

核子中奇异夸克分布不对称性与轻味夸克碎裂效应*

高溥泽 马伯强

(北京大学物理学院 北京 100871)

摘要 核子中奇异-反奇异夸克分布的不对称性是核子结构研究中的重要非微扰效应,然而至今未被实验所直接检验.为了探讨测量这种奇异分布不对称性的有效方法,考察了轻味夸克碎裂效应对测量奇异分布不对称性的影响.建议通过直接测量高能中微子和反中微子的带电流深度非弹散射中的带电和中性D介子的微分截面来测量奇异分布的不对称性.这种方法能够使奇异分布不对称性与轻味夸克碎裂的效应相分离.

关键词 奇异分布不对称性 轻味夸克碎裂 带电流深度非弹散射

1 引言

在核子结构的研究领域中,奇异夸克-反夸克分布的不对称性为介子重子福克态的非微扰图像所自然地预言^[1-3].如果这一不对称性被实验证实,它将不仅对核子结构的研究而且对量子色动力学的深入发展具有重要的意义.关于奇异分布不对称性的测量,人们已经开展了一些有意义的工作,其中轻子-核子深度非弹散射(DIS)数据的整体分析(global analysis)显示^[4, 5],奇异分布是不对称的,这定性地与内禀海理论(intrinsic sea theory)的预言相一致;然而,通过中微子散射测量双 μ 产生截面的实验CCFR和NuTeV,它们给出的次领头阶分析倾向于奇异分布是对称的^[6, 7].从这些实验的分析,人们还不能对核子奇异分布是否对称给出明确的结论.近来,由于核子奇异分布的不对称性能够成功地解释^[4, 8-12]NuTeV实验组测量的Weinberg角反常现象^[13, 14],因此对奇异分布不对称性的直接测量与检验已成为这一领域急待解决的问题.

对核子奇异夸克分布的测量需要利用带电流深度非弹散射过程.比如,利用中微子和反中微子对同位旋标量靶的带电流深度非弹散射过程可以测量宇称守恒的结构函数 F_2^ν 和 $F_2^{\bar{\nu}}$,从中可以获取奇异分布不对称性: $F_2^\nu - F_2^{\bar{\nu}} = 2x[s(x) - \bar{s}(x)]$.然而,由于系统

误差的存在,从两个大量中准确地提取一个小量是很难实现的.而利用带电流深度非弹散射c夸克产生的方法来测量奇异分布则可以避免上述的困难.这也正是CCFR和NuTeV实验双 μ 测量的基本思想^[6, 15, 16].这一过程的领头阶过程为 $\nu_\mu s \rightarrow \mu^- c$ 和 $\bar{\nu}_\mu d \rightarrow \mu^- \bar{c}$,后者是Cabibbo压低的,因此中微子带电流深度非弹散射c夸克产生截面与核子的奇异夸克分布直接相关;同样地,反中微子带电流深度非弹散射 \bar{c} 夸克产生截面与反奇异夸克分布直接相关.

CCFR和NuTeV测量奇异分布的双 μ 方法是通过测量末态 $\mu^+(\mu^-)$ 来推测c(\bar{c})的产生截面的, $c \rightarrow H(c\bar{q}) \rightarrow \mu^+ X$.虽然双 μ 信号易于探测并且可以在大型重靶上进行以保证高统计量,然而由于碎裂和衰变产生 μ 的过程存在不确定因素,因而其测量的准确性受到限制.比如,CCFR的 $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ 引起的反应中,含c(\bar{c})夸克的强子衰变成 $\mu^+(\mu^-)$ 的平均几率 $\bar{B}_c(\bar{B}_{\bar{c}})$ 还有很大不确定性: $\frac{\bar{B}_c - \bar{B}_{\bar{c}}}{\bar{B}_c} = \frac{0.011 \pm 0.011}{0.1147} \sim 0 - 20\%$ ^[6].

另外,本文将要探讨的“轻味夸克碎裂效应”,也能对双 μ 方法测量奇异不对称性造成较大影响.因此,CCFR和NuTeV的双 μ 实验结果虽然没有对奇异分布不对称性给予有力支持,然而也不能对其可能性进行排除.

所谓“轻味夸克碎裂效应”是指深度非弹散射产生的高能出射轻味夸克碎裂成粲强子(含有c或 \bar{c} 夸克

2005-03-04 收稿

*国家自然科学基金(10421003)资助

的强子)的效应. 这一效应往往被人们忽略, 而 20 世纪 80 年代多组中微子打靶实验观测到同电荷双 μ 产率比理论预计值高很多, 为解释这一现象, 人们提出了粲强子由轻味夸克碎裂产生的非微扰模型^[17]. 轻味夸克碎裂成粲强子, 这些强子再衰变出 μ , 这一过程将对双 μ 观测量有贡献, 从而对奇异分布不对称性的测量造成影响.

本文旨在探讨测量核子奇异分布不对称性的有效方法. 下文首先介绍带电流深度非弹散射 c 夸克产生过程, 以及利用这一过程对核子奇异分布不对称性的测量; 然后本文将考察轻味夸克碎裂效应对双 μ 观测量的影响并估计这一效应的大小; 本文建议通过测量带电和中性 D 介子在带电流深度非弹散射中的半单举微分截面, 来获取核子奇异分布不对称性的信息. 这种半单举测量能够有效地分离奇异分布不对称性和轻味夸克碎裂效应, 从而更准确地揭示核子奇异分布的不对称性.

2 c 夸克产生与奇异分布不对称性

在中微子带电流深度非弹散射中, 领头阶的 c 夸克产生来自中微子与核子中奇异夸克和底夸克的相互作用, $\nu_{\mu}s \rightarrow \mu^-c$ 和 $\nu_{\mu}d \rightarrow \mu^-c$. 对于同位旋标量靶, 领头阶 c 夸克产生的微分截面为^[6, 15]:

$$\frac{d^2\sigma_{\nu_{\mu}N \rightarrow \mu^-cX}}{d\xi dy} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} f_c \cdot \xi [s(\xi)|V_{cs}|^2 + \frac{d(\xi) + u(\xi)}{2} |V_{cd}|^2]. \quad (1)$$

其中 $s = 2ME_{\nu}$ 为中微子与核子碰撞的质心系能量平方, $r^2 \equiv (1 + Q^2/M_W^2)$. ξ 为无穷大动量坐标系下核子中参与相互作用的夸克所携带核子动量的分数. 这里, 由于产生的 c 夸克的质量效应, ξ 与 Bjorken 变量有以下关系: $\xi \approx x(1 + m_c^2/Q^2)$. 方程(1)中因

子 $f_c \equiv 1 - m_c^2/2ME_{\nu}$ 是由 c 夸克的产生有能量域值而引入的, 这一能量压低因子为现有的实验所支持^[18].

相似地, 反中微子带电流深度非弹散射产生 \bar{c} 夸克的微分截面为

$$\frac{d^2\sigma_{\bar{\nu}_{\mu}N \rightarrow \mu^+cX}}{d\xi dy} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} f_c \cdot \xi [\bar{s}(\xi)|V_{cs}|^2 + \frac{\bar{d}(\xi) + \bar{u}(\xi)}{2} |V_{cd}|^2]. \quad (2)$$

奇异分布的不对称性可以通过上述 c 产生和 \bar{c} 产生的截面差来获取:

$$\frac{d^2\sigma_{\nu_{\mu}N \rightarrow \mu^-cX}}{d\xi dy} - \frac{d^2\sigma_{\bar{\nu}_{\mu}N \rightarrow \mu^+cX}}{d\xi dy} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} f_c \cdot \xi \left[(s(\xi) - \bar{s}(\xi))|V_{cs}|^2 + \frac{d_v(\xi) + u_v(\xi)}{2} |V_{cd}|^2 \right]. \quad (3)$$

其中 $u_v(\xi) \equiv u(\xi) - \bar{u}(\xi)$, $d_v(\xi) \equiv d(\xi) - \bar{d}(\xi)$ 为 u 和 d 价夸克的分布函数. 从(3)式可以看出, c 与 \bar{c} 的截面差由奇异不对称分布 $\xi[s(\xi) - \bar{s}(\xi)]$ 和价夸克分布 $\frac{1}{2}\xi[d_v(\xi) + u_v(\xi)]$ 两部分贡献, $|V_{cs}|^2 \simeq 0.95$ 和 $|V_{cd}|^2 \simeq 0.05$ ^[19] 分别为它们的权重. 由于 $\frac{1}{2}\xi[d_v(\xi) + u_v(\xi)]$ 的权重很小, 因此 c 与 \bar{c} 产生的截面差将对奇异分布不对称性比较敏感. 对变量 ξ 和 y 积分后, 奇异不对称部分的贡献占总的 c 与 \bar{c} 产生截面之差的分数可以表示为

$$P_{SA} \approx \frac{2S^-|V_{cs}|^2}{2S^-|V_{cs}|^2 + Q_V|V_{cd}|^2}, \quad (4)$$

其中 $S^- \equiv \int \xi[s(\xi) - \bar{s}(\xi)]d\xi$, $Q_V \equiv \int \xi[d_v(\xi) + u_v(\xi)]d\xi$.

近来, 核子奇异分布的不对称性在解释 NuTeV 反常现象的研究中引起了人们的重视. 多个模型对核子奇异分布的不对称性给出了预言^[9-12], 并能够在一定程度上解释 NuTeV 反常现象. 由这些模型给出的核子奇异分布不对称性, 并利用(4)式, 可以得到奇异分布不对称性对 c 与 \bar{c} 截面差的贡献 P_{SA} (见表 1).

表 1 奇异分布不对称性对 NuTeV 反常的解释和对 c 与 \bar{c} 截面差的贡献 P_{SA}

| Models | Q^2 | To NuTeV anomaly | $2S^-/Q_V$ | P_{SA} |
|----------------------------------|--------------------|------------------|-------------|----------|
| Ding-Ma ^[9] | Q_0^2 | 30%—80% | 0.007—0.018 | 12%—26% |
| Allwall-Ingelman ^[10] | 20GeV ² | 30% | 0.009 | 15% |
| Ding-Xu-Ma ^[11] | Q_0^2 | 60%—100% | 0.014—0.022 | 21%—29% |
| Wakamatsu ^[12] | 16GeV ² | 70%—110% | 0.022—0.035 | 30%—40% |

由表 1 可以看到, 能够解释 NuTeV 反常的模型给出奇异分布不对称性 $S^- > 0$, 这种不对称性对 c 与 \bar{c} 夸克产生截面之差的贡献是可观的 (12%—40%). 值得注意的是, 分布函数 $\xi[s(\xi) - \bar{s}(\xi)]$ 和 $(1/2)\xi[d_v(\xi) + u_v(\xi)]$ 虽然随 Q^2 有所演化, 而其相对

特征却随 Q^2 变化较小, 因此 $2S^-/Q_V$ 的值对 Q^2 的依赖不大, 表 1 所列模型的 Q^2 虽然不同, 其物理结果却是可以相比的.

由 P_{SA} 的值 (12%—40%) 可以看到, c 与 \bar{c} 夸克产生的微分截面之差对奇异分布不对称性是敏感的. 对

变量 ξ 积分后, 这一截面之差与截面之和的比值为

$$R \approx \frac{2S^-|V_{cs}|^2 + Q_V|V_{cd}|^2}{2S^+|V_{cs}|^2 + (Q_V + 2Q_S)|V_{cd}|^2}. \quad (5)$$

其中 $S^+ \equiv \int \xi[s(\xi) + \bar{s}(\xi)]d\xi$, $Q_S \equiv \int \xi[\bar{u}(\xi) + \bar{d}(\xi)]d\xi$. 利用 CTEQ5 参数化对 $Q^2 = 16\text{GeV}^2$ 时 S^+ , Q_V , Q_S 进行计算, 取 $|V_{cs}|^2 = 0.95$, $|V_{cd}|^2 = 0.05$, 并由表 1 取 $2S^-/Q_V$ 为 0.007(0.022), 可以算出 R 的值为 20% (25%). 由此可见, c 与 \bar{c} 夸克产生截面之差与其截面之和相比不是很小的量, 利用带电流深度非弹散射 c 与 \bar{c} 夸克产生的微分截面来获取奇异分布的不对称性是可行的.

3 轻味夸克碎裂效应与双 μ 测量

由于实验上能够观测的是末态强子或其衰变产物而不是夸克, 因此, 本文前一部分所讨论的 c 夸克产生必须考虑其强子化过程, 并以某些强子态或其衰变产物(如 μ) 的产率(截面)作为观测量. 含有 c 夸克的强子 H^+ 产生的微分截面可表示为

$$\frac{d^3\sigma_{\nu\mu N \rightarrow \mu^- H^+ X}}{d\xi dy dz} = \sum_q \frac{d^2\sigma_{\nu\mu N \rightarrow \mu^- q X}}{d\xi dy} D_q^{H^+}(z), \quad (6)$$

其中 $D_q^{H^+}(z)$ 表示夸克 q 碎裂成强子 H^+ 的碎裂函数, 变量 z 表示强子 H^+ 所携带的夸克 q 的动量分数. 本文中 H^+ 可以是含 c 夸克的 $D^+(c\bar{d})$ 或 $D^0(c\bar{u})$ 介子, H^- 为它们的反粒子 $D^-(\bar{c}d)$ 或 $\bar{D}^0(\bar{c}u)$. 人们通常只考虑 c 夸克碎裂成 H^+ 而忽略轻味夸克碎裂到 H^+ 的可能性. 比如, 很多流行的蒙特卡罗程序中运用的 Lund 弦模型给出, 夸克碎裂过程 $q\bar{q}$ 产生的几率正比于 $\exp(-bm_q^2)^{[20]}$, 由奇异夸克对 $s\bar{s}$ 产生的压低因子 $\lambda \sim 0.3^{[21, 22]}$, 可以得到 $c\bar{c}$ 产生的压低要小于 10^{-5} .

然而, 深度非弹散射中的轻味夸克碎裂成强子子的几率可能并不那么小. 这一可能性最初被用来解释同电荷双 μ 的高产率现象^[17]. 我们认为这是一个值得研究的问题. 实际上, 深度非弹散射过程在这一方面不同于 e^+e^- 湮没过程. 前者, 由于核物质的存在, 出射的高能夸克可能从核子海中拾起 c 或 \bar{c} 夸克, 构成一个 D 介子, 由于 c 夸克的质量效应, 这一过程要依赖出射夸克的能量, 出射夸克的能量越高, 它就越有能力拾起 $c(\bar{c})$ 夸克, 这一点从直接同电荷双 μ 产率的能量依赖中可以看出. 由于直接出射的夸克比其他碎裂产物中的夸克能量高很多, 因此出射夸克应该最有可能拾起相应的 c 或 \bar{c} 夸克来组成强子 $D(c\bar{q})$ 或 $\bar{D}(\bar{c}q)$. 因此, 本文考虑高能散射中, 轻味夸克碎裂成强子子的

过程, 如: $u \rightarrow \bar{D}^0(\bar{c}u)$, $d \rightarrow D^-(\bar{c}d)$ 可能是不应被忽略的.

如果这一轻味夸克碎裂效应存在, 它将对利用带电流 c 夸克产生的方法测量奇异分布带来影响, 同时这种效应也会表现在其他方面, 如, 高能中微子散射中直接同电荷双 μ , 三 μ 的产生^[23], 高能强子碰撞中 D^\pm 产生的现象^[24, 25]等. 本文下面将考察轻味夸克碎裂效应对双 μ 方法测量奇异分布不对称性的影响.

中微子对同位旋标量靶的带电流深度非弹散射中, $\mu^- \mu^+$ 产生的微分截面为

$$\frac{d^3\sigma_{\nu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X}}{d\xi dy dz} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} f_c \bar{B}_c(z) [\xi s(\xi) |V_{cs}|^2 + \xi \frac{d(\xi) + u(\xi)}{2} |V_{cd}|^2] + \delta \left(\frac{d\sigma_{\nu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X}}{d\xi dy dz} \right)_{LQF}, \quad (7)$$

其中 $\bar{B}_c(z) = \sum_H D_c^H(z) B_H$, $D_c^H(z)$ 为碎裂函数, B_H 为强子 H 衰变到 μ^+ 的分支比, H 代表强子 D^0 , D^{*0} , D^+ , $D^{*+} \dots$. 式(7)中带有下标 LQF 的项为轻味夸克碎裂效应对 $\mu^- \mu^+$ 产生截面的贡献 ($\nu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d} \rightarrow \mu^- D^+(D^{*+}) X' \rightarrow \mu^- \mu^+ X$),

$$\delta \left(\frac{d^3\sigma_{\nu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X}}{d\xi dy dz} \right)_{LQF} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} D_q(z) \bar{B}_{D^{(*)+}} \cdot x \frac{\bar{d}(x) + \bar{u}(x)}{2} |V_{ud}|^2 (1-y)^2, \quad (8)$$

其中 $D_q(z) \equiv D_q^D(z) + D_q^{D^*}(z)$, 本文取 $D_q^D(z) \equiv D_u^{D^0}(z) = D_u^{D^+}(z) = D_d^{D^0}(z) = D_d^{D^+}(z)$, $D_q^{D^*}(z) \equiv D_u^{D^{*0}}(z) = D_u^{D^{*+}}(z) = D_d^{D^{*0}}(z) = D_d^{D^{*+}}(z)$. 值得注意的是, 这里轻味夸克碎裂函数 $D_q(z)$ 是依赖于夸克 q 的能量的, 类似于包含一个能量压低因子. 式(8)中, $\bar{B}_{D^{(*)+}} = \frac{1}{D_q} (D_q^D B_{D^+} + D_q^{D^*} B_{D^{*+}})$ 为 \bar{d} 碎裂成 D^+ 和 D^{*+} 介子, 再衰变出 μ^+ 的平均分支比. 由于 D^{*+} 以 $B \simeq 67.7\%$ 的几率衰变成 D^0 ^[19], 以 $1-B$ 的几率衰变成 D^+ , 因此 $\bar{B}_{D^{(*)+}} = b B B_{D^0} + (1-bB) B_{D^+}$, 其中 $b \equiv D_q^{D^*} / D_q$.

相似地, 反中微子对同位旋中性靶的带电流深度非弹散射过程, $\mu^+ \mu^-$ 产生的微分截面为

$$\frac{d^3\sigma_{\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \mu^- X}}{d\xi dy dz} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} f_c \bar{B}_c(z) [\xi \bar{s}(\xi) |V_{cs}|^2 + \xi \frac{\bar{d}(\xi) + \bar{u}(\xi)}{2} |V_{cd}|^2] + \delta \left(\frac{d\sigma_{\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \mu^- X}}{d\xi dy dz} \right)_{LQF}, \quad (9)$$

其中,

$$\delta \left(\frac{d^3\sigma_{\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \mu^- X}}{d\xi dy dz} \right)_{LQF} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} D_q(z) \bar{B}_{D^{(*)-}} \cdot x \frac{d(x) + u(x)}{2} |V_{ud}|^2 (1-y)^2. \quad (10)$$

由于轻味夸克碎裂效应对中微子与反中微子深度非弹散射中的双 μ 产生截面有不同的修正, 因此这一效应将影响双 μ 方法测量奇异分布的不对称性. 为了估计这一影响, 本文将比较轻味夸克碎裂效应与奇异分布不对称性在双 μ 观测中的贡献. 奇异分布不对称性对中微子与反中微子双 μ 产生截面之差的贡献可以从表 1 的 P_{SA} 来估计(假定 $\bar{B}_c = \bar{B}_c$), 为 12%—40%. 利用(7)—(10)式, 轻味夸克碎裂效应对这一截面差的贡献为

$$P_{LQF} \equiv \frac{\delta(\sigma_{\nu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X} - \sigma_{\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \mu^- X})_{LQF}}{(\sigma_{\nu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X} - \sigma_{\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \mu^- X})_{total}} \approx \frac{-\frac{1}{3}Q_V|V_{ud}|^2}{Q_V|V_{cd}|^2 + 2S^-|V_{cs}|^2} \cdot \frac{D_q \bar{B}_{D^{(*)+}}}{\bar{f}_c \bar{B}_c}. \quad (11)$$

式中 \bar{f}_c 为压低因子 f_c 的平均值. 为了估计 P_{LQF} 的大小, 式 $\frac{D_q \bar{B}_{D^{(*)+}}}{\bar{f}_c \bar{B}_c}$ 是必须知道的. 下面将利用现有的实验数据定量地估计 $\frac{D_q \bar{B}_{D^{(*)+}}}{\bar{f}_c \bar{B}_c}$ 的值.

在轻味夸克碎裂效应的各种观测中, 直接同电荷双 μ 的产率是人们从实验上研究得最多的一个. 多组实验对直接同电荷双 μ 的产率有正面的报道^[26—28], 其中 CDHSW^[26]与 CCFR^[27]的数据具有高统计量, 并在很大程度上表现出一致性. 另一个精度较高的实验 CHARM^[28], 给出的直接同电荷双 μ 产率比上述两组实验大很多, 这一实验在估计 π/K 衰变背景方面受到质疑^[26], 另外, 这组实验末态 μ 的动量截断($p_\mu > 4\text{GeV}$)比其他实验($p_\mu > 9\text{GeV}$)小很多, 因此可以允许观测更多的事件并计入直接双 μ 产率. 由于对衰变产物 μ 的动量截断减少了事件数, 从而降低了直接同电荷双 μ 的产率 $\mu^- \mu^- / \mu^-$, 因此利用 $\mu^- \mu^- / \mu^-$ 的实验数据将低估轻味夸克碎裂效应. 另一方面, 直接同电荷双 μ 与异电荷双 μ 的比率 $\mu^- \mu^- / \mu^- \mu^+$ 将较少地受动量截断的影响, 因为从强子衰变出的 μ 受到同样的动量截断. 因此, $\mu^- \mu^- / \mu^- \mu^+$ 的实验数据将比

$\mu^- \mu^- / \mu^-$ 更适合用来估计轻味夸克碎裂效应.

中微子对同位旋标量靶深度非弹散射产生 $\mu^- \mu^- (\nu + d \rightarrow \mu^- + u, u \rightarrow \bar{D}^{(*)0}(cu))$ 的微分截面为

$$\frac{d^3 \sigma_{\nu N \rightarrow \mu^- \mu^- X}}{dx dy dz} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} x \frac{u(x) + d(x)}{2} |V_{ud}|^2 D_q(z) B_{\bar{D}^0}, \quad (12)$$

其中, $B_{\bar{D}^0}$ 为 \bar{D}^0 介子衰变出 μ^- 的分支比, 由于 \bar{D}^{*0} 介子首先衰变为 \bar{D}^0 介子, 因此其分支比与 $B_{\bar{D}^0}$ 相同.

相似地, 反中微子对同位旋标量靶深度非弹散射产生 $\mu^+ \mu^+$ 的微分截面为

$$\frac{d^3 \sigma_{\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \mu^+ X}}{dx dy dz} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} x \frac{\bar{u}(x) + \bar{d}(x)}{2} |V_{ud}|^2 D_q(z) B_{D^0}. \quad (13)$$

利用(7)和(12)式, 并对运动学变量积分, 可以推出中微子散射中同电荷双 μ 与异电荷双 μ 的比率为

$$\frac{\sigma_{\mu^- \mu^-}}{\sigma_{\mu^- \mu^+}} \approx \frac{Q_{ud}|V_{ud}|^2}{Q_{ud}|V_{cd}|^2 + S|V_{cs}|^2} \cdot \frac{D_q B_{D^0}}{\bar{f}_c \bar{B}_c}, \quad (14)$$

其中 $Q_{ud} \equiv \frac{1}{2} \int x[u(x) + d(x)] dx$, $S \equiv \int xs(x) dx$.

由公式(14)并对 Q_{ud} 和 S 以 $Q^2 = 16\text{GeV}^2$ 的 CTEQ5 参数化进行估计, 再利用实验值 $B_{D^0} \approx 6.87\%$, 可以得到 $\frac{D_q}{\bar{f}_c \bar{B}_c}$ 的值,

$$\frac{D_q}{\bar{f}_c \bar{B}_c} \approx 2.2 \frac{\sigma_{\mu^- \mu^-}}{\sigma_{\mu^- \mu^+}}. \quad (15)$$

CDHSW^[26]报道了中微子(反中微子)的直接同电荷双 μ 与异电荷双 μ 的比率 $\sigma_{\mu^- \mu^-} / \sigma_{\mu^- \mu^+}$ ($\sigma_{\mu^+ \mu^+} / \sigma_{\mu^+ \mu^-}$). 表 2 列出了这一比率在中微子能量 E_{vis} 为 100—200 GeV 范围内, 3 种动量截断下的值. 从表 2 可以看出, 虽然如前所述, 比率 $\sigma_{\mu^- \mu^-} / \sigma_{\mu^- \mu^+}$ 比 $\sigma_{\mu^- \mu^-} / \sigma_{\mu^-}$ 对动量截断的依赖弱很多, 从而更适合用来估计轻味夸克碎裂效应, 然而 $\sigma_{\mu^- \mu^-} / \sigma_{\mu^- \mu^+}$ 的值对动量仍有一定的依赖, 因此利用现有的这一数据, 我们只能对轻味夸克碎裂效应的量级有所估计.

表 2 CDHSW 实验 $100 < E_{vis} < 200\text{GeV}$ 下的直接双 μ 产率^[26]

| | $\sigma_{\mu^- \mu^-} / \sigma_{\mu^- \mu^+}$ | $\sigma_{\mu^- \mu^-} / \sigma_{\mu^-}$ | $\sigma_{\mu^+ \mu^+} / \sigma_{\mu^+ \mu^-}$ | $\sigma_{\mu^+ \mu^+} / \sigma_{\mu^+}$ |
|------------------------|---|---|---|---|
| $p_\mu > 6\text{GeV}$ | $(3.5 \pm 1.6)\%$ | $(1.6 \pm 0.74) \times 10^{-4}$ | $(4.5 \pm 2.0)\%$ | $(2.2 \pm 1.0) \times 10^{-4}$ |
| $p_\mu > 9\text{GeV}$ | $(2.9 \pm 1.2)\%$ | $(1.05 \pm 0.43) \times 10^{-4}$ | $(4.4 \pm 1.8)\%$ | $(1.7 \pm 0.7) \times 10^{-4}$ |
| $p_\mu > 15\text{GeV}$ | $(2.3 \pm 1.0)\%$ | $(0.52 \pm 0.22) \times 10^{-4}$ | $(4.1 \pm 2.3)\%$ | $(0.8 \pm 0.45) \times 10^{-4}$ |

为了估计 P_{LQF} , (11)式中 $\bar{B}_{D^{(*)+}}$ 的值是必需的, 由 $\bar{B}_{D^{(*)+}} = b B_{D^0} + (1 - b) B_{D^+}$, 取 $b \equiv D_q^{*+} / D_q$ 为 $1/3$ — $2/3$, 并利用实验值 $B_{D^0} \approx 6.87\%$, $B_{D^+} \approx 17.2\%$ ^[29], 得到 $\bar{B}_{D^{(*)+}} = (13.7 \pm 1.2)\%$. 再将(15)式

代入(11)式中, 并由表 1 取 $2S^- / Q_V = 0.007$, 可以得到 $P_{LQF} = -(1.65 \pm 0.14) \sigma_{\mu^- \mu^-} / \sigma_{\mu^- \mu^+}$. 由表 2 取 $\sigma_{\mu^- \mu^-} / \sigma_{\mu^- \mu^+} = (3.5 \pm 1.6)\%$, 可以得到 $P_{LQF} = -(5.8_{-2.9}^{+3.3})\%$.

P_{LQF} 也可以利用 $\sigma_{\mu^+\mu^+}/\sigma_{\mu^+\mu^-}$ 的数据进行估计, 结果为 $P'_{\text{LQF}} = -(32^{+18}_{-16})\%$.

由此得到轻味夸克碎裂效应在异电荷双 μ 的测量中贡献百分之几或更大, 而奇异分布不对称的贡献 P_{SA} 为 (12—40)%. 由 P_{LQF} 与 P_{SA} 的大小相比, 可以看出轻味夸克碎裂效应在异电荷双 μ 的测量中是不可忽略的, 这一效应将影响核子奇异分布不对称性的测量; 由 P_{LQF} 与 P_{SA} 的符号相反, 轻味夸克碎裂效应将反向贡献于奇异分布不对称性, 使双 μ 方法测量到的核子奇异分布不对称性比物理实际值小.

4 直接测量 D 介子

中微子打击乳胶靶, 如 CHORUS 实验^[30, 31], 提供了直接观测粲强子的可能. 与双 μ 实验相比, 直接测量粲强子的方法具有背景低的优点, 并且避免了衰变产生 μ 的过程中的不确定性^[30]. 另外, 如本文下面将要阐明的, 直接测量带电和中性 D 介子可以有效地分离出轻味夸克碎裂效应的贡献, 从而可以更可靠地测量核子奇异分布的不对称性.

中微子和反中微子带电流深度非弹散射, 产生粲强子 H^+ (D^+ 或 D^0) 和 H^- (D^- 或 \bar{D}^0) 的截面分别与核子奇异和反奇异分布密切相关, 其截面之差则直接反映奇异分布的不对称性. 这一截面差在不考虑轻味夸克碎裂效应的情况下可以表示为

$$f_{H^+} - f_{H^-} \equiv \frac{d^3\sigma_{\nu_\mu N \rightarrow \mu^- H^+ X}}{d\xi dy dz} - \frac{d^3\sigma_{\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ H^- X}}{d\xi dy dz} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} f_c \xi [(s(\xi) - \bar{s}(\xi)) |V_{cs}|^2 + \frac{d_v(\xi) + u_v(\xi)}{2} |V_{cd}|^2] D_c^{H^+}(z), \quad (16)$$

这里已经假定了夸克碎裂过程的电荷对称性 $D_c^{H^+}(z) = D_c^{H^-}(z)$.

如果考虑轻味夸克碎裂效应, 这一截面差将包含修正项 $\delta(f_{H^+} - f_{H^-})_{\text{LQF}}$. 对于 D^\pm 产生,

$$\delta(f_{D^+} - f_{D^-})_{\text{LQF}} = -\frac{G^2 s}{\pi r^2} x \frac{d_v(x) + u_v(x)}{2} |V_{ud}|^2 (1-y)^2 D_q(z) \cdot (1-\varepsilon), \quad (17)$$

其中 $\varepsilon = Bb$, 它的引入是考虑到一部分 D^{*+} (D^{*-}) 介子将衰变成 D^0 (\bar{D}^0) 介子, 从而不对 D^\pm 的截面贡献. 对于中性 D 介子产生, 轻味夸克碎裂效应将对中微子带电流反应的 \bar{D}^0 介子产生截面贡献 ($\nu + d \rightarrow \mu^- + u$, $u \rightarrow \bar{D}^0(c\bar{u})$), 而对反中微子带电流反应的 D^0 产生截面贡献. 由于乳胶靶不区分 D^0 和 \bar{D}^0 粒子, 因此, 轻味

夸克碎裂效应将对中微子与反中微子的带电流中性 D 介子产生截面差有修正:

$$\delta(f_{D^0} - f_{\bar{D}^0})_{\text{LQF}} = \frac{G^2 s}{\pi r^2} x \frac{d_v(x) + u_v(x)}{2} |V_{ud}|^2 D_q(z) (1-\varepsilon'), \quad (18)$$

其中 $\varepsilon' = (1-y)^2 Bb$, 是考虑到轻味夸克 \bar{d} (d) 碎裂成的 D^{*+} (D^{*-}) 介子将衰变成 D^0 (\bar{D}^0), 从而对这一截面差有贡献.

通过对 (16)—(18) 式积分, 轻味夸克碎裂效应对粲强子 H^+ 和 H^- 截面差贡献的分数 P_{LQF}^{\pm} 可以通过 CDHSW 实验的 $\sigma_{\mu^-\mu^-}/\sigma_{\mu^-\mu^+}$ 数据以及 CTEQ5 参数化计算进行估计, 其过程与前述对双 μ 观测量的 P_{LQF} 的估计相类似, 其中利用了实验值 $D_c^{D^+} \equiv \int D_c^{D^+}(z) dz \simeq 0.26$, $D_c^{D^0} \equiv \int D_c^{D^0}(z) dz \simeq 0.66$, $\bar{B}_c \simeq 8.8\%$ ^[29]. 我们得到的结果为: 对于 D^\pm 产生, $P_{\text{LQF}}^{\pm} \approx 1.6P_{\text{LQF}}$; 对于中性 D 介子产生, $P_{\text{LQF}}^{D^0} \approx -2.6P_{\text{LQF}}$.

至此, 我们得到轻味夸克碎裂效应对截面差 $f_{D^+} - f_{D^-}$ 和 $f_{D^0} - f_{\bar{D}^0}$ 有百分之几到几十的修正, 这可以与奇异分布不对称性的贡献 12%—40% 相比. 轻味夸克碎裂效应对观测量 $f_{D^+} - f_{D^-}$ 和 $f_{D^0} - f_{\bar{D}^0}$ 的贡献符号相反, 前者与奇异分布不对称性的贡献反向, 后者与奇异分布不对称性的贡献同向. 利用 $f_{D^+} - f_{D^-}$ 和 $f_{D^0} - f_{\bar{D}^0}$ 的差异, 轻味夸克碎裂效应可以与奇异分布不对称性的贡献相分离. 因此, 利用中微子对乳胶靶的带电流深度非弹散射实验分别测量截面差 $f_{D^+} - f_{D^-}$ 和 $f_{D^0} - f_{\bar{D}^0}$, 不仅可以更准确地测量核子奇异分布的不对称性, 而且将使人们对轻味夸克碎裂效应有进一步的认识.

5 总结

利用中微子及反中微子带电流深度非弹散射产生粲强子的过程是测量核子奇异分布不对称性的有效途径. 然而利用上述思想的双 μ 测量实验 CCFR 和 NuTeV 并未对奇异分布不对称性给予有力支持. 本文考虑了双 μ 测量实验中的不确定因素, 尤其是轻味夸克碎裂效应, 这一效应在双 μ 观测量中反向贡献于奇异分布不对称性, 其量级在本文的分析中是不可忽略的. 在实验上对轻味夸克碎裂效应作进一步分析和考察将有助于澄清这一效应.

为了有效地测量核子奇异分布的不对称性, 本文建议利用乳胶靶直接测量中微子和反中微子带电流粲强子产生截面. 由于轻味夸克碎裂效应对带电与中

性 D 介子产生截面的贡献有所不同, 轻味夸克碎裂效应可以与奇异分布不对称性的效应相分离. 因此, 在实验上对中微子带电流深度非弹散射过程的带电和中

性 D 介子产生截面进行直接测量将使人们不仅对奇异分布不对称性而且对轻味夸克碎裂效应有进一步的认识.

参考文献(References)

- 1 Brodsky S J, MA B-Q. Phys. Lett., 1996, **B381**: 317
- 2 Signal A I, Thomas A W. Phys. Lett., 1987, **B191**: 205
- 3 Burkardt M, Warr B J. Phys. Rev., 1992, **D45**: 958
- 4 Olness F et al. hep-ph/0312323
- 5 Barone V et al. Eur. Phys. J., 2000, **C12**: 243
- 6 Bazarko A O et al (CCFR Collaboration). Z. Phys., 1995, **C65**: 189
- 7 Mason D (NuTeV Collaboration). hep-ex/0405037
- 8 Kretzer S et al. Phys. Rev. Lett., 2004, **93**: 041802
- 9 DING Y, MA B-Q. Phys. Lett., 2004, **B590**: 216; DING Yong, LÜ Zhun, MA Bo-Qiang. HEP & NP, 2004, **28**(9): 947 (in Chinese)
(丁勇, 吕准, 马伯强. 高能物理与核物理, 2004, **28**(9): 947)
- 10 Alwall J, Ingelman G. Phys. Rev., 2004, **D70**: 111505.
- 11 DING Y, XU R-G, MA B-Q. Phys. Lett., 2005, **B607**: 101
- 12 Wakamatsu M. hep-ph/0411203
- 13 Zeller G P et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**: 091802
- 14 Zeller G P et al. Phys. Rev., 2002, **D65**: 111103
- 15 Rabinowitz S A et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**: 134
- 16 Goncharov M et al. Phys. Rev., 2001, **D64**: 112006
- 17 Godbole R M, Roy D P. Z. Phys., 1984, **C22**: 39; Z. Phys., 1989, **C42**: 219
- 18 Astier P et al (NOMAD Collaboration). Phys. Lett., 2000, **B486**: 35
- 19 Eidelman S et al (Particle Data Group). Phys. Lett., 2004, **B592**: 1
- 20 Andersson B et al. Nucl. Phys., 1981, **B178**: 242
- 21 Lafferty G D. Phys. Lett., 1995, **B353**: 541
- 22 Abe K et al (SLD Collaboration). Phys. Rev. Lett., 1997, **78**: 3341
- 23 Smith J, Valenzuela G. Phys. Rev., 1983, **D28**: 1071
- 24 Aitala E M et al (Fermilab E791 Collaboration). Phys. Lett., 1996, **B371**: 157
- 25 Dias de Deus J, Durães F. Eur. Phys. J., 2000, **C13**: 647
- 26 Burkhardt H et al. Z. Phys., 1986, **C31**: 39
- 27 Sandler P H et al. Z. Phys., 1993, **C57**: 1, and References Therein.
- 28 Jonker M et al. Phys. Lett., 1981, **B107**: 241
- 29 de Lellis G et al. Phys. Rep., 2004, **399**: 227
- 30 Kayis-Topaksu A et al (CHORUS Collaboration). Phys. Lett., 2002, **B549**: 48
- 31 Öngüt G et al (CHORUS Collaboration). Phys. Lett., 2004, **B604**: 145

Nucleon Strange Asymmetry and the Light Quark Fragmentation Effect^{*}

GAO Pu-Ze MA Bo-Qiang

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

Abstract Nucleon strange asymmetry is an important non-perturbative effect in the study of nucleon structure, but it has not been checked by experiments yet. For effectively measuring the nucleon strange asymmetry, we investigate the light quark fragmentation effect that may affect the measurement of the strange asymmetry. We suggest an inclusive measurement of charged and neutral charmed hadrons by using an emulsion target in the neutrino and antineutrino induced charged current deep inelastic scattering, in which the strange asymmetry effect and the light quark fragmentation effect can be separated.

Key words strange asymmetry, light quark fragmentation, charged current deep inelastic scattering

Received 4 March 2005

^{*}Supported by National Natural Science Foundation of China (10421003)