

高能核 - 核碰撞 Drell-Yan 过程 K 因子常数性的研究*

侯召宇^{1,2} 郑乔³ 张本爱²

1(石家庄师范专科学校物理系 石家庄 050801)

2(中国工程物理研究院北京研究生部 北京 100088)

3(石家庄铁道学院数理部 石家庄 050043)

摘要 在 高能核 - 核碰撞 Drell-Yan 过程考虑湮没项和康普顿散射项的基础上, 利用双重 Q^2 重标度模型, 分别计算了碳、钙、铁、锡与其自身的核 - 核碰撞. 结果表明, 对于不同的 x_1 值, K 因子随 x_2 的变化很不相同; 同时, K 因子变化的幅度是随核素 A 不同而发生微弱变化的, 在特定的 x_1, x_2 取值有限范围内它不能近似取为常数. 计算结果与实验的对比是对所用模型及 QCD 理论适用性的一种检验.

关键词 K 因子 Drell-Yan 过程 双重 Q^2 重标度模型

1 引言

在对 Drell-Yan(DY)过程^[1]的研究中, 随着量子色动力学(QCD)研究的深入^[2], 有多种方案对 DY 过程反应截面进行了计算研究, 考察 QCD 高级修正. 所谓 K 因子^[3,4], 就是 DY 过程总截面值与朴素 DY 截面的比值^[5]. DY 过程的总截面可以表示成 K 因子乘以朴素 DY 截面, K 因子也就成为 DY 唯象学中一个重要的物理量. 人们以前认为 DY 过程的 K 因子为一个近似的常数^[6], 然而, 当涉及到原子核做靶的 DY 散射时, 特别是入射粒子也为原子核时, 就必须考虑核效应对 K 因子的影响, 这是因为不同种类的部分子受到核效应影响是不同的. 虽然十几年来, 国内外一些学者对自由核子做靶时的 K 因子进行了相当深入的研究^[7,8], 讨论了用质子 p 撞击原子核靶^[9]的情况, 但至今欠缺对核 - 核碰撞的 K 因子问题做出的研究.

用核 A 做靶用同种核 A 进行轰击, 比起高能物理实验中质子 - 质子碰撞的微分散射截面大得多, 因此有许多测量上的优势. 作为一种尝试, 我们选用 A-A 碰撞的模型理论, 通过选取不同入射核子的 x_1 值, 在 高能核 - 核碰撞 Drell-Yan 过程考虑湮没项和康普顿散

2001-06-12 收稿

* 中国工程物理研究院博士基金资助

射项的基础上,利用双重 Q^2 重标度模型^[10],详细计算了 C-C, Ca-Ca, Fe-Fe 和 Sn-Sn 碰撞下的 K 因子随 x_1 的变化. 在计算中,自由核子中的分布函数是采用 M. Glück 等人做出的拟合结果^[11].

2 A-A 碰撞 Drell-Yan 过程 K 因子

高能重离子碰撞实际上归结为来自两个核的成分粒子之间的碰撞,因而包含复杂的反应过程. 就动量的转移情况而言,若成分粒子的动量是转移给少数几个末态粒子,则这类反应为硬过程. 如在高能重离子碰撞中有关产生双轻子、直接光子以及 J/ψ 粒子的过程. 若成分粒子的动量是转移给较多的末态强子,则称为反应为软过程(图 1). 由于硬过程是大动量转移过程,按照 QCD 的渐进自由性质,硬过程原则上都可以用微扰 QCD 来解释.

首先看轻子对产生(图 2)的 Drell-Yan 模型的一级修正. 这一修正来自于图 3 的湮没图,包括顶角修正图(虚胶子图)如图 3(a),以及胶子产生图如图 3(b),(c)和图 4 的康普顿散射图. 由此, Drell-Yan 过程的反应截面公式就在朴素 Drell-Yan 过程截面的基础上增加两个修正项,即湮没项(Ann)和康普顿散射项(C).

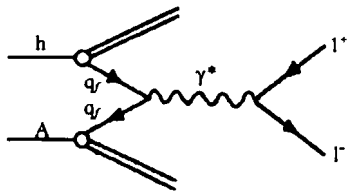


图 1 Drell-Yan 过程

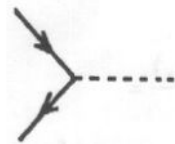


图 2 Drell-Yan 模型的一级修正

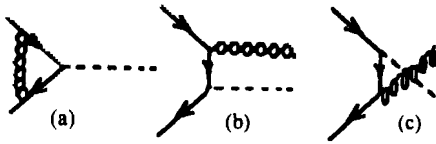


图 3 湮没图

(a) 顶角修正图(虚胶子图);(b),(c)胶子产生图.

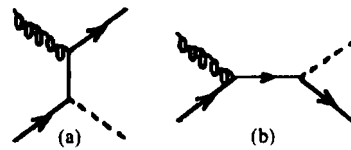


图 4 康普顿散射图

计算到 α_s 级, QCD 修正的 Drell-Yan 微分截面^[6]为

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{d\sigma^{DY}}{dx_1 dx_2} + \frac{d\sigma^{Ann}}{dx_1 dx_2} + \frac{d\sigma^C}{dx_1 dx_2}, \quad (1)$$

具体地

$$\frac{d\sigma^i}{dx_1 dx_2} = \int_{x_1}^1 dt_1 \int_{x_2}^1 dt_2 \left[\frac{d\hat{\sigma}^i(t_1, t_2)}{dx_1 dx_2} Q^i(t_1, t_2) + \frac{d\hat{\sigma}^i(t_2, t_1)}{dx_1 dx_2} \tilde{Q}^i(t_1, t_2) \right], \quad (2)$$

上式中的 x_1, x_2 分别表示夸克(反夸克)或胶子携带的入射核子和靶核子的动量分数(只

考虑了纵向动量, 因为 Drell-Yan 过程中横向动量与纵向动量比很小), t_1, t_2 是相应的随机变量. $i = \text{DY}, \text{Ann}$ 或 C 表示有贡献的三项. $\frac{d\hat{\sigma}^i(t_1, t_2)}{dx_1 dx_2}$ 表示各项子过程微分截面, $Q^i(t_1, t_2)$ 是与 3 个过程相对应的碰撞核子内夸克(反夸克)和胶子的分布函数的组合. x_1, x_2 的值可确定如下

$$x_1 = \sqrt{\tau} e^y, \quad x_2 = \sqrt{\tau} e^{-y}, \quad (3)$$

$$x_1 x_2 = \tau = Q^2/S = M^2/S, \quad (4)$$

y 为轻子对的快度(rapidity), M^2 为轻子对不变质量的平方, \sqrt{S} 为入射核子和靶核子的质量中心系能量; 如果轻子对是朴素 Drell-Yan 机制产生的, 显然 x_1, x_2 表示的物理意义如前. 一般情况下, 来自自由核子的夸克(反夸克)或胶子的动量分数不等于 x_1, x_2 , 此时 x_1, x_2 应是湮没成 γ^* 的夸克与反夸克携带的入射核子和靶核的动量分数.

3 个子过程微分截面 $\frac{d\hat{\sigma}^i(t_1, t_2)}{dx_1 dx_2}$ 描述如下.

1-1 子过程的贡献

$$\frac{d\hat{\sigma}^{\text{DY}}(t_1, t_2)}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9Q^2} \delta(t_1 - x_1) \delta(t_2 - x_2),$$

湮没项的贡献

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}^{\text{Ann}}(t_1, t_2)}{dx_1 dx_2} = & \frac{1}{2} B \delta(t_1 - x_1) \delta(t_2 - x_2) \left[1 + \frac{5}{3} \pi^2 - \frac{3}{2} \ln \frac{x_1 x_2}{(1-x_1)(1-x_2)} + 2 \ln \frac{x_1}{(1-x_1)} \ln \frac{x_2}{(1-x_2)} \right] + \\ & \frac{1}{2} B \delta(t_2 - x_2) \left[\frac{t_1^2 + x_1^2}{t_1^2 (t_1 - x_1)_+} \ln \frac{2x_1(1-x_2)}{x_2(t_1+x_1)} + \frac{3}{2(t_1-x_1)_+} - \frac{2}{t_1} - \frac{3x_1}{t_1^2} \right] + \\ & (1 \leftrightarrow 2) + B \left[\frac{G^{\text{Ann}}(t_1, t_2)}{[(t_1-x_1)(t_2-x_2)]_+} + H^{\text{Ann}}(t_1, t_2) \right], \end{aligned}$$

式中的第三项为第二项的角标 1-2 交换项, 函数 $G^{\text{Ann}}(t_1, t_2)$ 和 $H^{\text{Ann}}(t_1, t_2)$ 分别为

$$G^{\text{Ann}}(t_1, t_2) = \frac{(\tau + t_1 t_2) [\tau^2 + (t_1 t_2)^2]}{(t_1 t_2)^2 (t_1 + x_1)(t_2 + x_2)},$$

$$H^{\text{Ann}}(t_1, t_2) = \frac{-2\tau(\tau + t_1 t_2)}{t_1 t_2 (t_1 x_2 + t_2 x_1)^2},$$

(6) 式中因子 $1/(t_1 - x_1)_+$ 对 t_1 积分后有如下性质:

$$\int_{x_1}^1 dt_1 \frac{f(t_1)}{(t_1 - x_1)_+} = \int_{x_1}^1 dt_1 \frac{f(t_1) - f(x_1)}{t_1 - x_1}, \quad (9)$$

由此, 显然在(6)式中的 $\frac{3}{2(t_1 - x_1)_+}$ 对 t_1 积分后贡献为零. 相似地, $1/[(t_1 - x_1)(t_2 - x_2)]_+$ 对 t_1, t_2 积分后亦有下述性质:

$$\int_{x_1}^1 dt_1 \int_{x_2}^1 dt_2 \frac{f(t_1, t_2)}{[(t_1 - x_1)(t_2 - x_2)]_+} = \iint \frac{dt_1 dt_2 [f(t_1, t_2) - f(t_1, x_2) - f(x_1, t_2) + f(x_1, x_2)]}{(t_1 - x_1)(t_2 - x_2)}, \quad (10)$$

(6)式中的常数 B 为

$$B = \frac{16\alpha^2 \alpha_s(Q^2)}{27Q^2}, \quad (11)$$

其中 $\alpha_s(Q^2)$ 为强作用耦合常数^[12]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2f)\ln(Q^2/\Lambda^2)} \left\{ 1 - \frac{6(153 - 19f)}{(33 - 2f)^2} \frac{\ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)]}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} \right\}, \quad (12)$$

f 为强子内夸克味道数, 对于自由核子取 $f = 3$, 在 QCD 领头阶近似的条件下取 $\Lambda = 232\text{MeV}$.

康普顿散射项的贡献

$$\frac{d\hat{\sigma}^C}{dx_1 dx_2} = \frac{3}{8} B \delta(t_2 - x_2) \left[\frac{x_1^2 + (t_1 - x_1)^2}{2t_1^3} \ln \frac{2x_1(1 - x_2)}{x_2(t_1 + x_1)} + \frac{1}{2t_1} - \frac{3x_1(t_1 - x_1)}{t_1^3} \right] + \frac{3}{8} B \left[\frac{G^C(t_1, t_2)}{(t_2 - x_2)_+} + H^C(t_1, t_2) \right], \quad (13)$$

(13)式中函数 $G^C(t_1, t_2)$ 和 $H^C(t_1, t_2)$ 分别为

$$G^C(t_1, t_2) = \frac{x_2(\tau + t_1 t_2) [\tau^2 + (\tau - t_1 t_2)^2]}{t_1^3 t_2^2 (t_1 x_2 + t_2 x_1)(t_2 + x_2)}, \quad (14)$$

$$H^C(t_1, t_2) = \frac{\tau(\tau + t_1 t_2) [t_1 t_2^2 x_1 + \tau(t_1 x_2 + 2t_2 x_1)]}{(t_1 t_2)^2 (t_1 x_2 + t_2 x_1)^3}. \quad (15)$$

于是 $d\sigma^C/dx_1 x_2$ 表示成

$$\frac{d\sigma^C}{dx_1 dx_2} = \int_{x_1}^1 dt_1 \int_{x_2}^1 dt_2 \frac{d\hat{\sigma}^C}{dx_1 dx_2} Q^C(t_1, t_2) + (1 \leftrightarrow 2), \quad (16)$$

为了更直观地表现出修正项的贡献, 把 K 因子定义^[6] 为

$$K \text{ 因子} = \frac{\text{朴素 Drell-Yan 截面} + \text{QCD 修正项}}{\text{朴素 Drell-Yan 截面}}. \quad (17)$$

对于入射强子为核子, 靶也为核子的 Drell-Yan 过程, K 因子可具体表示为

$$K(x_1, x_2) = \left(\frac{d\sigma^{\text{DY}}}{dx_1 dx_2} + \frac{d\sigma^{\text{Ann}}}{dx_1 dx_2} + \frac{d\sigma^C}{dx_1 dx_2} \right) \left(\frac{d\sigma^{\text{DY}}}{dx_1 dx_2} \right)^{-1}, \quad (18)$$

此时 x_1 为来自束缚核子的夸克(反夸克)或胶子所携带束缚核子平均动量的分数, x_2 为参与湮没成 γ^* 的部分子所携带束缚核子平均动量分数.

对于 A-A 碰撞 Drell-Yan 过程, 导出 $Q_A^i(t_1, t_2)$ 的具体表示式为^[13]

$$Q_A^{\text{DY}}(t_1, t_2) = Q_A^{\text{Ann}}(t_1, t_2) = \sum_f e_f^2 q_f(t_1, Q^2) \bar{q}_f(t_2, Q^2) =$$

$$\frac{1}{9} \left\{ 4 \left[\frac{Z_1}{A_1} u_v^1 + \left(1 - \frac{Z_1}{A_1} \right) d_v^1 + u_s^1 \right] \bar{u}_s^2 + \left[\frac{Z_1}{A_1} d_v^1 + \left(1 - \frac{Z_1}{A_1} \right) u_v^1 + d_s^1 \right] \bar{d}_s^2 + s^1 \bar{s}^2 \right\},$$

$$\widehat{Q}_A^{\text{DY}}(t_1, t_2) = \widehat{Q}_A^{\text{Ann}}(t_1, t_2) = \sum_f e_f^2 \bar{q}_f(t_1, Q^2) q_f(t_2, Q^2) =$$

$$\frac{1}{9} \left\{ 4 \bar{u}_s^1 \left[\frac{Z_2}{A_2} u_v^2 + \left(1 - \frac{Z_2}{A_2} \right) d_v^2 + u_s^2 \right] + \bar{d}_s^1 \left[\frac{Z_2}{A_2} d_v^2 + \left(1 - \frac{Z_2}{A_2} \right) u_v^2 + d_s^2 \right] + \bar{s}^2 s^1 \right\}, \quad (20)$$

$$Q_A^{\text{C}}(t_1, t_2) = \sum_f e_f^2 g(t_1, Q^2) [q_f(t_2, Q^2) + \bar{q}_f(t_2, Q^2)] =$$

$$\frac{1}{9} g^1 \left\{ 4 \left[\frac{Z_2}{A_2} u_v^2 + \left(1 - \frac{Z_2}{A_2} \right) d_v^2 + u_s^2 + \bar{u}_s^2 \right] + \right.$$

$$\left. \left[\frac{Z_2}{A_2} d_v^2 + \left(1 - \frac{Z_2}{A_2} \right) u_v^2 + d_s^2 + \bar{d}_s^2 \right] + s^2 + \bar{s}^2 \right\},$$

$$\tilde{Q}_A^{\text{C}}(t_1, t_2) = \sum_f e_f^2 [q_f(t_1, Q^2) + \bar{q}_f(t_1, Q^2)] g(t_2, Q^2) =$$

$$\frac{1}{9} \left\{ 4 \left[\frac{Z_1}{A_1} u_v^1 + \left(1 - \frac{Z_1}{A_1} \right) d_v^1 + u_s^1 + \bar{u}_s^1 \right] + \right.$$

$$\left. \left[\frac{Z_1}{A_1} d_v^1 + \left(1 - \frac{Z_1}{A_1} \right) u_v^1 + d_s^1 + \bar{d}_s^1 \right] + s^1 + \bar{s}^1 \right\} g^2,$$

式中 $g(t_1, Q^2), g(t_2, Q^2)$ 为入射核子和靶核子内胶子的分布函数

3 计算结果与讨论

在 A-A 碰撞 D-Y 过程 K 因子的计算过程中,关于束缚核子中的部分子分布函数,我们采用了双重 Q^2 重标度模型^[10]. 这个模型在不引入核遮蔽因子的情况下相当好地解释了 1-A 深度非弹过程、P-A Drell-Yan 过程及 J/ψ 光生过程. 此模型对价夸克、海夸克和胶子分别引入不同的 Q^2 重标度参数 ξ_v, ξ_s 和 ξ_c . 因此,束缚核子中价夸克、海夸克和胶子的动量分布函数可分别表示为:

$$V^A(x, Q^2) = V^N(x, \xi_v Q^2), S^A(x, Q^2) = S^N(x, \xi_s Q^2),$$

$$G^A(x, Q^2) = G^N(x, \xi_c Q^2), \quad (23)$$

其中 3 个参数通过核动量守恒相联系,只有两个是独立的^[14]. 该模型根据实验信息学方法定出了 C, Ca, Fe, Sn 核的 ξ_v 值分别为 1.30, 1.35, 1.41, 1.57; ξ_s 值分别为 0.70, 0.67, 0.62, 0.45; ξ_c 值分别为 0.86, 0.81, 0.76, 0.58.

由计算结果画出的图形可以看出:对于不同能量的 C-C 核碰撞(图 5(a)),其变化的规律大体相同,但 K 值的大小不等;对于相同的能量(图 5(b),(c)),不同核素的核-核碰撞其变化的规律也大体相同,都不是一个固定的常数,近似呈一定斜率变化.

图 6 取横坐标为对数给出了 C, Ca, Fe, Sn 与其自身核碰撞在给定 $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$, x_1 分别等于 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 的计算结果. 从图中可以看出, K 因子在能量相同的情况

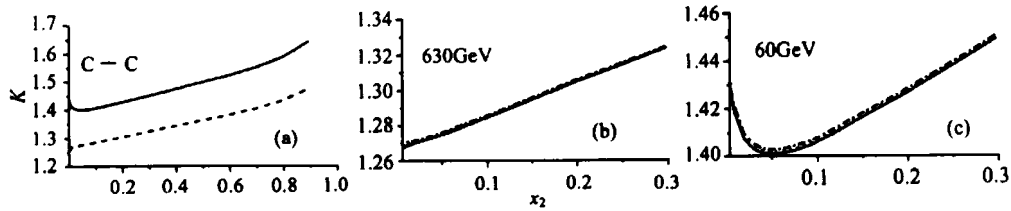


图 5 $\sqrt{s} = 60, 630\text{GeV}$ 时 K 因子随核素及能量的变化

(a) — 60GeV, - - - 630GeV; (b), (c) — C-C, - - - Ca-Ca, Fe-Fe, - · - · Sn-Sn.

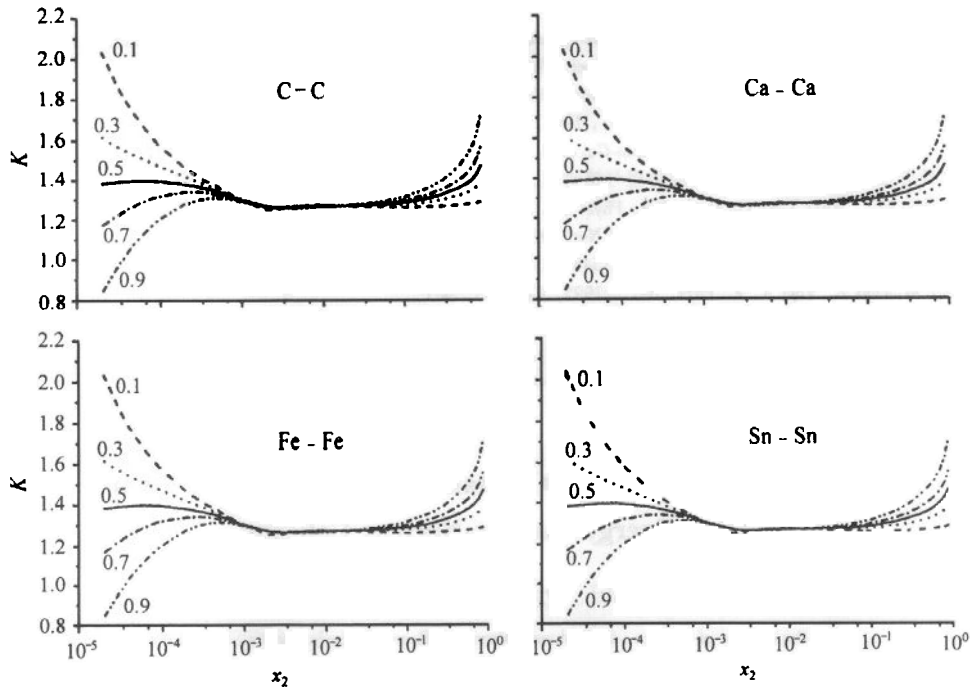


图 6 给定 $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$, x_1 分别等于 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 的 K 值结果

下,当 x_2 在 0.001 到 0.03 的区间,对应不同 x_1 值的 K 值曲线大体重合,且近似为一个常数. 在 x_2 小于 0.001 和大于 0.03 的两个区间,以 $x_1 = 0.5$ 为基准,入射粒子 $x_1 > 0.5$ 和 $x_1 < 0.5$ 的变化趋势截然不同. 在 $x_2 < 0.001$ 这个区间内,确实当 $x_1 < 0.5$ 时, x_1 的值越小 K 值越大,并且随着 x_2 的增加迅速减小;当 $x_1 > 0.5$ 时, x_1 值越大(比如 $x_1 = 0.9$), K 值反而越小,它随着 x_2 的变大迅速增加. 在 $x_2 > 0.03$ 这个区间内,当 $x_1 > 0.5$ 时, x_1 的值越大, K 值越大,并且随着 x_2 的变大迅速增大;而在此区间 x_1 值越小(比如 $x_1 = 0.1$) K 值也越小,同时它随着 x_2 的增加的程度迅速减小. 对于 $\sqrt{s} = 60\text{GeV}$ 我们也作了计算, K 值随 x_1, x_2 的变化情况基本相同.

总之,本工作计算结果表明, A-A 碰撞 D-Y 过程中 K 因子在特定的 x_1, x_2 取值有限范围内并不是一个常数,其非常数性的根源来自于高阶 QCD 修正. 因此,在处理 A-A 碰撞

D-Y 过程时,把 QCD 高阶修正一般地简单归结于一个常数 K 因子处理是欠妥的,宜认真地对各个具体过程作实际计算.

作者对河北师范大学物理系何祯民教授有益的讨论表示感谢.

参考文献 (References)

- 1 Drell S, YAN T. Phys. Rev. Lett., 1970, **25**:316
- 2 Altarelli G. Phys. Rep., 1982, **81**:1
- 3 Hamberg R, van Neerven W L, Matsuura T. Nucl. Phys., 1991, **B359**:343—405
- 4 van Neerven W L, Zijlstra E B. Nucl. Phys., 1992, **B382**:11—62
- 5 Kenyon I R. Rep. Prog. Phys., 1980, **45**:1261; Duke D W, Roberts R G. Phys. Rep., 1985, **120**:275
- 6 Kubar J, Bellac M L E, Meunier J L et al. Nucl. Phys., 1980, **B175**:251—275
- 7 Badier J, Boucrot J, Burgun G et al. Phys. Lett., 1979, **B89**:145—150
- 8 ZHU Wei, QIAN L, SHEN J G. Phys. Rev., 1991, **D44**:2762—2767
- 9 LIU Chun-Xiu, HE Zhen-Min, DUAN Chun-Gui et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2000, **24**:131—139 (in Chinese)
(刘春秀,何祯民,段春贵等.高能物理与核物理,2000,**24**:131—139)
- 10 HE Zhen-Min, YAO Xiao-Xia et al. Eur. Phys. J., 1998, **C4**:301;
YAO Xiao-Xia et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1997, **21**:548—553 (in Chinese)
(姚晓霞等.高能物理与核物理,1997,**21**:548—553)
- 11 Glück M,Reya E, Vogt A. Z. Phys. Rev., 1995, **C67**:433—447
- 12 Greiner W, Schäfer A. Quantum Chromodynamics. New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994. 286
- 13 HOU Zhao-Yu, ZHENG Qiao et al. Commun. Theor. Phys., 2000, **34**:377—380
- 14 LI Guang-Lie, CAO Z J, ZHONG C S. Nucl. Phys., 1990, **A509**:757

A Study on K -Factor's Constant for Drell-Yan Process in High Energy Nucleus-Nucleus Collision*

HOU Zhao-Yu^{1,2} ZHENG Qiao³ ZHANG Ben-Ai²

1(Department of Physics, Shijiazhuang Normal College, Shijiazhuang 050801, China)

2(Graduate School, Chinese Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

3(Department of Mathematics and Physics, Shijiazhuang Railway College, Shijiazhuang 050043, China)

Abstract The double Q^2 -rescaling model is used to calculate the variation of K -factor with x_2 when the nucleus A-nucleus A collision (for example, C, Ca, Fe, Sn) occurs at different values of x_1 , where x_1 and x_2 are momentum fraction variables. In this calculation, the contributions of annihilations and Compton scattering have been taken into account in the Drell-Yan process. The numerical results show that the plots of K -factor versus x_2 are somewhat dependent on the values of x_1 and that K -factor could not be regarded as a constant because it changes with A-nucleus to some extent. These results can be used to test the validity of the nucleus model and the adaptability of QCD theory.

Key words K -factor, Drell-Yan process, double Q^2 -rescaling model

Received 12 June 2001

* Supported by Doctor Foundation of Chinese Academy of Engineering Physics