

# 电子与极化核子的深度非弹散射过程 与重轻子对产生过程的极化效应

沈齐兴 张美曼 李炳安 郁宏

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

本文利用文献[3]给出的具有一定自旋取向的层子的分布函数,计算了:  
1. 电子与极化质子、中子、核子深度非弹散射过程的微分截面和不对称度; 2. 过程  $\bar{p} + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  (其中  $\bar{p}$  和  $N$  都是极化的) 的微分截面和不对称度, 并从运动学证明了过程  $\pi(K) + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  (其中核子  $N$  是极化的) 没有极化效应, 从部分子模型得到过程  $p + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  (其中  $p$  和  $N$  是极化的) 也没有极化效应。

十年来,部分子模型<sup>[1]</sup>经受了許多实验的检验,它的物理图象得到了实验的支持。用这个模型能比较好地解释电子和核子的深度非弹、中微子和核子的深度非弹以及  $e^+e^-$  湮灭成强子等物理过程。另外,用这个模型讨论大横动量过程也取得了成功<sup>[2]</sup>。在讨论这些过程时都要用到在强子内部的层子的分布函数。

在文献[3]中,我们在光锥代数的基础上,用层子模型给出的核子波函数并取其中的时空部分为类谐振子形式,由  $\nu W_2^p$  的实验曲线得到了具有一定自旋取向的价层子分布函数  $f_i(x)$ 。

本文用部分子模型的物理图象和文献[3]中所得到的具有一定自旋取向的价层子的分布函数,分二节讨论二种过程的极化效应: 在第一节中讨论电子和极化质子、中子、核子的深度非弹散射过程的微分截面和不对称度,并将所得到的结果和 Kuti-Weisskopf 模型<sup>[4]</sup>得到的结果作了比较和讨论; 在第二节中,利用 Drell-Yan 机制讨论过程  $\bar{p} + p \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  和  $\bar{p} + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  (其中  $\bar{p}$ ,  $p$  和  $N$  都是极化的) 的微分截面和不对称度,并从运动学证明了过程  $\pi(K) + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  (其中核子  $N$  是极化的) 没有极化效应,从部分子模型得到过程  $p + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  (其中  $p$  和  $N$  是极化的) 也没有极化效应。

如果只考虑二级电磁相互作用,由时空联合反演不变性,在深度非弹反应

$$e + p \rightarrow e + X$$

中若只有电子极化或只有质子极化时,就不存在极化效应。但是,如果我们考虑弱相互作用,由于时空联合反演不变性受到破坏,当电子和质子有一个被极化时,这个反应过程就有极化效应。显然,这是一种中性流的弱作用效应,因而可以利用这种一个粒子被极化的过程研究电子和层子的中性流。在文献[5]中,就是从极化电子和质子深度非弹散射实验定出了中性流中的  $\sin^2 \theta_w$  的值和不对称度。在这一节中我们将讨论电子不极化、核子靶极化时的深度非弹散射过程,并用部分子模型加于处理。

取电子与层子的中性流弱作用拉氏量密度

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i(x) = & \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_e(x) \{g_L \gamma_\mu (1 + \gamma_5) + g_R \gamma_\mu (1 - \gamma_5)\} \psi_e(x) \\ & \sum_i \bar{\psi}_i(x) \{g_L^i \gamma_\mu (1 + \gamma_5) + g_R^i \gamma_\mu (1 - \gamma_5)\} \psi_i(x) \end{aligned} \quad (1.1)$$

其中  $\psi_e(x)$  和  $\psi_i(x)$  分别是电子场和层子场,  $i$  是味指标,按照 Weinberg-Salam 模型

$$\begin{aligned} g_L &= -1 + 2 \sin^2 \theta_w, & g_R &= 2 \sin^2 \theta_w, \\ g_L^u &= \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w, & g_R^u &= -\frac{2}{3} \sin^2 \theta_w, \\ g_L^d &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w, & g_R^d &= \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w, \end{aligned} \quad (1.2)$$

其中  $\theta_w$  是 Weinberg 角。

对电子与核子深度非弹散射过程有贡献的费曼图有下面两个

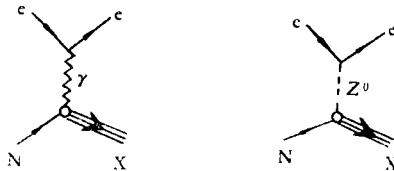


图 1

而只有这两个图的干涉项及纯弱作用项对电子与极化核子的深度非弹散射过程的极化效应有贡献,所以可把这个过程的微分截面写成

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{d\sigma_{EW}}{dE'd\Omega} + \frac{d\sigma_W}{dE'd\Omega}, \quad (1.3)$$

其中第一项是弱作用与电磁作用干涉项的贡献,第二项是纯弱作用的贡献。指标  $r$  表示核子自旋在动量方向上的投影。因为

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{EM}}{dE'd\Omega} = & -\frac{E'^2 G}{2\sqrt{2}(2\pi)^3 q^2} \{ \langle e' | j_\mu^W(0) | e \rangle \langle e | j_\nu(0) | e' \rangle \\ & \cdot \int e^{-iqx} \langle N, r | J_\nu(x) J_\mu^W(0) | N, r \rangle d^4x + \langle e' | j_\mu(0) | e \rangle \langle e | j_\nu^W(0) | e' \rangle \\ & \cdot \int e^{-iqx} \langle N, r | J_\nu^W(x) J_\mu(0) | N, r \rangle d^4x \}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

其中带上标  $W$  的为弱中性流,不带上标  $W$  的是电磁流。

可以算得

$$\begin{aligned} \langle e' | j_{\mu}^W(0) | e \rangle \langle e | j_{\nu}(0) | e' \rangle &= \langle e' | j_{\mu}(0) | e \rangle \langle e | j_{\nu}^W(0) | e' \rangle \\ &= -\frac{ie}{EE'} \{ (g_L + g_R)(k'_{\mu}k_{\nu} + k_{\mu}k'_{\nu} - \delta_{\mu\nu}k \cdot k') + (g_L - g_R)k'_{\rho}k_{\sigma}\varepsilon_{\rho\mu\sigma\nu} \}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

其中  $k$  和  $k'$  分别为初态电子和末态电子的四动量,  $E$  和  $E'$  是相应的能量. 利用部分子模型的计算方法, 可得

$$\begin{aligned} & - \sum_r \int e^{-iqx} \langle N, r | J_{\nu}(x) J_{\mu}^W(0) + J_{\nu}^W(x) J_{\mu}(0) | N, r \rangle (-1)^{\frac{1}{2}+r} E_N d^4x \\ &= \frac{4\pi ie}{\nu} \sum_i Q_i \{ (g_L^i + g_R^i)(p_{\rho} - p'_{\rho}) e_{\sigma}^3 \varepsilon_{\rho\sigma\mu\nu} + (g_L^i - g_R^i)(p'_{\mu} e_{\nu}^3 + p_{\nu} e_{\mu}^3 - p' \cdot e^3 \delta_{\mu\nu}) \} \\ & \quad \cdot \{ f_{\frac{1}{2}}^i(x) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x) \} + \frac{4\pi ie}{\nu} \sum_i Q_i \{ (g_L^i + g_R^i)(p_{\rho} - p'_{\rho}) e_{\sigma}^3 \varepsilon_{\rho\sigma\mu\nu} \\ & \quad - (g_L^i - g_R^i)(p'_{\mu} e_{\nu}^3 + p_{\nu} e_{\mu}^3 - p' \cdot e^3 \delta_{\mu\nu}) \} \{ f_{\frac{1}{2}}^i(x) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x) \}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

其中

$$\nu = -\frac{1}{m_N} P \cdot q, \quad x = \frac{q^2}{2m_N \nu}, \quad (1.7)$$

$$p_{\mu} = xP_{\mu}, \quad p'_{\mu} = xP_{\mu} + q_{\mu}.$$

$P_{\mu}$  是核子的四动量,  $Q_i$  是以电子电荷为单位的第  $i$  种层子的电荷, 在核子的静止坐标系中  $e_{\sigma}^3 = \delta_{\sigma 3}$ ,  $f_{\pm\frac{1}{2}}^i(x)$  是自旋在动量方向投影  $r = \frac{1}{2}$  的质子中自旋在动量方向投影为  $\pm \frac{1}{2}$  的第  $i$  种层子或第  $i$  种反层子  $\bar{i}$  的分布函数.

由 (1.4)–(1.6) 式, 并利用关系式

$$f_{\pm\frac{1}{2}}^i(x)_{r=-\frac{1}{2}} = f_{\mp\frac{1}{2}}^i(x), \quad (1.8)$$

即得弱作用和电磁作用干涉项所贡献的微分截面

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{EW}^{\dagger}}{dx dy} - \frac{d\sigma_{EW}}{dx dy} &= \frac{\sqrt{2}\alpha G}{y} \sum_i Q_i \left\{ \left[ (g_L^i + g_R^i)(g_L - g_R) \left( 2 - y - \frac{m_N}{E} xy \right) y \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + (g_L^i - g_R^i)(g_L + g_R) (1 + (1 - y)^2 + \frac{m_N}{E} xy(y - 1)) \right] [f_{\frac{1}{2}}^i(x) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x)] \right. \\ & \quad \left. + \left[ (g_L^i + g_R^i)(g_L - g_R) y \left( 2 - y - \frac{m_N}{E} xy \right) - (g_L^i - g_R^i)(g_L + g_R) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \cdot \left( 1 + (1 - y)^2 + \frac{m_N}{E} xy(y - 1) \right) \right] [f_{\frac{1}{2}}^i(x) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x)] \right\}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

其中

$$y = \frac{\nu}{E}. \quad (1.10)$$

$d\sigma^{\dagger}$  和  $d\sigma^{\dagger}$  分别表示质子自旋在动量方向投影  $r = \pm \frac{1}{2}$  时的微分截面.

纯弱作用贡献的微分截面为

$$\frac{d\sigma_W^r}{dE' d\Omega} = \frac{G^2 E'}{16\pi^2 m_N E} \tau_{\mu\nu} W_{\mu\nu}^r. \quad (1.11)$$

其中

$$\begin{aligned} \tau_{\mu\nu} &= -2 \left\{ k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu + \frac{q^2}{2} \delta_{\mu\nu} \right\} (g_L^2 + g_R^2) - 2k'_\rho k_\sigma \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (g_L^2 - g_R^2), \\ W_{\mu\nu}^r &= \frac{1}{2\pi} \int e^{-iqx} \langle N, r | J_\mu(x) J_\nu(0) | N, r \rangle E_N d^4x. \end{aligned} \quad (1.12)$$

用部分子模型的计算方法可得

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^r &= - \sum_i \frac{1}{v m_N x} \left\{ (g_L^2 + g_R^2) (p_\mu p'_\nu + p'_\mu p_\nu + \frac{q^2}{2} \delta_{\mu\nu}) [f^i(x) + f^i(x)] \right. \\ &\quad \left. + (g_L^2 - g_R^2) p'_\rho p_\sigma \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} [f^i(x) - f^i(x)] \right\} \\ &\quad - \sum_{i,s} (-1)^{\frac{1}{2}+s} \frac{1}{v} e^3 \{ (g_L^2 + g_R^2) p'_\rho \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} [f_s^i(x)_r + f_s^i(x)_r] \\ &\quad + (g_L^2 - g_R^2) (\delta_{\sigma\nu} p'_\mu + \delta_{\sigma\mu} p'_\nu - p'_\sigma \delta_{\mu\nu}) [f_s^i(x)_r - f_s^i(x)_r] \\ &\quad - 2g_L^i g_R^i p_\rho \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} [f_s^i(x)_r + f_s^i(x)_r] \}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

其中

$$f^i(x) = f_{\frac{1}{2}}^i(x) + f_{-\frac{1}{2}}^i(x), \quad f^i(x) = f_{\frac{1}{2}}^i(x) + f_{-\frac{1}{2}}^i(x), \quad (1.14)$$

指标  $s$  是层子自旋在动量方向的投影。由此并利用关系式 (1.8) 即得弱作用贡献的微分截面

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_W^\dagger}{dx dy} - \frac{d\sigma_W^\downarrow}{dx dy} &= \frac{G^2 m_N E}{\pi} \sum_i \left\{ [(g_L^2 + g_R^2)(g_L^2 - g_R^2) (1 - (1-y)^2 + \frac{m_N}{E} xy(1-y))] \right. \\ &\quad \left. + (g_L^2 - g_R^2)(g_L^2 + g_R^2) (1 + (1-y)^2 - \frac{m_N}{E} xy(1-y)) \right. \\ &\quad \left. - g_L^i g_R^i (g_L^2 - g_R^2) \frac{2m_N}{E} xy \right\} \cdot x \cdot [f_{\frac{1}{2}}^i(x) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x)] \\ &\quad + [(g_L^2 + g_R^2)(g_L^2 - g_R^2) (1 - (1-y)^2 + \frac{m_N}{E} xy(1-y))] \\ &\quad - (g_L^2 - g_R^2)(g_L^2 + g_R^2) (1 + (1-y)^2 - \frac{m_N}{E} xy(1-y)) \\ &\quad - g_L^i g_R^i (g_L^2 - g_R^2) \frac{2m_N}{E} xy \cdot x \cdot [f_{\frac{1}{2}}^i(x) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x)] \}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

由于入射电子的能量  $E \gg m_N$ , 所以在 (1.9) 式和 (1.15) 式中可以忽略  $\frac{m_N}{E}$  级的项。

其次, 认为层子海除带能动量外只带真空量子数, 因此可以取

$$f_{\frac{1}{2}}^{i,i}(x)_{\text{海}} = f_{-\frac{1}{2}}^{i,i}(x)_{\text{海}}, \quad (1.16)$$

这样, 对 (1.9) 和 (1.15) 式有贡献的仅仅是具有一定自旋取向的价层子的分布函数。

按照部分子模型, 电子与不极化核子电磁作用的深度非弹散射截面为

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{m_N E x^2 y^2} \left( 1 - y + \frac{y^2}{2} \right) F_2(x). \quad (1.17)$$

对于质子, 结构函数

$$F_2(x) = \frac{x}{9} \{4f^u(x) + 4f^d(x) + f^s(x) + f^{\bar{s}}(x) + f^s(x) + f^{\bar{s}}(x)\} \quad (1.18)$$

在 (1.18) 中作替代

$$f^u(x) \longleftrightarrow f^d(x), \quad f^{\bar{u}}(x) \longleftrightarrow f^{\bar{d}}(x)$$

即得中子的结构函数。

定义不对称度

$$A(x, y) = \left( \frac{d\sigma^{\uparrow}}{dx dy} - \frac{d\sigma^{\downarrow}}{dx dy} \right) / 2 \frac{d\sigma}{dx dy}, \quad (1.19)$$

利用文献 [3] 中所得到的具有一定自旋取向的价层子的分布函数和在该文中已用过的海层子的分布函数

$$0.2(1-x)^7/x, \quad (1.20)$$

就可计算出过程

$$e + p(\text{极化}) \rightarrow e + X, \quad e + N(\text{极化}) \rightarrow e + X \quad (1.21)$$

的微分截面和不对称度 (其中  $N = \frac{1}{2}(p + n)$ )，具体结果是：

1. 以  $\sin^2 \theta_w = 0.23$  为例，在图 2 和图 3 中分别给出了 (1.21) 中二种过程的不对称

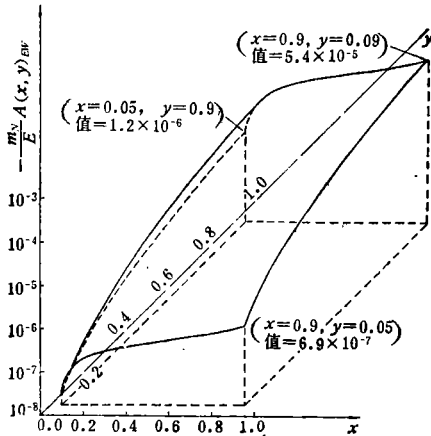


图 2  $e + p \rightarrow e + X$  的不对称度

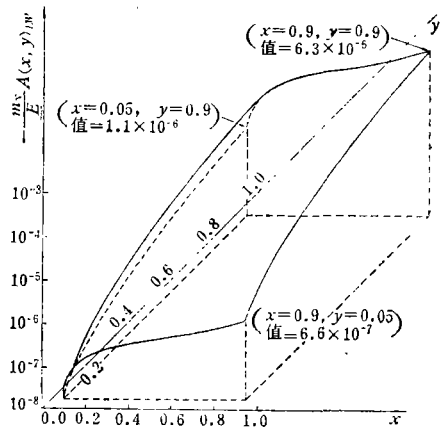


图 3  $e + N \rightarrow e + X$  的不对称度

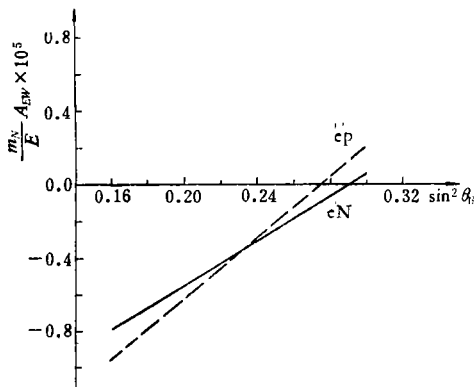


图 4

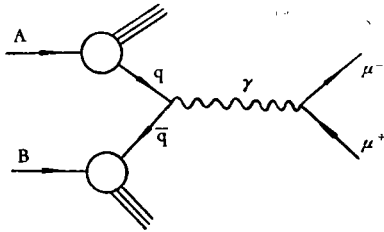


图 5

度  $A(x, y)_{EW}$  随  $x$  和  $y$  的变化. 这是一张立体图, 在图中我们标出了几个点上的数值, 以表示如何从图读出数值来.

2. 以  $x = 0.3, y = 0.4$  为例, 在图 4 中给出了 (1.21) 中二种过程的不对称度  $A(x, y)_{EW}$  随  $\sin^2 \theta_w$  的变化.

对以上结果我们可作如下讨论:

(i) 从 (1.9)、(1.15) 和 (1.17) 式可以看到, 用部分子模型所得电子与极化核子深度非弹散射的微分截面和不对称度与实验室系中入射电子能量  $E$  有如下关系:

弱电干涉项的贡献:

$$\frac{d\sigma_{EW}^\dagger}{dx dy} - \frac{d\sigma_{EW}^\downarrow}{dx dy} \text{ 与 } E \text{ 无关, } A(x, y)_{EW} \propto \frac{E}{m_N};$$

纯弱作用项的贡献:

$$\frac{d\sigma_W^\dagger}{dx dy} - \frac{d\sigma_W^\downarrow}{dx dy} \propto \frac{E}{m_N}, \quad A(x, y)_W \propto \frac{E^2}{m_N^2}.$$

所以, 在通常的能量下由纯弱作用产生的不对称度比干涉项产生的不对称度要小得多(计算表明,  $\frac{m_N^2}{E^2} A(x, y)_W / \frac{m_N}{E} A(x, y)_{EW} \simeq 10^{-4} - 10^{-5}$ ), 但是, 随着入射电子能量的增加, 前者上升得比后者快, 在  $\frac{E}{m_N} \sim 10^4 - 10^5$  时两者将相近.

(ii) 在只考虑弱电干涉项, 忽略  $O\left(\frac{m_N}{E}\right)$  级项时, 微分截面与入射电子能量  $E$  无关, 这是一个很重要的无标度性结果.

(iii) 在文献 [4] 中, 用 Kuti-Weisskopf 模型对此问题也进行了讨论, 给出了具体的数值结果. 但是, 他们在求得具有一定自旋取向的分布函数时, 假定了

$$f_i(x) = \alpha_i f_i'(x), \quad \alpha_{\frac{1}{2}} + \alpha_{-\frac{1}{2}} = 1. \quad (1.22)$$

其中  $\alpha_i$  是用质子、中子的非相对论  $SU(6)$  波函数估算的. 他们得到了在  $x$  大的区域极化中子靶的不对称度比极化质子靶的不对称度小得多的结论. 我们的结果是, 当取

$$\sin^2 \theta_w = 0.23$$

时, 在  $x, y$  小的区域中  $A_N(x, y)$  比  $A_P(x, y)$  略小, 在  $x, y$  大时,  $A_N(x, y)$  比  $A_P(x, y)$  大, 这是一个很不相同的结果, 有待实验检验.

(iv)  $A_N(x, y)_{EW}, A_P(x, y)_{EW}$  随  $x$  和  $y$  的增加而增加. 所以实验最好在高  $x$  和高  $y$  的区域中做. 在 Taylor 实验 [5] 的运动学区域, 算得

$$\begin{aligned} A_P(x, y)_{EW} &= -1.8 \times 10^{-5}, \\ A_N(x, y)_{EW} &= -1.6 \times 10^{-5}; \quad (E = 17.8 \text{ GeV}, \quad x = y = 0.2) \\ A_P(x, y)_{EW} &= -2.2 \times 10^{-5}, \\ A_N(x, y)_{EW} &= -2.0 \times 10^{-5}. \quad (E = 22.2 \text{ GeV}, \quad x = y = 0.2) \end{aligned}$$

表明电子不极化、靶极化时的不对称度比电子极化、靶不极化时的不对称度 [5] 略小, 这与 Wilson 在文献 [6] 中所作的估计是一致的.

二、

在这一节中,我们用部分子模型和 Drell-Yan 机制<sup>[7]</sup>讨论重轻子对产生过程的极化效应。

强子 A, B 碰撞过程

$$A + B \rightarrow \mu^+ \mu^- + X \quad (2.1)$$

的微分截面可以写为

$$\frac{d\sigma_{r_1 r_2}}{dq^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^2 s} W(q^2, s, r_1, r_2). \quad (2.2)$$

其中结构函数  $W(q^2, s, r_1, r_2)$  定义为

$$W(q^2, s, r_1, r_2) = \frac{1}{4\pi^4} \int d^4 Q \delta(q^2 - Q^2) \int d^4 x e^{iQx} \cdot \langle A, r_1; B, r_2 | J_\mu(x) J_\mu(0) | A, r_1; B, r_2 \rangle E_A E_B, \quad (2.3)$$

$$S = -(P_A + P_B)^2.$$

$-q^2$  是  $\mu^+ \mu^-$  的不变质量的平方,  $r_1$  和  $r_2$  分别是强子 A 和 B 的自旋在各自动量方向上的投影。  $J_\mu(x)$  是强子的电流算符。

从 (2.3) 式可以知道,  $W(q^2, s, r_1, r_2)$  是实函数。利用强子流  $J_\mu(x)$  的时空联合反演不变性,有

$$W(q^2, s, r_1, r_2) = W(q^2, s, -r_1, -r_2), \quad (2.4)$$

如果强子 A, B 中有一个是无自旋粒子,则有

$$W(q^2, s, r) = W(q^2, s, -r). \quad (2.5)$$

这表明,对于  $\pi$  介子或 K 介子

$$\pi(K) + B(\text{极化}) \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$$

的电磁作用过程没有极化效应。只有当 A 和 B 两粒子都有自旋时才可能有极化效应。

按照 Drell-Yan 机制,轻子对产生过程可用图 5 表示。利用部分子模型的计算方法,这个过程的结构函数可以写为

$$W(q^2, s, r_1, r_2) = \frac{1}{3} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \delta\left(x_1 x_2 + \frac{q^2}{s}\right) \sum_{i, s_1, s_2} Q_i^2 \{1 + (-1)^{1+s_1+s_2}\} \cdot \{f_{i_1}^j(x_1)_{A r_1} f_{i_2}^j(x_2)_{B r_2} + f_{i_1}^j(x_1)_{A r_1} f_{i_2}^j(x_2)_{B r_2}\}. \quad (2.6)$$

其中  $f_{i_1}^j(x_1)_{A r_1}$  ( $f_{i_1}^j(x_1)_{A r_1}$ ) 是 helicity 为  $r_1$  的强子 A 中 helicity 为  $s_1$  的第  $i$  种层子(反层子)的分布函数,  $f_{i_2}^j(x_2)_{B r_2}$  和  $f_{i_2}^j(x_2)_{B r_2}$  有类似的意义。

设 A 和 B 是自旋为 1/2 的强子,由 (2.2)、(2.6) 和 (1.8) 式即得在 A, B 的质心系中,过程 (2.1) 的微分截面

$$\frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dq^2 d\xi} - \frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dq^2 d\xi} = \frac{8\pi\alpha^2}{9s q^2} \frac{1}{(\xi^2 + 4\tau)^{1/2}} \sum_i Q_i^2 \{ [f_{\frac{1}{2}}^i(x'_1) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x'_1)]_A [f_{\frac{1}{2}}^i(x'_2) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x'_2)]_B + [f_{\frac{1}{2}}^i(x'_1) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x'_1)]_A [f_{\frac{1}{2}}^i(x'_2) - f_{-\frac{1}{2}}^i(x'_2)]_B \}. \quad (2.7)$$

其中

$$x'_1 = \frac{1}{2} \{ \xi + (\xi^2 + 4\tau)^{1/2} \}, \quad x'_2 = \frac{1}{2} \{ -\xi + (\xi^2 + 4\tau)^{1/2} \},$$

$$\tau = -q^2/s, \quad \xi = 2P_{||}/\sqrt{s}. \quad (2.8)$$

这里  $P_{||}$  是在 A, B 质心系中  $\mu^+\mu^-$  的纵动量.  $d\sigma\downarrow$  表示 A, B 自旋反平行

$$\left( r_1 = \frac{1}{2}, r_2 = \frac{1}{2} \text{ 或 } r_1 = -\frac{1}{2}, r_2 = -\frac{1}{2} \right)$$

时的微分截面, 而  $d\sigma\uparrow$  表示 A, B 自旋平行

$$\left( r_1 = \frac{1}{2}, r_2 = -\frac{1}{2} \text{ 或 } r_1 = -\frac{1}{2}, r_2 = \frac{1}{2} \right)$$

时的微分截面.

从 (2.7) 和 (1.16) 式我们可以看到, 对于过程

$$N + N \rightarrow \mu^+\mu^- + X, \quad (2.9)$$

(N 表示质子或中子), 有

$$\frac{d\sigma\downarrow}{dq^2d\xi} - \frac{d\sigma\uparrow}{dq^2d\xi} = 0, \quad (2.10)$$

即过程 (2.9) 没有极化效应. 这是部分子模型的一个很强的预言.

利用正反强子 N 和  $\bar{N}$  中层子分布函数之间存在的关系式

$$f_r^i(x)_{\bar{N}} = f_r^i(x)_N, \quad \left( r = \pm \frac{1}{2} \right) \quad (2.11)$$

代入 (2.7) 式, 即得过程

$$\bar{p} + p \rightarrow \mu^+\mu^- + X \quad (2.12)$$

的微分截面

$$\frac{d\sigma\downarrow}{dq^2d\xi} - \frac{d\sigma\uparrow}{dq^2d\xi} = \frac{8\pi\alpha^2}{9sq^2} \frac{1}{(\xi^2 + 4\tau)^{1/2}} \frac{1}{9} \{ 4[f_{\frac{1}{2}}^u(x'_1) - f_{\frac{1}{2}}^u(x'_2)][f_{\frac{1}{2}}^u(x'_2) - f_{\frac{1}{2}}^u(x'_1)] + [f_{\frac{1}{2}}^d(x'_1) - f_{\frac{1}{2}}^d(x'_2)][f_{\frac{1}{2}}^d(x'_2) - f_{\frac{1}{2}}^d(x'_1)] \}. \quad (2.13)$$

类似地可得过程

$$\bar{p} + p \rightarrow \mu^+\mu^- + X \quad (2.14)$$

的微分截面

$$\frac{d\sigma\downarrow}{dq^2d\xi} - \frac{d\sigma\uparrow}{dq^2d\xi} = \frac{8\pi\alpha^2}{9sq^2} \frac{1}{(\xi^2 + 4\tau)^{1/2}} \cdot \frac{1}{9} \{ 4[f_{\frac{1}{2}}^d(x'_1) - f_{\frac{1}{2}}^d(x'_2)][f_{\frac{1}{2}}^u(x'_2) - f_{\frac{1}{2}}^u(x'_1)] + [f_{\frac{1}{2}}^u(x'_1) - f_{\frac{1}{2}}^u(x'_2)][f_{\frac{1}{2}}^d(x'_2) - f_{\frac{1}{2}}^d(x'_1)] \}. \quad (2.15)$$

由 (2.13) 式和 (2.15) 式可得过程

$$\bar{p} + N \rightarrow \mu^+\mu^- + X \quad (2.16)$$

(这里  $N = \frac{1}{2}(p + n)$ ) 的微分截面

$$\frac{d\sigma\downarrow}{dq^2d\xi} - \frac{d\sigma\uparrow}{dq^2d\xi} = \frac{4\pi\alpha^2}{9sq^2} \frac{1}{(\xi^2 + 4\tau)^{1/2}} \cdot \frac{1}{9} \{ f_{\frac{1}{2}}^u(x'_1) - f_{\frac{1}{2}}^u(x'_1) + f_{\frac{1}{2}}^d(x'_1) - f_{\frac{1}{2}}^d(x'_1) \} \cdot \{ 4f_{\frac{1}{2}}^u(x'_2) - 4f_{\frac{1}{2}}^u(x'_2) + f_{\frac{1}{2}}^d(x'_2) - f_{\frac{1}{2}}^d(x'_2) \}. \quad (2.17)$$



(2.17) 式表明, 反质子与核子碰撞产生重轻子对过程有明显的极化效应.

定义不对称度

$$A(\xi; q^2, s) = \left( \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dq^2 d\xi} - \frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dq^2 d\xi} \right) / \left( \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dq^2 d\xi} + \frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dq^2 d\xi} \right), \quad (2.18)$$

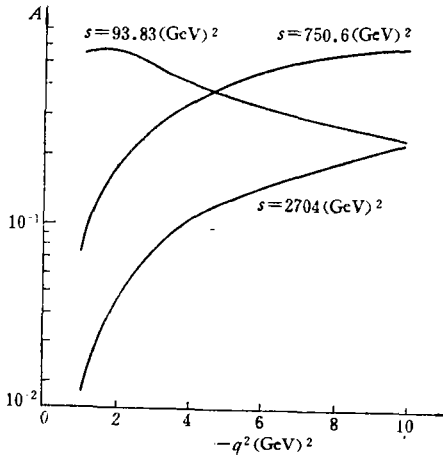


图 6  $\bar{p} + p \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  的不对称度

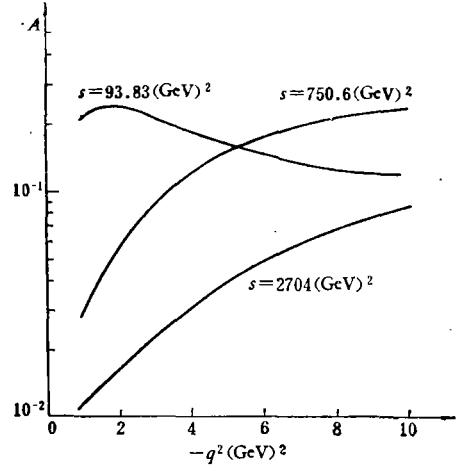


图 7  $\bar{p} + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  的不对称度

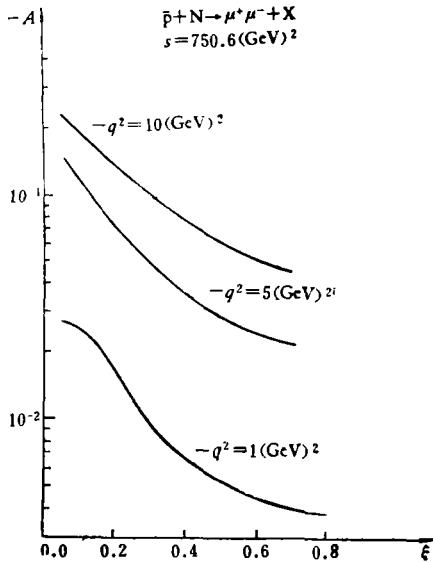


图 8

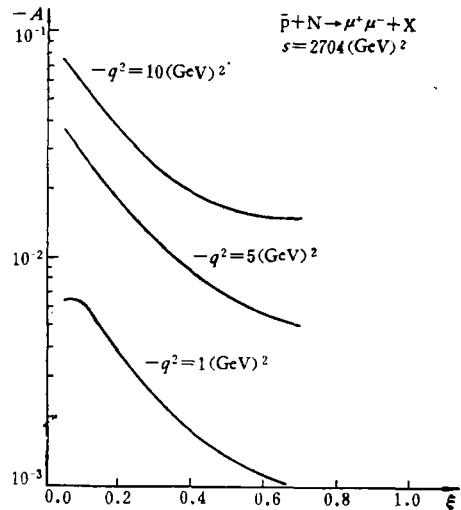


图 9

其中

$$\frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dq^2 d\xi} + \frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dq^2 d\xi} = \frac{8\pi\alpha^2}{9s q^2 (\xi^2 + 4\tau)^{1/2}} \sum_i Q_i^2 \{ f^i(x'_1)_{\Lambda} f^i(x'_2)_{\text{B}} + f^i(x'_1)_{\Lambda} f^i(x'_2)_{\text{B}} \}. \quad (2.19)$$

利用文献 [3] 中得到的具有一定自旋取向的价层子分布函数和海层子分布函数 (1.20), 就可计算出过程 (2.12) 和 (2.16) 的微分截面及不对称度, 结果如下:

(i)  $\xi = 0, s = 93.83, 750.6, 2704(\text{GeV})^2$  时的不对称度随  $-q^2$  的变化分别见图 6

和图 7.

(ii) 固定  $s$ ,  $-q^2$ , 不对称度随  $\xi$  的变化分别见图 8 和图 9.

从上面的讨论和计算, 我们可得如下结论:

1. 在取二级电磁相互作用时, 自旋为零的粒子与极化核子碰撞产生重质量轻子对过程没有极化效应.

2. 如果认为层子海除能带外只带真空量子数, 那么部分子模型将给出, 极化质子与极化质子(或极化中子与极化中子)碰撞产生重质量轻子对过程也没有极化效应.

3. 极化反质子与极化质子(或核子)碰撞产生重质量轻子对过程有明显的极化效应. 对于固定的  $\xi = 0$ , 在能量较低时, 不对称度随  $-q^2$  增加而减小, 而能量高时不对称度随  $-q^2$  增加而增大. 对于固定的  $-q^2$ , 不对称度随  $\xi$  的增加而减小.

4. 反应  $\bar{p} + p \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  的不对称度是正的, 而  $\bar{p} + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  的不对称度则是负的.

最后, 感谢朱洪元等同志的有益的讨论.

### 参 考 文 献

- [1] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.*, **23** (1969), 1415.
- [2] R. P. Feynman et al., *Phys. Rev.*, **D15** (1977), 2590.
- [3] 李炳安、郁宏、沈齐兴、张美曼, *高能物理与核物理*, **3**(1977), 722.
- [4] Emanuel. Derman, *Phys. Rev.*, **D7** (1973), 2755.
- [5] C. Y. Prescott et al., SLAC—PUB-2148.
- [6] W. W. Wilson, *Phys. Rev.*, **D10** (1974), 218.
- [7] S. D. Drell and T. M. Yan, *Phys. Rev.*, **D1** (1970), 1617.

## DEEP INELASTIC SCATTERING PROCESSES OF THE ELECTRONS ON POLARIZED NUCLEONS AND POLARIZATION EFFECTS IN THE PROCESSES OF HEAVY LEPTONS PAIR PRODUCTION

SHIEN QI-XING ZHANG MEI-MAN LI BING-AN YU HONG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

By using the distribution functions<sup>[3]</sup> of the valence stratoms with definite helicities, the differential cross sections and asymmetries of 1. the deep inelastic scattering processes of electrons on polarized protons, polarized neutrons and polarized nucleons, and 2. the process  $\bar{p} + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  (where the p and N are polarized) are computed. From the kinematics, it is shown that no polarization effects exist in the process  $\pi(K) + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  (where N is polarized). Also from the parton model it is shown that no polarized effects exist in the process  $p + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  (where p and N are polarized).