

## p-A Drell-Yan 过程中的核效应\*

乔秀梅<sup>1</sup> 段春贵<sup>1</sup> 厉光烈<sup>2,3</sup>

1 (河北师范大学物理系 石家庄 050016)

2 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

3 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

**摘要** 利用色偶极模型,在靶静止系中计算了 800GeV 质子与原子核碰撞的 Drell-Yan 过程的微分截面,并与 E772 实验结果进行了比较. 结果发现:不考虑能量损失,只计及 p-A 碰撞中的核遮蔽效应,理论计算就与实验数据甚好符合.

**关键词** Drell-Yan 过程 色偶极模型 核遮蔽效应

### 1 引言

高能强子-强子碰撞产生大质量轻子对的现象首先是 Christensen 等在实验上发现的<sup>[1]</sup>. 1970 年 Drell 和 Yan<sup>[2]</sup>在朴素部分子模型的基础上首先对这一过程中轻子对的产生机制给予了解释,他们认为,上述过程是分别来自入射强子中的夸克(反夸克)与靶强子中的反夸克(夸克)湮没成为一类时虚光子,然后虚光子再衰变为轻子对,后来人们称这一过程为 Drell-Yan 过程,其费曼图如图 1 所示. 这样 Drell-Yan 过程的部分子模型反应截面可表示为:

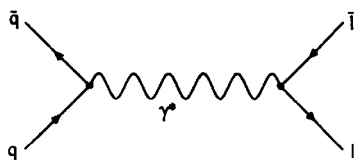


图 1

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{3} \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3M} \sum_f Z_f^2 [q_f(x_1)\bar{q}_f(x_2) + q_f(x_2)q_f(x_1)], \quad (1)$$

式中  $\frac{1}{3}$  是考虑到只有相反颜色的夸克-反夸克对(qq)才能湮没为虚光子,  $M$  为轻子对的不变质量,  $Z_f$  为夸克所带的电荷,  $x_{1(2)}$  分别为夸克(反夸克)携带的强子的动量分数,且满足:

$$x_1 x_2 = M^2/s, \quad (2)$$

$$x_1 - x_2 = x_F, \quad (3)$$

$x_F$  是费曼变量,  $q_f(x)$  为在强子中纵向动量分数为  $x$  的味道为  $f$  的夸克的分布函数,与此

2001-12-10 收稿

\* 国家重点基础研究发展规划项目(G20000774),中国科学院知识创新工程重要方向性项目(KJ951-A1-02),国家自然科学基金(19835010,19973002,10175074)和河北省自然科学基金(100144)资助

类似,  $q_f(x)$  为在强子中纵向动量分数为  $x$  的味道为  $f$  的反夸克的分布函数. 一方面人们发现实验测得的轻子对生成截面约为 Drell-Yan 模型预言的两倍, 必须引入  $K \sim 2$  因子才能与实验符合, 并且  $K$  对  $x_f$  和  $M^2$  也有弱的依赖性, 表示 QCD 对 Drell-Yan 反应截面的高阶修正; 另一方面, Drell-Yan 过程没有考虑入射强子或靶强子内部分子间的相互作用, 从而无法理解生成轻子对具有大的横向动量的实验事实. 虽然在考虑 QCD 高阶修正的基础上才能对 Drell-Yan 过程中反应截面的横动量分布予以解释, 但是以部分子模型为基础得到的 Drell-Yan 过程截面的横动量分布并不十分可靠.

最近 Kopelivoch<sup>[3]</sup> 等提出, 在靶静止系中, 可以把 Drell-Yan 过程看成是一切致辐射的过程, 而不是正反夸克对的湮没(如图 2), 入射强子中的夸克(反夸克)在靶色场中散射, 辐射出一个大质量的虚光子, 然后虚光子衰变为轻子对. 当然虚光子的辐射可以发生在夸克碰撞之前, 也可以发生在碰撞之后, 图 2 仅给出了第二种情况. 在靶静止系中描述 Drell-

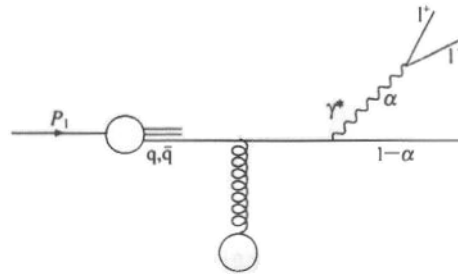


图 2

Yan 过程的一个突出特点是, Drell-Yan 过程的反应截面以及截面的横动量分布都可借助于一个夸克-反夸克对与一个核子(或原子核)的相互作用的色偶极截面来表示, 采用这种图像(色偶极模型)描述 Drell-Yan 过程不需引入部分子模型中描述 QCD 修正的  $K$  因子, 另外, 计算该反应过程的截面的横动量分布也可十分容易地实现. 然而, 由于色偶极截面在目前情况下并不能从理论上严格地计算出来, 所以, 只有通过不同强子-强子(原子核)碰撞轻子对的产生过程进行比较, 才能检验用色偶极模型描述 Drell-Yan 过程的适用性.

本文在靶静止系中用色偶极模型, 计算了 800 GeV 的入射质子与原子核碰撞 Drell-Yan 过程的微分截面, 并与 E772 实验<sup>[4]</sup> 进行比较, 发现, 只考虑 p-A 碰撞中的核效应即遮蔽效应, 就可以与实验符合很好, 这表明核 Drell-Yan 过程也可用色偶极模型进行描写.

## 2 色偶极模型

在质子上散射的夸克辐射出一个虚光子的截面可以写成光锥因子化的形式<sup>[5]</sup>:

$$\frac{d\sigma(qp \rightarrow \gamma^* X)}{d\ln\alpha} = \int d^2\rho |\Psi_{\gamma^*q}^{T,L}(\alpha, \rho)|^2 \sigma_{\text{q}}(a\rho), \quad (4)$$

其中  $\alpha$  是光子携带的入射质子的动量分数,  $\sigma_{\text{q}}(a\rho)$  为  $q\bar{q}$  偶极子在质子上散射截面,  $\rho$  为夸克-虚光子的横向距离, 另外,

$$|\Psi_{\gamma^*q}^{T,L}|^2 = \frac{\alpha_{em}}{\pi^2} (m_f^2 a^4 K_0^2(\eta\rho) + [1 + (1-\alpha)^2] \eta^2 K_1^2(\eta\rho)), \quad (5)$$

$$|\Psi_{\gamma^*q}^{L,T}|^2 = \frac{2\alpha_{em}}{\pi^2} M^2 (1-\alpha)^2 K_0^2(\eta\rho), \quad (6)$$

分别表示产生横向和纵向极化的虚光子的光锥波函数的模方.  $K_0, K_1$  为零阶和一阶贝塞尔函数,

$$\eta^2 = M^2(1 - \alpha)^2 + \alpha^2 m_f^2, \quad (7)$$

$m_f$  为夸克质量, 取  $m_f = 0.2 \text{ GeV}$ .

对于(4)式中的偶极截面  $\sigma_{\text{qf}}$ , 目前知之甚少, 只有当  $\rho$  很小时, 它才能表为胶子密度的函数, 然而现在已经给出了几种没有考虑胶子密度的 QCD 演化的参数化的偶极截面, 它可以描述  $\sigma_{\text{qf}}(\alpha\rho)$ . 在计算时, 选取文献[6]中的形式, 即

$$\sigma_{\text{qf}}^N(\rho, s) = \sigma_0(s) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\rho^2}{r_0^2(s)}\right) \right], \quad r_0(s) = 0.88 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-0.14} \text{ fm}, \quad s_0 = 1000 \text{ GeV}^2$$

$$\sigma_0 = \sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}}(s) \left( 1 + \frac{3r_0^2(s)}{8\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle_\pi} \right), \quad \sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}}(s) = 23.6 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.08} \text{ mb}, \quad \langle r_{\text{ch}}^2 \rangle = 0.44 \text{ fm}^2$$

$\rho$  为正反夸克之间的横向距离, 当  $\rho$  趋于零时,  $\sigma_{\text{qf}}^N(s, \rho)$  正比  $\rho^2$ , 当  $\rho$  很大时, 指数性地趋于一常数.

于是质子-质子散射的 Drell-Yan 过程的微分截面可写为

$$\frac{d^2\sigma^{\text{pp}}}{dx_F dM^2} = \frac{\alpha_{\text{em}}}{(x_1 + x_2)} \frac{1}{6\pi M^2} \int_{x_1} \frac{d\alpha}{\alpha} F_2^p\left(\frac{x_1}{\alpha}\right) \frac{d\sigma(\text{qp} \rightarrow \text{q}\gamma^* \text{p})}{\ln\alpha},$$

其中  $F_2^p\left(\frac{x_1}{\alpha}\right)$  为质子的结构函数.

质子与原子核散射时, 由于入射夸克要在原子核中多次碰撞, 从而引起干涉现象, 导致 p-A 碰撞 Drell-Yan 过程中的核遮蔽效应. 由于在不同的纵坐标  $z_1$  和  $z_2$  两处辐射的光子是彼此不独立的, 这样就会有干涉效应发生. 当纵向距离  $z_2 - z_1$  小于所谓的干涉长度时, 会产生遮蔽效应, 当纵向距离  $z_2 - z_1$  大于干涉长度时, 虚光子互相独立, 观察不到遮蔽效应. 由不确定度关系得到干涉长度为

$$l_c = \frac{2E_q \alpha(1 - \alpha)}{(1 - \alpha)M^2 + (\alpha m_f)^2 + k_T^2}, \quad (10)$$

$E_q$  为入射夸克的能量,  $k_T^2$  为夸克虚光子波动的横动量.

由(10)式知, 当入射夸克能量很高时, 干涉长度可以远远大于核子的半径, 散射过程表现出很强的遮蔽效应, 与 Glauber 理论相似, 文献[8]发展了格林函数方法来处理入射夸克在原子核中的多次散射项的求和以及干涉长度, 按此方法, 得到夸克与原子核散射辐射出虚光子的微分截面为

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\text{qA} \rightarrow \gamma^* \text{X})}{d\ln\alpha} &= A \frac{d\sigma(\text{qp} \rightarrow \gamma^* \text{X})}{d\ln\alpha} - \frac{1}{2} \text{Re} \int d^2 b \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{z_1}^{\infty} dz_2 \int d^2 \rho_1 \int d^2 \rho_2 \times \\ & \quad [ \Psi_{\gamma^* \text{q}}(\alpha, \rho_2) ]^* \rho_A(b, z_2) \sigma_{\text{qf}}(x_2, \alpha\rho_2) G(\rho_2, z_2 | \rho_1, z_1) \times \\ & \quad \rho_A(b, z_1) \sigma_{\text{qf}}(x_2, \alpha\rho_1) \Psi_{\gamma^* \text{q}}(\alpha, \rho_1). \end{aligned} \quad (11)$$

这里, 第一项为夸克-质子碰撞 Drell-Yan 过程的微分截面的  $A$  倍,  $A$  为原子核的质量数, 第二项就是核遮蔽修正项,  $b$  为碰撞参数,  $\rho_A(b, z)$  为原子核密度, 格林函数  $G(\rho_2, z_2 | \rho_1, z_1)$  描述横向距离为  $\rho_1$  的夸克对从  $z_1$  演化到  $z_2$ , 其横向距离变为  $\rho_2$  的夸克对的过程, 它

满足以下二维薛定谔方程:

$$\left[ i \frac{\partial}{\partial z_2} + \frac{\Delta_{\perp}(\boldsymbol{\rho}_2) - \eta^2}{2E_q \alpha(1-\alpha)} + \frac{i}{2} \rho_A(b, z_2) \sigma_{\text{q}}(x_2, \alpha \boldsymbol{\rho}_2) \right] G(\boldsymbol{\rho}_2, z_2 | \boldsymbol{\rho}_1, z_1) = i \delta(z_2 - z_1) \delta^{(2)}(\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}_1), \quad (12)$$

其中  $\Delta_{\perp}$  为二维拉普拉斯算符, 它作用于二维横向距离  $\boldsymbol{\rho}_2$  上. 当  $l_c$  趋于无穷时, 若只考虑二次散射项, (12) 式左边第二项趋于零, 由  $G(\boldsymbol{\rho}_2, z_2 | \boldsymbol{\rho}_1, z_1) \propto \delta^{(2)}(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)$  表明在很高能量下, 正反夸克对在穿过原子核的过程中, 其横向距离不变, 此时  $q\bar{q}$  态是相互作用的本征态, 由于 (11) 式中有  $\delta$  函数, 所以 (11) 式可以积掉一个对  $\rho$  的积分, 成为

$$\left( \frac{d\sigma(qA \rightarrow \gamma^* X)}{d \ln \alpha} \right)_{l_c \rightarrow \infty} = 2 \int d^2 \rho |\Psi_{\gamma^* q}(\alpha, \rho)|^2 \int d^2 b \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\sigma_{\text{q}}^N(x_2, \rho)}{2} T(b)\right) \right], \quad (13)$$

其中  $T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(b, z)$ , 为厚度函数.

然而, 多数实验数据不满足  $l_c \rightarrow \infty$  的条件, 必须考虑干涉长度有限的情况, 此时, 夸克-反夸克对的横向距离在原子核中传播时发生了改变. 为了得出 (12) 式中格林函数的解, 我们在 (12) 式中取偶极截面最简单的形式, 即

$$\sigma(\rho) = c\rho^2, \quad (14)$$

$\sqrt{s} = 38.8 \text{ GeV}$  时,  $c = 3$ . 原子核密度取常数密度, 即

$$\rho_A(b, z) = 0.16 \theta(R^2 - b^2 - z^2) / \text{fm}^3, \quad (15)$$

这里  $R$  为原子核的半径,  $\theta(R^2 - b^2 - z^2)$  为阶跃函数,  $b$  为碰撞参数, 则格林函数为

$$G(\boldsymbol{\rho}_2, z_2 | \boldsymbol{\rho}_1, z_1) = \frac{a \exp(-i q_l \Delta z)}{2\pi \sinh(\omega \Delta z)} \exp\left(\frac{-a}{2} \left[ (\rho_1^2 + \rho_2^2) \coth(\omega \Delta z) - \frac{2\boldsymbol{\rho}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_2}{\sinh(\omega \Delta z)} \right]\right), \quad (16)$$

其中:  $a = (-1 + i) \sqrt{\rho_A E_q \alpha^3 (1-\alpha) c / 2}$ ,  $\omega = -(1 + i) \sqrt{\frac{\rho_A \alpha}{2E_q(1-\alpha)}}$ .

$\Delta z = z_2 - z_1$ ,  $q_l = \frac{\eta^2}{2E_q \alpha(1-\alpha)}$  为光子分裂为正反夸克对的最小纵向动量转移. 将 (16) 式代入 (11) 式可以得出在干涉长度有限的情况下, 夸克与原子核碰撞辐射虚光子的 Drell-Yan 微分截面. 要得到 p-A 碰撞的 Drell-Yan 过程的微分截面, 只需把已得到的夸克-原子核散射的微分截面嵌入质子环境中就可以了, 于是

$$\frac{d^2 \sigma^{\text{pA}}}{dx_1 dM^2} = \frac{\alpha_{\text{em}}}{(x_1 + x_2)} \frac{1}{3\pi M^2} \int_{x_1} \frac{d\alpha}{\alpha} F_2^p\left(\frac{x_1}{\alpha}\right) \frac{d\sigma(qA \rightarrow q\gamma^* p)}{\ln \alpha}. \quad (17)$$

### 3 结果与讨论

利用上面给出的方法, 计算了 800 GeV p-Fe, p-<sup>2</sup>H 碰撞的 Drell-Yan 微分截面之比随变量  $x_1$  在 4 个不同质量区间上的分布, 并与费米国家实验室 E772 组测量得到的实验数据

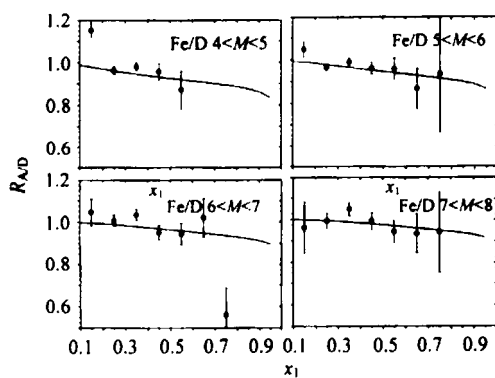


图 3 格林函数方法计算结果与实验结果的比较  
图中  $\sqrt{s} = 38.8 \text{ GeV}$ . 图中分别作出了铁与氘  
的截面比随  $x_1$  在不同质量区间的变化.

进行比较(如图 3 所示). 显然,用色偶极模型给出的结果与实验数据符合得很好.

值得注意的是,在上述计算过程中,格林函数的引入只是涉及到了入射粒子中夸克在原子核中多次散射的存在而导致的 p-A 碰撞核 Drell-Yan 过程的遮蔽效应(因为在 E772 实验的能区,  $x_2$  的值很小). 并没有引入入射粒子中的夸克在原子核中传播时的能量损失效应<sup>[9]</sup>. 因此,我们一方面要进一步在不同 Drell-Yan 过程中去检验色偶极模型的适用性,另一方面也要继续在理论和实验上去探索 p-A 碰撞的核 Drell-Yan 过程中的能量损失效应.

### 参考文献 (References)

- 1 Christensen J H et al. Phys. Rev. Lett., 1970, **25**:1523
- 2 Drell S, YAN T M. Phys. Rev. Lett., 1971, **25**:316
- 3 Kopeliovich B Z et al. hep-ph/0104155
- 4 Alde et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **64**:2479
- 5 Kopeliovich B Z, Raufeisen J, Tarasov A V. Phys. Lett., 2001, **B503**:91
- 6 Golec K. -Biernt, Wüsthoff M. Phys. Rev., 1999, **D59**:014017; Phys. Rev., 1999, **D60**:114023
- 7 Milsztajn A, Staude A, Teichert K-M et al. Z. Phys. C-Particle and Fields, 1991, **49**:527
- 8 Kopeliovich B Z, Schäfer A, Tarasov A V. Phys. Rev., 1999, **C59**:1609
- 9 DUAN Chun-Gui, WANG Hong-Min, LI Guang-Lie. Chin. Phys. Lett., 2002, **19**:485

## Nuclear Effect in p-A Drell-Yan Process

QIAO Xiu-Mei<sup>1</sup> DUAN Chun-Gui<sup>1</sup> LI Guang-Lie<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> (Physics Department, Hebei Teachers' University, Shijiazhuang 050016, China)

<sup>2</sup> (Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

<sup>3</sup> (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

**Abstract** By using color dipole model, the ratios of the p-A Drell-Yan cross section per nucleon for an 800 GeV proton beam incident on Fe and D targets are calculated in the target rest system. It is shown that our calculations can quite well fit the E772 data with considering the nuclear shadowing effect in p-A Drell-Yan process and without the energy loss effect in it.

**Key words** Drell-Yan process, color dipole model, nuclear shadowing effect

Received 10 December 2001

\* Supported by Major State Basic Research Development Program (G20000774), CAS Knowledge Innovation Project (KJ951-SW-N02), NSFC (19835010, 19673002, 10175074) and Natural Science Foundation of Hebei Province of China (100144)