

夸克与反夸克不对称的奇异 海对温伯格角的修正^{*}

丁勇 吕准 马伯强
(北京大学物理学院 北京 100871)

摘要 NuTeV 实验组报道了用中微子-核子深度非弹散射方法测量到的温伯格角(Weinberg angle) $\sin^2\theta_w$ 的值,并且发现这个值与标准模型的预言值相差 3 个标准偏差.在这篇文章中,推导了考虑核子海中 s 夸克与反夸克不对称时 Paschos-Wolfenstein 关系,分别用两种不同类型的波函数计算了在光锥介子-重子波动模型(light-cone meson-baryon fluctuation model)下核子海中 s 夸克与反夸克分布的情况且得出相近的结果.并且发现,由核子海中奇异夸克反夸克不对称所引起的修正能够降低 NuTeV 的测量的温伯格角的值和标准模型的预言值之间偏差的 30%—80%.

关键词 Paschos-Wolfenstein 关系 温伯格角 夸克与反夸克不对称 核子海

1 引言

目前,标准模型是一些基础理论中被人们普遍接受的规范理论.在标准模型中,弱混合角 $\sin^2\theta_w$ 是一个很重要的物理量,它的精确值对于检验弱电作用的标准模型有着至关重要的作用,在 NuTeV 实验组报道 $\sin^2\theta_w$ 值以前,一切电弱可测量^[1]都是与之相符合的. NuTeV 实验组是利用中微子(反中微子)-核子的深度非弹散射过程来测量 $\sin^2\theta_w$ 值的,在考虑了各种可能的误差之后,他们得到的 $\sin^2\theta_w$ 测量值为^[2]

$$\sin^2\theta_w = 0.2277 \pm 0.0013(\text{stat}) \pm 0.0009(\text{syst}),$$

这个值比在其他电弱过程中测量到的值大 3 个标准偏差,在其他过程中^[1]测量到的值为

$$\sin^2\theta_w = 0.2227 \pm 0.0004,$$

为了得到更准确的 $\sin^2\theta_w$ 的值, NuTeV 实验组测量的是中微子(反中微子)与铁靶的中性流相互作用微分截面与带电流相互作用微分截面的比值^[2],可以近似的写为 Paschos-Wolfenstein 关系^[3]:

$$R^- = \frac{\sigma_{\text{NC}}^{\nu\text{N}} - \sigma_{\text{NC}}^{\bar{\nu}\text{N}}}{\sigma_{\text{CC}}^{\nu\text{N}} - \sigma_{\text{CC}}^{\bar{\nu}\text{N}}} = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_w. \quad (1)$$

前面已经说过, NuTeV 实验组测量的并不是严格的 Paschos-Wolfenstein 关系:方程(1).基于这一点,人们考虑到很多修正,例如:电荷对称破缺^[4],这个修正能够解释 NuTeV 测量值与标准模型预言值偏差的三分之一;核的遮蔽效应^[5];靶中中子数和质子数不等的修正^[6];光子, W^\pm 和 Z^0 不同的遮蔽效应的修正^[7]; s 和 \bar{s} 分布的不对称^[8];对结构函数 F_2 的修正^[9], QCD 的修正^[10],等等.另外,在文献[11]中,也讨论了产生这种结果的各种可能的不确定性以及这种奇异性(出现 3 个标准偏差)背后可能存在的物理机制.

方程(1)是在假定了核子海中的夸克和反夸克分布是对称的前提下得到的.而实际上,核子中海的研究对于理解核子结构和强相互作用都是非常重要的.通常,我们都假定核子海中夸克-反夸克是对称的,但是应该注意到在某种程度上,它们是不对称的^[12].在实验上,研究 u 和 d 海夸克的不对称性是相当困难的,因为很难将其海夸克与束缚态中相应的价夸克区别开来,但是对于 s 海夸克,情况要好的多.目前,已经有一些实验数据的分析^[13-16]表明:在核子海中, s 和 \bar{s} 的分布是不对称的,而关于这一

点也有一些理论上的讨论^[12,17-21]. 其中 Brodsky 和马伯强建议用光锥介子-重子波动模型去描述 s 和 \bar{s} 的分布, 并且发现, 在动量分数 x 较小的区域里 $s < \bar{s}$; 在 x 较大的区域里 $s > \bar{s}$. 而 Holtmann, Szczurek 和 Speth^[19] 则用介子云模型^[17,19] (meson cloud model) 去描述 s 和 \bar{s} 的分布, 得到了与前者完全不同的结论. 除此之外, 曹福广和 Signal 还对用这两个不同模型得到的结果进行了一个唯象的分析^[21]. 根据核子海中奇异夸克与反夸克分布的情况和其他实验事实^[12], 一种保守选取为 $P(p = K^+ \Lambda) \sim 3\%$, $P(p = n\pi^+) \sim 15\%$, $P(p = \Delta^+ + \pi^-) \sim 1\%$ ^[22]. 本文选取质子中 $K^+ \Lambda$ 态的几率为 $4\% - 10\%$, 这与文献^[12] 中 $K^+ \Lambda$ 态几率的选取是一致的. 本文推导了在考虑核子海中 s 和 \bar{s} 分布不对称时的 Paschos-Wolfenstein 关系, 利用光锥介子-重子波动模型计算了 s 和 \bar{s} 的分布, 并且发现, 由核子海中 s 和 \bar{s} 分布不对称性引起的修正能够减少 NuTeV 结果和标准模型预言值偏差的 $30\% - 80\%$, 这个结果与曹福广等^[8] 采用介子云模型得到的结论是不一样的. 他们认为, 由 s 和 \bar{s} 分布不对称性所引起的修正是相当小的, 以致于不能修正标准模型对 $\sin^2\theta_w$ 的预言值.

2 修正的 Paschos-Wolfenstein 关系

Paschos-Wolfenstein 关系是在假定核子海中 $s(x) = \bar{s}(x)$ 的前提下得到的. 在这一部分中, 假定了在核子海中 $s(x) \neq \bar{s}(x)$, 重新推导了一个修正的 Paschos-Wolfenstein 关系. 中微子(反中微子)与核子的中性流相互作用的微分散射截面有如下形式^[23]

$$\frac{d^2\sigma_{\text{NC}}^{\nu(\bar{\nu})N}}{dx dy} = \pi s \left(\frac{\alpha}{2\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w M_Z^2} \right)^2 \left(\frac{M_Z^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \cdot \left[xyF_1^Z(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{xy m_N^2}{s} \right) \cdot F_2^Z(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) xF_3^Z(x, Q^2) \right], \quad (2)$$

而带电流的微分散射截面有与其相似的形式^[23]

$$\frac{d^2\sigma_{\text{CC}}^{\nu(\bar{\nu})N}}{dx dy} = \pi s \left(\frac{\alpha}{2\sin^2\theta_w M_W^2} \right)^2 \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \cdot \left[xyF_1^W(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{xy m_N^2}{s} \right) \cdot F_2^W(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) xF_3^W(x, Q^2) \right], \quad (3)$$

其中 $Q^2 = -q^2$ 是相互作用时的四动量转移的平方, M_W (M_Z) 是带电流(中性流)相互作用过程中的弱

矢量玻色子的质量, θ_w 是温伯格角 (Weinberg angle), 并且 $x = Q^2/2p \cdot q$, $y = p \cdot q/p \cdot k$, $s = (k + p)^2$ 其中 $k(p)$ 是初态中微子或反中微子(核子)的四动量. 质子的结构函数 $F_i^{\text{W}^\pm P}(x, Q^2)$ 在 $Q^2 \rightarrow \infty$ 时, 只是 x 的函数. 其中质子的带电流反应的结构函数有如下形式^[23]

$$\begin{aligned} \lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_1^{\text{W}^+ P}(x, Q^2) &= d^P(x) + \bar{u}^P(x) + s^P(x) + \bar{c}^P(x), \\ \lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_1^{\text{W}^- P}(x, Q^2) &= u^P(x) + \bar{d}^P(x) + \bar{s}^P(x) + c^P(x), \\ \frac{1}{2} \lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_3^{\text{W}^+ P}(x, Q^2) &= d^P(x) - \bar{u}^P(x) + s^P(x) - \bar{c}^P(x), \\ \frac{1}{2} \lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_3^{\text{W}^- P}(x, Q^2) &= u^P(x) - \bar{d}^P(x) - \bar{s}^P(x) + c^P(x), \\ F_2^{\text{W}^\pm P}(x, Q^2) &= 2xF_1^{\text{W}^\pm P}(x, Q^2). \end{aligned} \quad (4)$$

质子的中性流反应的结构函数有如下形式^[23]

$$\begin{aligned} \lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_1^{Zp}(x, Q^2) &= \frac{1}{2} [(u_V^2 + u_A^2)(u^P(x) + \bar{u}^P(x) + c^P(x) + \bar{c}^P(x)) + (d_V^2 + d_A^2) \cdot \\ &\quad (d^P(x) + \bar{d}^P(x) + s^P(x) + \bar{s}^P(x))], \\ \lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_3^{Zp}(x, Q^2) &= 2[u_V u_A (u^P(x) - \bar{u}^P(x) + c^P(x) - \bar{c}^P(x)) + d_V d_A (d^P(x) - \bar{d}^P(x) \\ &\quad + s^P(x) - \bar{s}^P(x))], \\ F_2^{Zp}(x, Q^2) &= 2xF_1^{Zp}(x, Q^2), \end{aligned} \quad (5)$$

由于假定核子中部分子分布是电荷对称的, 所以中子的带电流(中性流)反应的结构函数只需将方程(4), (5)中的角标 p 换成 n 就可以了. 其形式为

$$\begin{aligned} d^n(x) &= u^p(x), \\ u^n(x) &= d^p(x), \\ s^n(x) &= s^p(x) = s(x), \\ c^n(x) &= c^p(x) = c(x). \end{aligned} \quad (6)$$

在方程(5)中, u_V, d_V, u_A 和 d_A 是矢量和轴矢量耦合量:

$$u_V = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2\theta_w, \quad u_A = \frac{1}{2},$$

$$d_V = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2\theta_w, \quad d_A = -\frac{1}{2}.$$

利用以上的方程, 就可以得到新的 Paschos-Wolfen-

stein 关系:

$$R_N^- = \frac{\sigma_{NC}^{vN} - \sigma_{NC}^{\bar{v}N}}{\sigma_{CC}^{vN} - \sigma_{CC}^{\bar{v}N}} = R^- - \delta R_s^- \quad (7)$$

其中 δR_s^- 是由于在核子海中 s 和 \bar{s} 分布不对称性而引起的对原来的 Paschos-Wolfenstein 关系 R^- 的修正项:

$$\delta R_s^- = - \left(-1 + \frac{7}{3} \sin^2 \theta_w \right) \frac{S^-}{Q_V + 3S^-}, \quad (8)$$

其中 $Q_V \equiv \int_0^1 x [u_V(x) + d_V(x)] dx$, $S^- \equiv \int_0^1 x [s(x) - \bar{s}(x)] dx$. 在推导 R_N^- 的过程中, 假定了同位旋对称和 $c(x) = \bar{c}(x)$. 用这种方法, 得到了修正项 δR_s^- , 在下面的部分将用光锥两体波函数模型^[12] (the light-cone two-body wave function model) 和光锥夸克 - 双夸克模型^[24] (the light-cone quark-spectator model) 来计算 S^- 和 Q_V .

3 奇异 - 反奇异海夸克的不对称性

在这一部分将采用光锥两体波函数模型^[12] 来计算 S^- 和 Q_V . 在这种机制中^[25], 强子的波函数可以写成一系列的 Fock 态与光锥波函数相乘之后求和来表示, 例如, 质子的波函数可以写成:

$$|p\rangle = |uud\rangle \Psi_{uud/p} + |uudg\rangle \Psi_{uudg/p} + \sum_q |uudq\bar{q}\rangle \Psi_{uudq\bar{q}/p} + \dots \quad (9)$$

Brodsky 和马伯强等^[12] 做的一个近似, 也就是质子的波函数可以写成介子 - 重子 Fock 态求和的形式. 例如: $p(uud\bar{s}) = K^+(u\bar{s}) + \Lambda(uds)$, 而更高阶的 Fock 态的贡献是次要的, 这里可以忽略. 在夸克 - 双夸克模型^[24] 中, Λ 中的 ud 作为一个双夸克的形态存在, 这里选择两种不同的波函数:

$$\Psi_D(x, \mathbf{k}_\perp) = A_D \exp(-M^2/8\alpha_D^2), \quad (10)$$

$$\Psi_D(x, \mathbf{k}_\perp) = A_D (1 + M^2/\alpha_D^2)^{-P}, \quad (11)$$

其中 $\Psi_D(x, \mathbf{k}_\perp)$ 是两体波函数, 它是介子 - 重子态不变质量的函数, 不变质量可以写成如下形式:

$$M^2 = \frac{m_1^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{x} + \frac{m_2^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{1-x}, \quad (12)$$

其中 \mathbf{k}_\perp 是内部夸克横向动量, m_1 和 m_2 是夸克 q 和双夸克态 D 的质量, α_D 是内部动量的标度, P 是幂常数, 这里取 $P = 3.5$. 对于 $K^+ \Lambda$ 态中的 s 和 \bar{s} 的分布可以通过如下方式得到

$$s(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} f_{\Lambda/K^+\Lambda}(y) q_{s/\Lambda}(x/y),$$

$$\bar{s}(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} f_{K^+/K^+\Lambda}(y) q_{\bar{s}/K^+}(x/y), \quad (13)$$

其中 $f_{\Lambda/K^+\Lambda}(y), f_{K^+/K^+\Lambda}(y)$ 是在介子 - 重子态中各自发现携带光锥动量分数 y 的 Λ, K^+ 的几率, 对于高斯型的波函数, 其几率有如下形式:

$$f_{\Lambda/K^+\Lambda}(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_\perp \left| A_D \exp\left[-\frac{1}{8\alpha_D^2} \cdot \left(\frac{m_\Lambda^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{y} + \frac{m_{K^+}^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{1-y}\right)\right] \right|^2,$$

$$f_{K^+/K^+\Lambda}(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_\perp \left| A_D \exp\left[-\frac{1}{8\alpha_D^2} \cdot \left(\frac{m_{K^+}^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{y} + \frac{m_\Lambda^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{1-y}\right)\right] \right|^2 \quad (14)$$

相似的 $q_{s/\Lambda}(x/y), q_{\bar{s}/K^+}(x/y)$ 是在 Λ, K^+ 中分别发现携带光锥动量分数 x/y 的 s, \bar{s} 的几率, 有如下形式:

$$q_{s/\Lambda}(x/y) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_\perp \left| A_D \exp\left[-\frac{1}{8\alpha_D^2} \cdot \left(\frac{m_s^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{x/y} + \frac{m_D^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{1-x/y}\right)\right] \right|^2,$$

$$q_{\bar{s}/K^+}(x/y) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}_\perp \left| A_D \exp\left[-\frac{1}{8\alpha_D^2} \cdot \left(\frac{m_{\bar{s}}^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{x/y} + \frac{m_q^2 + \mathbf{k}_\perp^2}{1-x/y}\right)\right] \right|^2. \quad (15)$$

在文献^[12] 中, 采用了两种不同类型的波函数 (高斯型的波函数和幂函数型的波函数) 来估计核子海中的 s 和 \bar{s} 的分布, 并且发现 s 和 \bar{s} 的分布几乎相同. 在这篇文章中分别计算了这两种不同的波函数 (方程(10)和方程(11)) 形式所得出来的分布和贡献.

还利用夸克 - 双夸克模型计算了在质子中的 u 和 d 价夸克的分布, 质子中非极化的价夸克分布有如下形式^[24]:

$$u_V(x) = \frac{1}{2} a_S(x) + \frac{1}{6} a_V(x),$$

$$d_V(x) = \frac{1}{3} a_V(x), \quad (16)$$

其中 $a_D(x)$ ($D = S$ 或 V , S 是指标量的双夸克态, V 是指矢量的双夸克态^[26]) 是双夸克散射的分布, 可以被写成:

$$a_D(x) \propto \int [d\mathbf{k}_\perp] |\Psi_D(x, \mathbf{k}_\perp)|^2. \quad (17)$$

参数 α_D, m_q, m_D 的值可以通过模拟强子的各种性质来调整而得到. 在这篇文章中, 作如下选值: $m_q = 330\text{MeV}$, $\alpha_D = 330\text{MeV}$, $m_S = 600\text{MeV}$, $m_V = 900\text{MeV}$ 和

$m_s = m_{\bar{s}} = 480\text{MeV}$. 在文献[12]中,波函数归一化,所以能得到核子海中 s 和 \bar{s} 不同的分布,利用相同的方法,还可以得到 u 和 d 价夸克的分布,只是在夸克-双夸克模型中, $\int_0^1 dx a_D(x)$ 必须归一化到 3^[24,27]. 如果假定同位旋对称,那么可以得到核子中价夸克的分布:

$$\begin{aligned} u_V^N(x) &= \left(\frac{1}{2} a_S(x) + \frac{1}{2} a_V(x) \right) \cdot \frac{1}{2}, \\ d_V^N(x) &= \left(\frac{1}{2} a_S(x) + \frac{1}{2} a_V(x) \right) \cdot \frac{1}{2}, \end{aligned} \quad (18)$$

其中核子 $N = \frac{1}{2}(p+n)$.

这样,利用这个模型就可以得到核子海中奇异和反奇异夸克的分布,数值结果示于图 1 中,从图中可以发现,当 $x < 0.235$ 时, $s < \bar{s}$; 当 $x > 0.235$ 时, $s > \bar{s}$, 这个结果与介子云模型^[8]的预言是完全相反的,也得到 $x(s - \bar{s})$ 的数值结果,其随 x 的分布示于图 2 中. 从方程(7)同样可以发现, δR_s^- 的值可以影响 R^- 的值; 而从方程(8)可以看出,其值也影响 $\sin^2\theta_w$ 的值. 我们计算的结果是高斯型的波函数(幂次型的波函数) $0.0042 < S^- < 0.0106$ ($0.0035 < S^- < 0.0087$), 此时相应的 δR_s^- 的值为: $0.0017 < \delta R_s^- <$

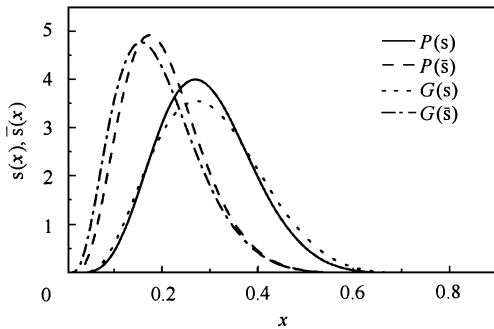


图 1 s 和 \bar{s} 的分布图

其中 $P(s)$ ($G(s)$) 是幂次型(高斯型)的 s 分布, $P(\bar{s})$ ($G(\bar{s})$) 是幂次型(高斯型)的 \bar{s} 分布.

0.0041 ($0.0014 < \delta R_s^- < 0.0034$), 从而可以使 NuTeV 的测量到的 $\sin^2\theta_w$ 的结果与标准模型预言的 $\sin^2\theta_w$ 的值之间的偏差从 0.005 降低到 0.0033 (0.0036) ($P_{K^+\Lambda} = 4\%$) 或者 0.0009 (0.0016) ($P_{K^+\Lambda} = 10\%$).

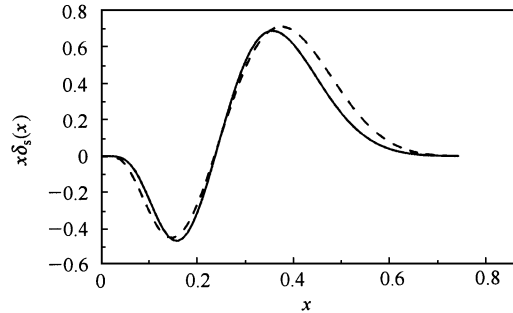


图 2 $x\delta_s(x)$ 随 x 变化的分布图

其中 $\delta_s(x) = s(x) - \bar{s}(x)$. 实线是幂次型的波函数对应的 $x\delta_s(x)$, 虚线是高斯型的波函数对应的 $x\delta_s(x)$.

4 总结

奇异海对于理解核子结构和强相互作用有着至关重要的作用. 在本文中,重新检验了在光锥介子-重子波动模型下,核子海中奇异夸克与反夸克的分布的不对称性. 在此基础上,得到了一个修正的 Paschos-Wolfenstein 关系,目前尽管有一些实验资料的分析^[13-16]表明核子海中 s 和 \bar{s} 的分布是不对称的,但是这种不对称性仍然需要实验上的直接证明. 本文说明,奇异海无论在符号和数值大小上都对 Paschos-Wolfenstein 关系进行了修正,值得说明的是,这项修正能够减少 NuTeV 的测量结果与标准模型的预言值之间偏差的 30%—80%, 而相应的质子中的 $K^+\Lambda$ 存在的几率是 4%—10%. 因此,在将来的实验中更加仔细的测量核子海中 s 和 \bar{s} 分布的不对称性是很重要的.

参考文献 (References)

- 1 See E G, Abbaneo D et al. hep-ex/0112021
- 2 Zeller G P et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**:091802
- 3 Paschos E A, Wolfenstein L. Phys. Rev., 1973, **D7**:91
- 4 Londergen J T, Thomas A W. Phys. Lett., 2003, **B 558**:132
- 5 Boros C, Londergen J T, Thomas A W. Phys. Rev., 1999, **D 59**:074021; Phys. Rev., 1998, **D 58**:114030
- 6 Kumano S. Phys. Rev., 2002, **D 66**:111301
- 7 Miller G A, Thomas A W. hep-ex/0204007
- 8 CAO Fu-Guang, Signal A I. Phys. Lett., 2003, **B 559**:229
- 9 Kovalenko S, Schmidt I, YANG Jian-Jun. Phys. Lett., 2002, **B 546**:68
- 10 Kretzer S et al. hep-ph/0312322
- 11 Davidson S et al. JHEP 2002, **02**:037
- 12 Brodsky S J, MA Bo-Qiang. Phys. Lett., 1996, **B 381**:317
- 13 Seligman W G et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **79**:1213;

- Bazarko A O et al. *Z. Phys.*, 1995, **C 65**:189;
Rabinowitz S A et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**:134
- 14 Arneodo M et al. *Nucl. Phys.*, 1997, **B 483**:3
15 Boros C, Londergan J T, Thomas A W. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**:4075
16 Barone V, Pascaud C, Zomer F. *Eur. Phys. J.*, 2000, **C 12**:243
17 Signal A I, Thomas A W. *Phys. Lett.*, 1987, **B 191**:205
18 Burkardt M, Warr J. *Phys. Rev.*, 1992, **D 45**:958
19 Holtmann H, Szczurek A, Speth J. *Phys.*, 1996, **A 596**:631
20 Christiansen H R, Magnin J. *Phys. Lett.*, 1998, **B 445**:8
21 CAO Fu-Guang, Signal A I. *Phys. Rev.*, 1999, **D 60**:074021
- 22 MA Bo-Qiang, Schmidt I, YANG Jian-Jun. *Eur. Phys. J.*, 2001, **A 12**:353
23 Londergan J T, Thomas A W. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 1998, **41**:49
24 MA Bo-Qiang. *Phys. Lett.*, 1996, **B 375**:320
25 Carlitz R. *Phys. Lett.*, 1975, **B 58**:345;
J. Kaur. *Nucl. Phys.*, 1997, **B 128**:219
26 Kogut J B, Soper D E. *Phys. Rev.*, 1970, **D 1**:2901;
Bjorken J B, Kogut J B, Soper D E. *ibid.* 1971, **3**:1328;
Brodsky S J, Roskies R, Suaya R. *ibid.* 1973, **8**:4574
27 MA Bo-Qiang, QING Di, Schmidt I. *Phys. Rev.*, 2002, **C 65**:035205

Correction of Asymmetric Quark-Antiquark Strange Sea to Weinberg Angle*

DING Yong LÜ Zhun MA Bo-Qiang

(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract We derive a new Paschos-Wolfenstein relationship which should bring an important correction to Weinberg angle $\sin^2\theta_w$ when considering the quark-antiquark asymmetry in the nucleon sea. We also obtain the distributions of asymmetric strangeantistrange sea by using the light-cone meson-baryon fluctuation model with two kinds of wave functions, respectively. The most important issue is that the correction of asymmetric strange-antistrange sea can reduce approximately 30%—80% of the difference with three standard deviations between the measured value of the Weinberg angle $\sin^2\theta_w$ by the NuTeV Collaboration and the predicted value by the standard model.

Key words Paschos-Wolfenstein relation, Weinberg angle, quark-antiquark asymmetry, nucleon sea