但是考虑到  $\alpha_s$  的阶次和衰变几率, 其他过程不可忽略, 有时甚至会超过色单

2001-01-02 收稿

\* 国家自然科学基金和河北省自然科学基金资助

态的贡献. 因此,  $q\bar{q}$  可以通过色单态和色八重态两种渠道产生. 另外, NRQCD 把夸克对的产生和强子化过程分为两个过程, 既长程过程和短程过程. 短程过程是指  $q\bar{q}$  的产生过程, 可以用微扰 QCD 来计算; 长程过程是指形成束缚态的过程, 可以用长程矩阵元来表示, 由 NRQCD 的计数规则, 可以给出长程矩阵元的阶次, 但是矩阵元的大小要由实验来确定. 而且, 由实验抽取的长程矩阵元依赖于所使用的质子的部分子分布函数<sup>[10]</sup>. 这样, 相同的长程过程矩阵元能否用来解释其他高能过程重夸克偶素的产生, 可以做为检验色八重态产生机制是否普适的一个标准.

自从核效应<sup>[11]</sup>被发现以来, 物理学工作者提出许多唯象模型对其进行了解释. 例如, 对  $x$  或  $Q^2$  重新标度便可以解释核效应的实验数据, 但是, 厉光烈等发现对  $x$  或  $Q^2$  重新标度后, 核的动量就不再守恒. 为了克服这一困难, 他们对价夸克, 海夸克, 胶子的  $x$  分别进行标度, 提出了推广的  $x$  重标度模型<sup>[12]</sup>, 该模型能够对 DIS 过程, Drell-Yan 过程和  $J/\psi$  产生过程的核效应可以作出很好的解释. 1993 年, 该模型被 EMC 组用来拟合他们的实验数据<sup>[13]</sup>. 本文将采用推广的  $x$  重标度模型对  $p + \text{Fe} \rightarrow J/\psi + \gamma + X$  过程中大  $p_T$  的  $J/\psi$  和  $\gamma$  的微分截面进行计算.

我们之所以采用这个过程, 是因为大  $p_T$  的协同  $J/\psi + \gamma$  产生有非常干净的背景,  $J/\psi$  的双轻子衰变有很明显的探测信号, 伴随大  $p_T$  的  $J/\psi$  有大  $p_T$  的光子与之平衡. 由 NRQCD 的计数规则,  $\langle 0 | \mathcal{O}_8^{J/\psi} [^3S_1] | 0 \rangle$ ,  $\langle 0 | \mathcal{O}_8^{J/\psi} [^1S_0] | 0 \rangle$ ,  $\langle 0 | \mathcal{O}_8^{J/\psi} [^3P_J] | 0 \rangle$  都是  $m^3 v^7$ , 所以在计算中包括了 4 个态的贡献. 在领头阶近似下, 具体的子过程是

$$g + g \rightarrow \gamma + c\bar{c} ({}^3S_1^{(1)} \text{ or } {}^3S_1^{(8)}), \quad g + g \rightarrow \gamma + c\bar{c} ({}^1S_0^{(8)} \text{ or } {}^3P_J^{(8)}). \quad (2)$$

计算结果表明: 重夸克偶素的色八重态产生机制的贡献随  $p_T$  的增大而增大, 所以色八重态的贡献不能被忽略. 本文的理论计算结果与未来实验数据的比较, 可以对重夸克偶素的色八重态产生机制进行检验.

## 2 计算过程

用 QCD 的领头阶近似下, 如果因子化定理对  $p + \text{Fe} \rightarrow J/\psi + \gamma + X$  过程适用, 则 Fe 核中平均每个核子的微分截面可以因子化为

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = \iint \frac{G^N(x_a, Q^2) G^{Fe}(x_b, Q^2) x_a x_b S}{x_a x_b \pi} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} - m_j^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} dx_a dx_b, \quad (3)$$

其中  $E$  和  $p$  为  $J/\psi$  的能量和动量,  $S$  为质心系能量的平方,  $G^N(x_a, Q^2)$  和  $G^{Fe}(x_b, Q^2)$  分别是自由胶子和束缚胶子的动量分布函数,  $x_a$  和  $x_b$  分别是质子和铁核中胶子的动量分数. 利用动力学关系

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{\sin\theta}{p_T 2\pi} \frac{d\sigma}{dp_T d\theta}, \quad (4)$$

把(3)式对  $x_a$  积分得

$$\frac{d\sigma}{dp_T d\theta} = \frac{2p_T}{\sin\theta} \int_{x_{b,\min}}^1 dx_b \frac{G^N(x_a, Q^2) G^{Fe}(x_b, Q^2) d\hat{\sigma}}{|x_b - (x_T/2)\text{tg}(\theta/2)| d\hat{t}}, \quad (5)$$

$\theta$  是入射质子的动量和  $J/\psi$  的动量夹角.

$$x_T = 2p_T/\sqrt{s},$$

$$x_a = \frac{2m_j^2/s + x_T \text{tg}(\theta/2)}{2 - x_T \text{ctg}(\theta/2)}, \quad x_{b\text{min}} = \frac{2m_j^2/s + x_T \text{tg}(\theta/2)}{2 - x_T \text{ctg}(\theta/2)} \quad (6)$$

加入色八重态的贡献,硬子过程的微分截面表示为

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt} [g + g \rightarrow q\bar{q} [^{(2s+1)} L_j^{(1,8)}] \rightarrow J/\psi + \gamma] =$$

$$\frac{1}{c_n M_Q} \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \sum |M(g + g \rightarrow q\bar{q} [^{(2s+1)} L_j^{(1,8)}])|^2 \frac{\langle 0 | \mathcal{O}_{(1,8)}^{J/\psi} | 0 \rangle}{2J + 1} \quad (7)$$

其中  $M$  是矩阵元的模. 对于色单态  $c_n = 2$ , 对色八重态  $c_n = N^2 - 1$ , 式中子过程的微分截面在文献 [14, 15] 中已给出. (7) 式中,  $\langle 0 | \mathcal{O}_{(8)}^{J/\psi} | 0 \rangle$  是非微扰矩阵元, 它们只能由实验定出, 在计算中本文用 GRVLO<sup>[16]</sup> 给出的胶子分布函数从 Tevatron<sup>[13]</sup> 的实验数据中定出的非微扰矩阵元<sup>[17]</sup>.

实验定出的  $\langle 0 | \mathcal{O}_{(8)}^{J/\psi} (P_j) | 0 \rangle$  和  $\langle 0 | \mathcal{O}_{(8)}^{J/\psi} ({}^1 S_0) | 0 \rangle$  是不独立的, 只能给出组合的形式

$$\langle 0 | \mathcal{O}_{(8)}^{J/\psi} ({}^1 S_0) | 0 \rangle + \frac{3.5}{m_Q} \langle 0 | \mathcal{O}_{(8)}^{J/\psi} (P_j) | 0 \rangle = 3.90 \times 10^{-2} \text{GeV}^3,$$

$$\langle 0 | \mathcal{O}_{(8)}^{J/\psi} | 0 \rangle = 1.12 \times 10^{-3} \text{GeV}^3. \quad (8)$$

在本文的数值计算中取两种极限情况:

$${}^1 S_0^{(8)} \text{ 态饱和} \quad \langle 0 | \mathcal{O}_8^{J/\psi} [{}^1 S_0] | 0 \rangle = 3.90 \times 10^{-2} \text{GeV}^3, \quad \langle 0 | \mathcal{O}_8^{J/\psi} [{}^3 P_0] | 0 \rangle = 0;$$

$${}^3 P_j^{(8)} \text{ 态饱和} \quad \langle 0 | \mathcal{O}_8^{J/\psi} [{}^3 P_0] | 0 \rangle = 2.5 \times 10^{-2} \text{mc}^2 \text{GeV}^3, \quad \langle 0 | \mathcal{O}_8^{J/\psi} [{}^1 S_0] | 0 \rangle = 0.$$

### 3 结果与讨论

利用 GRVLO 给出的胶子分布函数和推广的  $x$  重标度模型, 计算了  $p + \text{Fe} \rightarrow J/\psi + \gamma + X$  过程的微分截面  $\frac{d\sigma}{dp_T d\theta} \Big|_{\theta=\pi/2}$  和  $\frac{d\sigma}{dp_T}$  在  $\sqrt{s} = 43\text{GeV}$  时的  $p_T$  分布. 计算中对色单态的贡献和加入色八重态的贡献分别作了计算, 结果见图 1 和图 2, 其中实线是色单态的贡献; 短横线是加入了  ${}^1 S_0^{(8)}$  态饱和时的色八重态的贡献; 虚线是加入了  ${}^3 P_j^{(8)}$  态饱和时的色八重态的贡献. 从图中可以看出: 加入了色八重态的贡献后, 色八重态的贡献随  $p_T$  的增大而增大, 而且随着  $p_T$  的增大色单态的微分截面与色八重态的微分截面偏离越大. 色八重态的贡献随  $p_T$  的增大而增大. 如果建立在 NRQCD 基础上的重夸克偶素的产生机制正确: 未来的实验结果应该分布在图中虚线与短虚线中间的区域. 因此, 我们的理论计算结果与未来的实验结果比较, 可以对重夸克偶素的产生机制进行检验.

总之, 本文利用推广的  $x$  重标度模型给出的胶子分布函数计算并讨论了重夸克偶素的色八重态产生机制在  $p + \text{Fe} \rightarrow J/\psi + \gamma + X$  过程中对大  $p_T$  的协同  $J/\psi + \gamma$  产生的影响, 结果表明: 加入了色八重态的贡献后的计算结果比色单态模型的预言, 随着  $p_T$  的增大偏离程度越大. 利用计算给出的  $\sqrt{s} = 43\text{GeV}$  下  $p - \text{Fe}$  碰撞大  $p_T$  的  $J/\psi + \gamma$  协同产生过程的微

分截面  $\left. \frac{d\sigma}{dp_T d\theta} \right|_{\theta=\pi/2}$  和  $\frac{d\sigma}{dp_T}$  与未来实验数据的比较, 可以对重夸克偶素的色八重态产生机制进行检验.

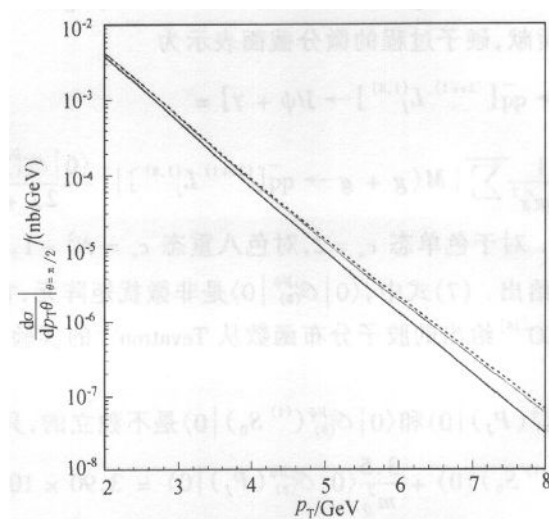


图 1  $p + \text{Fe} \rightarrow J/\psi + \gamma + X$  过程的微分截面  $\left. \frac{d\sigma}{dp_T d\theta} \right|_{\theta=\pi/2}$  在  $\sqrt{s} = 43 \text{ GeV}$  时的  $p_T$  分布

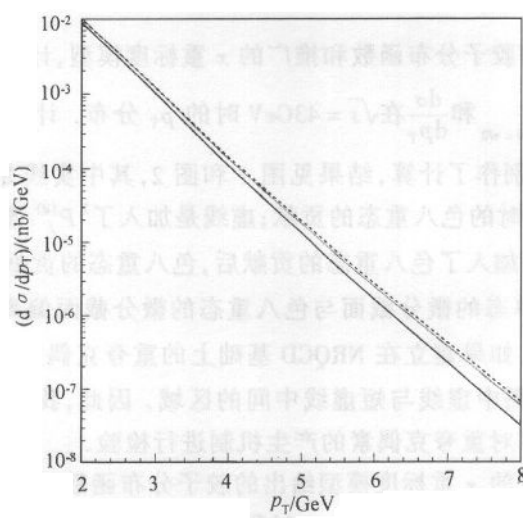


图 2  $p + \text{Fe} \rightarrow J/\psi + \gamma + X$  过程的微分截面  $\frac{d\sigma}{dp_T}$  在  $\sqrt{s} = 43 \text{ GeV}$  时的  $p_T$  分布

## 参考文献 (References)

- 1 Baier R, Rukel R. *Z. Phys.*, 1983, **C19**:251
- 2 Albajar C et al(UA1 Collaboration). *Phys. Lett.*, 1991, **B256**:112
- 3 Abe F et al (UA1 Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **79**:572
- 4 CDF Collaboration, Mangano M. In: Proceedings of the 27th International Conferened High Energy Physics
- 5 Braaten E, Yuan T C. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**:1673
- 6 CDF Collaboration, Abeetal F. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**:2698
- 7 Braaten E, Fleming S. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**:1327
- 8 Bodwin G T, braaten E, Lepage G P. *Phys. Rev.*, 1995, **D51**:1125
- 9 Caswell W E, Lepage G P. *Phys. Lett.*, 1986, **B167**:473
- 10 EMC, Ashman J et al. *Z. Phys.*, 1993, **C57**:221
- 11 EMC Aubert J J et al. *Phys. Lett.*, 1980, **B123**:275
- 12 LI G L, CAO Z J, ZHONG C S. *Nucl. Phys.*, 1990, **B509**:637; LI G L, LIU K F, Brown G E. *Phys. Lett.*, 1988, **B213**:531;  
DUAN Chun-Gui et al. *Commun. Theor. Phys.*, 1989, **30**:73
- 13 Leibovich A K. hep-ph/0008236, 22 Aug 2000
- 14 Ko P, Lee J, Song H S. *Phys. Rev.*, 1996, **D54**:4312
- 15 Berger E L, Jones D. *Phys. Rev.*, 1981, **D23**:1512
- 16 Glück M, Reya E, Vogt A. *Z. Phys.*, 1995, **C67**:433
- 17 Beneke M, Krämer M. *Phys. Rev.*, 1997, **D55**:5269

Influence of Color-Octet States to Associate  $J/\psi + \gamma$  Production \*YAN Zhan-Yuan<sup>1</sup> DUAN Chun-Gui<sup>2</sup> HE Zhen-Min<sup>2</sup><sup>1</sup> ( Department of Physics, Northchina Electric Power University, Baoding 071003, China )<sup>2</sup> ( Department of Physics, Hebei Teachers' University, Shijiazhuang 050016, China )

**Abstract** Using the parton distribution functions of Fe given by the extended  $x$ -rescaling model, the influence of heavy quarkonium production mechanism to associate  $J/\psi$  and  $\gamma$  production in high energy proton-iron collisions is discenssed. The results show that the contribution of the color-octet states should not be ignored. Furthermore, we predict the differential cross section of associate  $J/\psi$  and  $\gamma$ . Comparing our theoretical results with the future experiment data, the heavy quarkonium production mechanism can be examined.

**Key words** heavy quarkonium, color-octet, NRQCD, extended  $x$ -rescaling model

---

Received 2 January 2001

\* Supported by NSFC and Natural Science Foundation of Hebei Province