

关于高能 $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 中 μ 对的横动量分布

彭宏安 邹国兴

(北京大学)

林仲金

(厦门大学)

摘 要

本文讨论了高能 $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 中 μ 对横动量 Q_T 谱和 $\langle Q_T^2 \rangle$ 随 Q^2 的变化。指出如果在 α_s 阶 QCD 的计算结果上再考虑价夸克-价夸克子过程中双夸克态的贡献,并假定初态部分子有通常估计的固有横动量 $\langle P_T \rangle \sim 0.3 \text{ GeV}/c$ 后,利用核子深度非弹实验得到的部分子分布函数,能使计算结果与实验数据有较好的符合。

一、引 言

关于 $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 反应中微扰 QCD 的预言结果与实验数据比较的情况^[1-4],大体说来是:所有对于虚光子 γ^* 的横动量 Q_T 积分后的微分截面,从 α_s 阶 QCD 并采用核子深度非弹实验得出的部分子分布函数得出的结果与实验数据都符合比较好;但当涉及 μ 对横动量 Q_T 谱或 $\langle Q_T^2 \rangle$ 对 M 的依赖时,计算值与实验数据明显地不符。这可从本文图 4 和图 5 看到。估计考虑 α_s 高阶效果后也不会有很大的改进^[5]。

迄今人们从不同的途径对这种情况作出了解释。一种是认为强子中初态部分子本来就较大的原始横动量,它的平均值 $\langle P_T \rangle$ 要比通常从夸克禁闭或从高能强作用现象中估计得的大很多。有人计算过^[6],在微扰 QCD 上再让 $\langle P_T \rangle \sim 0.7 \text{ GeV}/c$,就可以使以上矛盾得到解决,但却不能说明为什么强子中部分子有这么大的原始横动量。另一种^[7]是认为强子中除夸克外还有占一定比重的其他准束缚态(或子结构,如 π 介子)存在,并且在硬散射过程中,当 Q^2 处于一定范围内时,那些包含准束缚态(主要是 π 介子)的图形也很重要。而计算中则是将夸克和准束缚态放在同样的地位处理,即不再去考虑有光子辐射修正的 QCD 图形。这种考虑虽然与实验能符合较好,但需要假定核子内部有较大成份的荷电玻色型部分子存在,而这与深度非弹中 $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ 很小这一实验事实不相符。

我们认为在大质量轻子对产生(LPP)中,用部分子模型公式加上微扰 QCD 修正的

方法是适当的. 但还需要考虑到一些非微扰效应, 例如^[9]提到的核子内部在一定的 Q^2 范围内存在少量的双夸克准束缚态. 而对于 $H_1 + H_2 \rightarrow l\bar{l} + Z$ 的 LPP 讲, 则还可能出现新的效应. 将强子对应口袋来描述就最易说明. 上述反应是 H_1, H_2 这两个口袋对碰后“融合”成一个口袋, 末了再“碎裂”为与末态强子对应的许多新口袋. 在这种由融合再碎裂的过程中, 就可能存在单个口袋中不曾有过的新效应出现. 具体到 $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$, 经过分析, 我们认为在讨论 μ 对的 Q_T 谱和 $\langle Q_T^2 \rangle$ 时, 新的非微扰效应也许主要就是应考虑: 由价-价夸克在硬散射过程中形成的准束缚态. 它们对应图 3; 因此应该将它们的贡献加到微扰 QCD 的结果上去. 本文结尾时将要进一步阐明理由. 而当我们再假定初态部分子有合理的固有横动量值 $\langle P_T \rangle = 0.3 \text{ GeV}/c$ 后, 能使计算结果较好地符合实验数据.

二、运动学和截面表达式

运动学变量全由图 1 标志, 符号和图形都是通常了解的, 其中的小泡泡表明部分子硬散射过程. 以下假定 u, d 夸克质量和胶子的一样为零, 再假定高能时 (用 Fermilab $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 的数据, 是相应于 $P_L = 400 \text{ GeV}/c$ ^[11]) 初态强子质量和子过程双夸克 (diquark) 准束缚态的质量也可以忽略. 于是与此相应的运动学变量间的一些关系是

$$\left. \begin{aligned} s &= (P_1 + P_2)^2 = (k + Q)^2 \\ t &= (p_2 - Q)^2 = (p_1 - k)^2 \\ \hat{u} &= (p_1 - Q)^2 = (p_2 - k)^2 \\ s + t + \hat{u} &= Q^2 = M^2 \\ p_1^2 = p_2^2 = k^2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

照通常有:

$$p_1 = x_1 P_1, \quad p_2 = x_2 P_2, \quad S = (P_1 + P_2)^2, \quad \tau = \frac{Q^2}{S}, \quad x_T = \frac{2Q_T}{\sqrt{S}} \quad (2)$$

故(1)式可化为

$$s = x_1 x_2 S, \quad t = \frac{1}{2} S(\tau - x_1 x_2 + V), \quad \hat{u} = \frac{1}{2} S(\tau - x_1 x_2 - V). \quad (3)$$

其中

$$V^2 = (\tau - x_1 x_2)^2 - x_T^2 x_1 x_2. \quad (4)$$

如果定义

$$\tau_{\pm} = \frac{1}{4} (x_T \pm \bar{x}_T)^2, \quad \bar{x}_T = x_T^2 + 4\tau = \frac{4}{S} (Q_T^2 + Q^2),$$

则

$$V^2 = (x_1 x_2 - \tau_+)(x_1 x_2 - \tau_-). \quad (5)$$

对于 $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$, naive 部分子模型的贡献对应图 2(a). 当忽略初态核子中

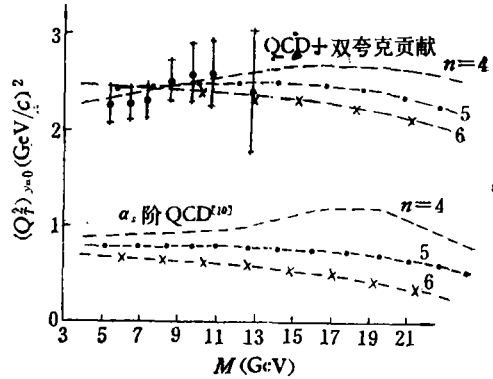


图 1 $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 过程硬散射

夸克、反夸克横动量时,其微分截面即熟知的 Drell-yan 公式^[1]:

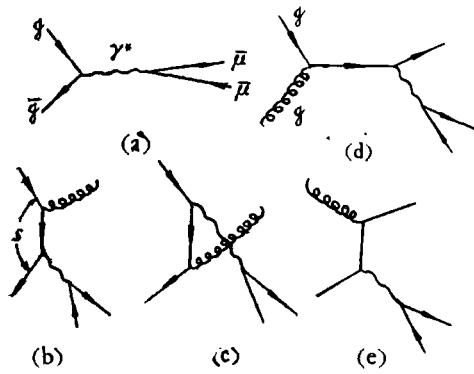


图2 $\alpha_s(Q^2)$ 阶 QCD 对立的子过程

$$\frac{d\sigma^{DY}}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2\tau}{9Q^4} \sum_{i=1}^f e_i^2 \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \times [f_{i/P}(x_1)\bar{f}_{i/N}(x_2) + \bar{f}_{i/P}(x_1)f_{i/N}(x_2)]\delta(x_1x_2 - \tau). \quad (6)$$

$$\frac{d\sigma^{DY}}{dQ^2 dx_F} = \frac{4\pi\alpha^2}{9Q^4} \frac{\tau}{\sqrt{x_F^2 + 4\tau}} \sum_{i=1}^f e_i^2 \int_0^1 dx_1 \times \int_0^1 dx_2 [f_{i/P}(x_1)\bar{f}_{i/N}(x_2) + \bar{f}_{i/P}(x_1)f_{i/N}(x_2)] \times \delta(x_1x_2 - \tau)\delta(x_F - (x_1 - x_2)) \quad (7)$$

这时有 $x_1 = \sqrt{\tau} e^y$, $x_2 = \sqrt{\tau} e^{-y}$, y 为初态强子质心系中轻子对的快度,故(7)式可改为更方便的形式:

$$\frac{d\sigma^{DY}}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{9Q^4} \tau \sum_{i=1}^f e_i^2 [f_{i/P}(\sqrt{\tau} e^y)\bar{f}_{i/N}(\sqrt{\tau} e^{-y}) + \bar{f}_{i/P}(\sqrt{\tau} e^y)f_{i/N}(\sqrt{\tau} e^{-y})]. \quad (8)$$

QCD 的 α_s 阶修正对应图 2(b-e) (当然还有对消掉软胶子发散和考虑夸克波函数重正化的虚胶子交换面,在此不具体画出). 图 2 的 (b) 和 (c) 是对应 $q_i + \bar{q}_i \rightarrow \mathcal{G} + \gamma^*$ 的湮没图,它们的微分截面是^[2]

$$\frac{d\hat{\sigma}^{q_i\bar{q}_i}}{d\hat{s}dQ^2} = \frac{8\alpha_s^2\alpha_i e_i^2}{27Q^2} \cdot \frac{1}{s^2} \cdot \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2 + 2Q^2\hat{s}}{\hat{u}}. \quad (9)$$

e_i 为味道量子数为 i 的夸克的电荷数值, $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ 为强作用耦合常数. 图 2 的 (d) 和 (e) 是 $q_i(\bar{q}_i) + \mathcal{G} \rightarrow q_i(\bar{q}_i) + \gamma^*$, 通常称为 Compton 图,它们的微分截面是

$$\frac{d\hat{\sigma}^{g\mathcal{G}}}{d\hat{s}dQ^2} = \frac{\alpha_s^2\alpha_i e_i^2}{9Q^2} \frac{1}{s^2} \left(\frac{\hat{s}}{(-\hat{u})} + \frac{(-\hat{u})}{\hat{s}} + \frac{2Q^2\hat{s}}{\hat{s}(-\hat{u})} \right). \quad (10)$$

利用(3)和(5)式,可将(9)和(10)改为以 Q^2 和 Q_T^2 为变量的微分截面,当然它们还是 x_1, x_2 和 S 的函数. 再与适当的部分子分布函数相乘并对 x_1, x_2 积分,就得出 α_s 阶 QCD 的 $\frac{d\sigma}{dQ^2 dQ_T^2}$ 修正项.

现有的关于横动量微分截面的实验多是测量初态强子质心系中轻子对的快度 $y = 0$ 值 $\left. \frac{d\sigma}{dQ^2 dQ_T^2 dy} \right|_{y=0}$, 为了与实验比较,就要求出 y 与 x_1, x_2 的关系式. 对应图 1 的一般子过程, Drell-yan 近似下的 $x_1 = \sqrt{\tau} e^y$, $x_2 = \sqrt{\tau} e^{-y}$ 不再成立,代替它们的是^[9]

$$\left. \begin{aligned} x_1x_2 + \tau - V &= x_1\bar{x}_T e^{-y} \\ x_1x_2 + \tau + V &= x_2\bar{x}_T e^y \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

由(11)式还可以进一步导出有用的运动学变换式

$$\int dx_1 \int dx_2 - (x_1x_2 - \tau_+) \delta\left(y - \ln \frac{x_1x_2 + \tau + V}{x_2\bar{x}_2}\right) / V = \int \frac{dx_1}{x_1 - \frac{1}{2}\bar{x}_T e^y} \quad (12)$$

将(9)、(10)分别乘以适当分布函数后对 x_1, x_2 积分, 并利用(12)式就得到 α_s 阶 QCD 对 $\frac{d\sigma}{dQ^2 dQ_T^2 dy}$ 的贡献, 而 $y = 0$ 时它化简为下式:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma^{QCD}}{dQ^2 dQ_T^2 dy} \right|_{y=0} &= \frac{8\alpha_s^2 \alpha_s(Q^2)}{27S Q^2 Q_T^2} \sum_{i=1}^f e_i^2 \int_{x_1^{\min}}^1 dx_1 \frac{1}{x_1 - \frac{1}{2} \bar{x}_T} \\ &\times \left\{ [f_{i/P}(x_1) \cdot \bar{f}_{i/N}(x_2) + \bar{f}_{i/P}(x_1) f_{i/N}(x_2)] \left(1 + \frac{\tau^2}{x_1^2 x_2^2} - \frac{x_T^2}{2x_1 x_2} \right) \right. \\ &+ [(f_{i/P}(x_1) + \bar{f}_{i/P}(x_1)) \mathcal{G}_N(x_2) + \mathcal{G}_P(x_1) [f_{i/N}(x_2) + \bar{f}_{i/N}(x_2)]] \\ &\times \frac{1}{(x_1 x_2)^3} [(x_T x_1 x_2 - (\tau - x_1 x_2)^2)(3\tau + x_1 x_2) \\ &\left. + 4(x_1 x_2 - \tau)^3 + (x_1 x_2 + \tau)^2 (x_1 x_2 - \tau)] \right\} \quad (13) \end{aligned}$$

其中 $x_2 = \frac{\frac{1}{2} x_1 \bar{x}_T - \tau}{x_1 - \frac{1}{2} \bar{x}_T}$, $x_1^{\min} = \frac{\frac{1}{2} \bar{x}_T - \tau}{1 - \frac{1}{2} \bar{x}_T}$; 而 $f_{i/N}(x)$, $\bar{f}_{i/N}(x)$ 和 $\mathcal{G}_N(x)$ 分别是核子中

味道量子数 i 的夸克、反夸克以及胶子的分布函数。

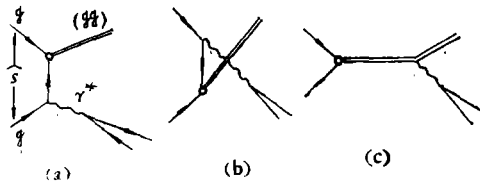


图 3 价-价夸克硬散射(形成双夸克态)子过程

现在讨论我们提出的图(3)子过程对 $p + N \rightarrow \mu \bar{\mu} + X$ 的贡献。附录中说明了双夸克准束缚态顶角的一般形式为 $C \left(A + \frac{i\hat{k}}{m} B \right)$ 。其中 $C = -i r_2 r_4 r_5$ 粒子-反粒子共轭矩阵, m 相应双夸克态质量, A, B 为两个与 Q^2 和 Q_T^2 有关的标量函数。与图(3)相应子过程的截面为:

$$\frac{d\hat{\sigma}_i}{dQ^2 d\hat{t}} = \frac{\alpha_s^2 e_i^2}{3S^2 Q^2} \left\{ A^2 \left[\frac{\hat{s}}{i\hat{u}} (\hat{t} - \hat{u})^2 + 2Q^2 \right] + \frac{2B^2}{m^2} \left[2\hat{s}^2 - \frac{i\hat{u}}{\hat{s}} (4\hat{s} - Q^2) \right] \right\} \quad (14)$$

由(3)和(5)式, 可将(14)式改写为:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_i}{dQ^2 dQ_T^2} &= \frac{\alpha_s^2 e_i^2}{3S Q^2} \cdot \frac{x_1 x_2}{V} \left\{ A^2 \left[\frac{V^2}{x_1^3 x_2^3 Q_T^2} + \frac{2Q^2}{x_1^3 x_2^3 S^2} \right] \right. \\ &\left. + 2 \frac{B^2}{m^2} \left[\frac{2}{x_1 x_2} - \frac{4Q_T^2}{x_1^2 x_2^2 S} + \frac{Q^2 Q_T^2}{x_1^3 x_2^3 S} \right] \right\} \quad (15) \end{aligned}$$

利用(12)式就得到双夸克子过程对 $\frac{d\sigma}{dQ^2 dQ_T^2 dy}$ 的贡献。当 $y = 0$ 时

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dQ^2 dQ_T^2 dy} \Big|_{y=0} &= \frac{\alpha^2}{9SQ^2} \sum_{i=1}^f e_i^2 \int_{x_1^{\min}}^1 dx_1 f_{i/P}(x_1) f_{i/N}(x_2) \frac{1}{x_1 - \frac{1}{2} \bar{x}_T} \\ &\times \left\{ A^2 \left[\frac{V^2}{x_1^2 x_2^2 Q_T^2} + \frac{2Q^2}{x_1^2 x_2^2 S^2} \right] \right. \\ &\left. + \frac{2B^2}{m^2} \left[2 - \frac{2Q_T^2}{x_1 x_2 S} + \frac{Q^2 Q_T^2}{x_1^2 x_2^2 S} \right] \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

由(8)、(13)和(16)式,在给出具体的部分子分布函数以后,原则上就可以得到微分截面随 Q_T 的变化和求出 $\langle Q_T^2 \rangle|_{y=0}$ 随 Q^2 的变化来。但由于(13)和(16)式在 Q_T 小时都有 Q_T^{-2} 型发散,实际计算中还得进行“涂抹”(Smearing)^[10] 或其它处理^[7]。

三、横动量分布和 $\langle Q_T^2 \rangle$

本文采用的部分子分布函数和^[9]的相同。对于价夸克部分假定有

$$u_v(x) = dV(x) = v(x),$$

对于海则假定有味道 SU_3 对称性,而对胶子分布则假定它带走核子总动量的 34%, 具体说

$$\begin{aligned} v(x) &= \frac{35}{32} \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)^3, \quad s(x) = 0.15 \frac{1}{x} (1-x)^7, \\ \mathcal{G}(x) &= \langle x_g \rangle \frac{6}{x} (1-x)^5, \quad \langle x_g \rangle = 0.34. \end{aligned} \quad (17)$$

它们是从核子深度非弹实验中分析得到的一组值。为了计算简单,上面没有计及分布函数的 Scaling 破坏效应,这点相当于忽略了 $\ln Q^2$ 项的修正。

(A) $\sigma(Q^2, \tau, Q_T^2) = \frac{d\sigma}{dQ^2 dQ_T^2 dy} \Big|_{y=0}$ 的计算。

(13)和(16)式在小 Q_T 时的发散,是由于假定了部分子质量全都为零(它们都在质量壳上)和略去了初态部分子横动量的结果。它反映了 Q_T 小时,初态部分子固有横动量不能忽略而应当以适当方式包括进来。我们这里是照 Altarelli 等人^[10] 提出的办法,让初态部分子的固有横动量在 Q_T 小时对奇异项起着涂抹作用以消除发散。具体讲就是要求造出 $\sigma^{reg}(Q^2, \tau, Q_T^2)$, 它在 $Q_T = 0$ 时正规而 Q_T^2 增大时迅速趋近于上节末算得的 $\sigma(Q^2, \tau, Q_T^2)$ 。

[10]已指出,如果让

$$\sigma^{reg}(Q^2, \tau, Q_T^2) = \sigma^{DY}(Q^2, \tau) f(Q_T^2) + \frac{1}{\pi} \int d^2 P_T \sigma(Q^2, \tau, P_T^2) [f((Q_T - P_T)^2) - f(Q_T^2)]. \quad (18)$$

而 $f(Q_T^2)$ 是随 Q_T^2 增加而下降得比 $\sigma(Q^2, \tau, Q_T^2)$ 快得多的函数,且

$$\int_0^\infty f(Q_T^2) dQ_T^2 = 1. \quad (19)$$

则显然满足上述要求。

照[10]一样我们取 $f(Q_T^2)$ 为高斯型分布

$$f(Q_T^2) = \frac{1}{A} e^{-\lambda Q_T^2} \quad (20)$$

当我们只保留与 naive 部分子模型对应的 σ^{DY} 项时, 由(19)和(20)得

$$\langle Q_T^2 \rangle^{DY} = \frac{\int \sigma^{DY}(Q^2, \tau) f(Q_T^2) Q_T^2 dQ_T^2}{\int \sigma^{DY}(Q^2, \tau) f(Q_T^2) dQ_T^2} = \frac{1}{\lambda} \quad (21)$$

因而(20)中的参数 λ/A 与部分子的平均固有横动量 $\langle P_T \rangle$ 值直接有关¹⁾

由于计算中已对初末态强子自旋求平均(求和), 因此 $\sigma(Q^2, \tau, Q_T^2)$ 对于入射粒子束线讲有方位角 φ 的对称. 这样在(18)式右边求出对方位角 φ 的积分后得

$$\sigma^{DY}(Q^2, \tau, Q_T^2) = \left\{ \sigma^{DY}(Q^2, \tau) + \int_0^\infty dP_T^2 \sigma(Q^2, \tau, P_T^2) [e^{-\lambda P_T^2} I_0(-2/\lambda P_T Q_T) - 1] \right\} f(Q_T^2) \quad (22)$$

其中 $I_0(z)$ 为零阶虚宗量 Bessel 函数.

将(8)式和(13)+(16)式分别代入(22)式右边括号中的第一项和第二项就得了 μ 对横动量谱.

(B) $\langle Q_T^2 \rangle$ 的计算

将(22)式算得的结果代入

$$\langle Q_T^2 \rangle = \frac{\int Q_T^2 \frac{d\sigma}{dQ^2 dQ_T^2 dy} dQ_T^2}{\int \frac{d\sigma}{dQ^2 dQ_T^2 dy} dQ_T^2} \quad (23)$$

后就得到 $\langle Q_T^2 \rangle$. 这本来是比较完善的作法, 但是其计算量很大. 本文采用了另外简便的计算, 扼要叙述如下: 由前面已知 $\sigma(Q^2, \tau, Q_T^2)$ 是三种不同子过程所贡献的, 不相干地相加后的结果.

(1) naive P 分子模型, 即(8)式得到的 $\frac{d\sigma^{DY}}{dQ^2 dy} \delta(Q_T^2)$ 或将 $\delta(Q_T^2)$ 涂抹后的

$$\frac{d\sigma^{DY}}{dQ^2 dy} f(Q_T^2)$$

(2) α_s 阶 QCD 贡献的(13)式.

(3) 双夸克子过程贡献的(16)式.

对于定义 $\langle Q_T^2 \rangle$ 的(23)式右边的分子说来, 可以直接将(8)、(13)和(16)式代入积分计算. 但对其分母讲, 由于(13)和(16)式在小 Q_T 时都有 Q_T^{-2} 发散项而无法求积. 这时我们利用如下事实, Altarelli 等人^[3]论证了当 $0.02 \leq \tau \leq 0.2$ 时(它们已经将现有的实验值范围全包括进去), α_s 阶 QCD 的贡献近似等于将 $q(x)$ 改为 $q(x, Q^2)$ 后的 Drell-yan 公式计算结果的 80%. 因此就上面分母积分中 QCD 项的贡献说, 只需在修改的 Drell-yan 结果上乘因子 1.8 即可. 至于双夸克态的贡献, 则由于它是非微扰效应, 无法类似处理. 作为初

1) 如果认为 $f(Q_T^2)$ 来自湮没对的两个分布函数的卷积, 则当其形式取(18)式时, 对应每个夸克的平均横动量

$$\langle P_T \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} \langle Q_T \rangle = \sqrt{\frac{\pi}{8\lambda}}.$$

步估计,我们让这一项的 Q_T 积分中的下限从 $1\text{GeV}/c$ 开始计算,而再让剩下的 $0 \leq Q_T \leq 1\text{GeV}/c$ 这一段积分中的被积函数用 $Q_T = 1\text{GeV}/c$ 处的值来替代后再将它加上去。

四、结果与讨论

在数值计算时我们选择了

(1) 初态核子中部分子平均固有横动量 $\langle P_T \rangle = 0.3\text{GeV}/c$, 这正是通常的预料值,与之相应(20)中的 $\lambda = 4.36(\text{GeV}/c)^{-2}$

(2) 双夸克顶角取为 $\frac{A_0}{M} \left(1 + i \frac{\hat{k}}{1\text{GeV}} \right)$, 即认为双夸克质量 m 为 1GeV 的量级,而

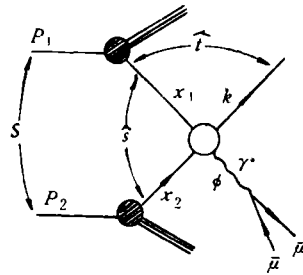


图4 $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 中 $\langle Q_T^2 \rangle$ 随 $M_{\mu\bar{\mu}}$ 变化. 实验数据取自 [11], 而 $n = 4, 5, 6$ 为胶子分布函数 $g(x) = \langle x_g \rangle \frac{(n+1)}{x} (1-x)^2$ 中的幂次数

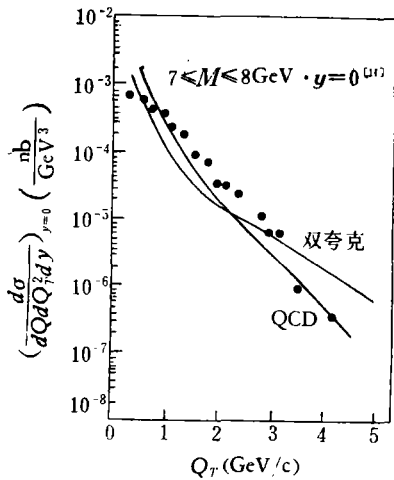


图5 由 α_s 阶 QCD 和(标量)双夸克态算得 μ 对的 Q_T 谱

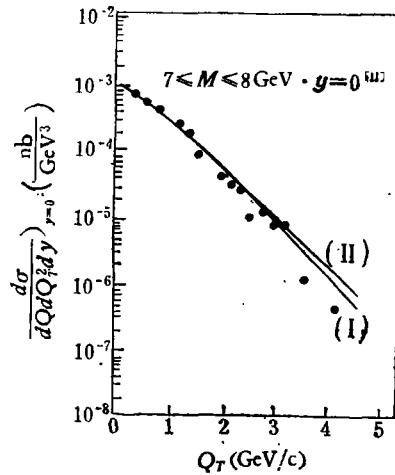


图6 本文得出的以及 Altarelli 等人 [10] 得出的 μ 对横动量分布

I 是 Altarelli 等人 [10] 用 $\langle P_T \rangle = 0.7\text{GeV}/c$ 作涂抹, 由 QCD 得的. II 是本文用 $\langle P_T \rangle = 0.3\text{GeV}/c$, 由 α_s 阶 QCD 加双夸克贡献得.

其形状因子选取为

$$A^2(Q^2, Q_T^2) = B^2(Q^2, Q_T^2) = \frac{1}{Q^2} A_0^2 \quad (24)$$

其中参数 $A_0 = 1.26\text{GeV}$.

计算的结果画在图 4 和图 6 上。可以看到在现今实验误差范围内, 计算结果与实验数据有较好的符合。说明在假定初态部分子有合理的平均固有横动量后, 由部分子模型和 α_s 阶 QCD 修正项再加上双夸克态子过程的贡献, 使得 $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 反应中在涉及轻子对横动量时理论与实验数据间的矛盾基本上得到解决。图 4 中的计算值表明随 Q^2 增加时, $\langle Q_T^2 \rangle$ 在较大一段范围内基本上保持平坦, 也许稍稍下降。对于图 6 的 Q_T 谱说来, $Q_T \leq 4\text{GeV}/c$ 时计算结果与实验符合较好, 而当 $Q_T > 4\text{GeV}/c$, 则预言值开始大于实验值, 这可以通过双夸克态形状因子(24)也与 Q_T^2 有关系而调节及符合这段实验。

最后讲一下为什么这反应中双夸克态可能会有较大的贡献? 首先, 我们注意到大质量 LPP 中, 大 Q_T 事件的必要条件是初态中的对碰部分子都要是比较硬的(即其 x_1 和 x_2 的值都比较大)才行。这是因为只有 s 大时才可能有大的 Q_T , 而 $s = x_1 x_2 S$; 因此对于 $p + N \rightarrow \mu\bar{\mu} + X$ 说, S 固定时的大 Q_T 事件中, 似乎应有相当的一部分是来自初态核子中价-价夸克(x 大时主要是价夸克)的碰撞。其次, 由于子过程始终在禁闭中进行的, 并且始终受到背景场的作用。这两点有可能使得两个对碰的价夸克间相互吸引而形成双夸克态, 当然, 这些还只是一些直观上的推测, 有待进一步证明。

附录: 双夸克态的顶角

两个末态夸克要能形成(零级近似)点粒子型标量双夸克态, 应满足两个运动学条件。

(1) 它们没有相对运动, 即 $k_1 = k_2 = \frac{1}{2} k$.

(2) 这两个自旋 1/2 粒子应合成自旋为 0 的单态。

这样用螺旋(helicity)态表出时, 它们的 Dirac 旋量应是如下组合:

$$\bar{u}_{\frac{1}{2}}(k)\bar{u}_{-\frac{1}{2}}(k) - \bar{u}_{-\frac{1}{2}}(k)\bar{u}_{\frac{1}{2}}(k) \quad (A.1)$$

其中

$$u_{\mu}(k) = \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} 1 \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k} \\ E+m \end{pmatrix} \chi_{\mu}, \quad \bar{u}_{\mu}(k) = \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \chi_{\mu}^{\dagger} \begin{pmatrix} 1, & -\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k} \\ E+m \end{pmatrix},$$

$$\mu = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \quad (A.2)$$

再注意到沿 $\mathbf{k}(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$ 的 Pauli 螺旋态为

$$\chi_{\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} e^{\frac{i}{2}\varphi} \\ -\sin\frac{\theta}{2} e^{\frac{i}{2}\varphi} \end{pmatrix}, \quad \chi_{-\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} \sin\frac{\theta}{2} e^{-\frac{i}{2}\varphi} \\ \cos\frac{\theta}{2} e^{-\frac{i}{2}\varphi} \end{pmatrix} \quad (A.3)$$

得到

$$\bar{u}_{\frac{1}{2}}(k)\bar{u}_{-\frac{1}{2}}(k) - \bar{u}_{-\frac{1}{2}}(k)\bar{u}_{\frac{1}{2}}(k) = \frac{-im}{2E} C \left(1 - \frac{i\mathbf{k}}{m} \right) \quad (A.4)$$

其中 $C = r_5c$, $c = ir_2r_4$ 是通常的电荷共轭矩阵, 这样, 它的旋量结构形式与普遍分析的一致.

参 考 文 献

- [1] 有关这方面的最新总结性文献有:
E. L. Berger, SLAC-PUB-2314(1979); R. Stroynowski SLAC-PUB-2402(1979).
- [2] 用微扰 QCD 最低阶计算的文章很多, 例如:
D. Politzer, *Nucl. Phys.*, B129(1977), 301; K. Kajantie et al., *Phys. Lett.*, 74B(1978), 384; *Nucl. Phys.*, B139(1978), 72; G. Altarelli and G. Parisi, *Phys. Lett.*, 76 B(1978), 351, 356.
- [3] 例如: G. Altarelli et al., *Nucl. Phys.*, B143(11978), 521; *Nucl. Phys.*, B157(1979), 461.
- [4] Y. L. Dokshitzer et al., *Phys. Reports.*, 58 C(1980).
- [5] C. S. Lam et al., *Phys. Lett.*, 80 B(1979), 228; C. S. Lam (兰志诚) 1979, 6, 在北京科学院高能所讲演.
- [6] 见[1]中 E. L. Berger 文章.
- [7] R. Blankenbecler et al., *Phys. Rev.*, D6(1972), 2652; C. Debeau et al., *Phys. Rev.*, D18(1978), 2435; M. Duong-Van et al., *Phys. Rev.*, D16(1977), 146.
- [8] 彭宏安、邹国兴, 高能物理与核物理, 5 (1980), 600.
- [9] 在[2]的 K. Kajantie et al., *Nucl. Phys.*, B139(1978), 72 文章中有简单的说明.
- [10] 见[2]中 G. Altarelli et al., *Phys. Lett.*, 76 B (1978), 356.
- [11] D. M. Kaplan et al., *Phys. Rev. Lett.*, 40(1978), 435; J. K. Yoh et al., *Phys. Rev. Lett.*, 41(1978), 684, & *Phys. Rev. Lett.*, 41(1978), 1083; D. C. Hom et al., *Phys. Rev. Lett.*, 37(1976), 1374.

ON THE TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTION OF MASSIVE LEPTON PAIR PRODUCTION AT HIGH ENERGY PROTON-NUCLEON COLLISIONS

PENG HONG-AN

ZOU GUO-XIENG

(Beijing University)

LIN ZHONG-JIN

(Xiamen University)

ABSTRACT

In this paper we discuss the transverse momentum Q_T spectra and the dependence of $\langle Q_T^2 \rangle$ on Q^2 of the μ pair for massive $\mu\bar{\mu}$ production at high energy proton-nucleon collisions. It is shown that if we combine the contributions of the subprocesses of valence-valence quark hard scattering with the $O(\alpha_s)$ QCD calculations and assume the initial parton intrinsic transverse momentum $\langle p_T \rangle \simeq 0.3 \text{ GeV}/c$, then the calculated results get a better fit to these experimental data when we use the parton distribution functions from deep inelastic scattering on nucleons.