

Weinberg 角反常现象的理论解释

丁 勇¹ 马伯强²(北京大学物理学院, 博士研究生¹; 长江特聘教授、博士生导师² 北京 100871)

[摘要] 标准模型在过去 20 年中经历了大量的实验检验, 已被人们所接受。Weinberg 角(或称弱角)是标准模型中一个极其重要的物理量, 它的精确值对于检验标准模型有着至关重要的作用。2002 年, NuTeV 实验组报道了他们测量到的 Weinberg 角的值与在其它电弱过程中测量到的该角的值不同。这一反常现象引起了人们极大的关注, 无论能否在标准模型内解释这种现象, 对粒子物理都将是一个推进。为了解释这种反常现象, 本文在标准模型的框架下, 推导了核子海中奇异-反奇异夸克分布不对称对 Paschos-Wolfenstein 关系的修正, 并计算了光锥介子-重子波动模型和手征夸克模型下, 奇异-反奇异夸克分布的不对称性, 考查了这种不对称性对 Weinberg 角测量值的影响。结果表明, 核子海中奇异-反奇异夸克分布的不对称性所引起的修正, 能够在很大程度上降低 NuTeV 测量到的 Weinberg 角的值与标准模型预言值之间的差异, 可以作为 NuTeV 反常现象的一种合理的解释。

[关键词] Paschos-Wolfenstein 关系 温伯格角 核子海 奇异反奇异夸克分布不对称

[中图分类号] 0572.2 [文献标识码] A [文章编号] 1000-7857(2004)11-0019-04

THEORETICAL EXPLANATIONS FOR THE WEINBERG ANGLE ANOMALY

DING Yong MA Bo-qiang

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

Abstract: Weinberg angle (or weak angle) is so important that it can partly confirm the Standard Model (SM), which has been widely

收稿日期: 2004-09-25。

作者简介: 丁勇, 女, 1974~, 北京大学物理学院(100871), 主要研究方向为粒子物理, E-mail: dingyding2001@163.com。

题一直是一个没有解决的问题。最近, 有人在弦论中成功地构造了满足微调条件的标量场, 但是这个构造还是很特别, 也就是说构造本身就带来一个自然性问题。

除了解决暴涨标量场势能的自然性问题之外, 弦论还需要面对的一个问题是, 今后的微波背景辐射的更为精确的观测有没有可能揭示一些关于量子引力的信息以及弦论效应的信息? 近年来已经有了一些研究, 例如, 暴涨时期的快速膨胀可能放大了非常小的距离上的物理效应, 使得宇宙大尺度结构的关联函数以及微波背景涨落的关联函数偏离了“标准”暴涨模型的预言。笔者曾经和学生一起计算过时间与空间的不对称性对微波背景辐射的影响, 发现这种影响可能已经在 WMAP 实验的结果中体现出来了。

宇宙学毫无疑问是将来检验弦论是否是一个正确的理论的重要领域之一, 也许是最重要的领域, 所以, 我们在未来的 10 年到 20 年中会目睹弦论与宇宙学交叉研究的飞速发展。

5 总结

以上大略地描述了近几年来弦论在一些方向上的发展, 由于版面的关系, 还有若干有趣的发展没有提及。重要的不是面面俱到地总结各方面的发展, 而是透过某些发展看到未来的潜在发展方向。当然, 预言科学的任何一个学科的未来发展是危险的, 因为科学史告诉我们最重要的发现

往往是不可预见的。尽管如此, 一些重大的未来发现还是可以从已经存在的一些线索中看到。坦率地说, 唯一让笔者有信心的方向就是弦论宇宙学, 或者更广义地说, 微观物理在宇宙学中的应用和验证。无论是暗能量问题, 还是暴涨宇宙时期的微观物理过程在宇宙范围中的体现, 在今后许多年都将是弦论学者和宇宙学家以及其它相关领域的研究者的热门研究课题。

参考文献 (References)

- [1] A Sen, Rolling tachyon dynamics in open string theory[J].JHEP, 2002(0204):048, hep-th/0410103
 - [2] D Berenstein, J. M. Maldacena and H. Nastase. Strings in flat space and PP waves from N=4 superyang-mills [J].JHEP, 2002(0204):013
 - [3] A G Riess et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant [J]. Astron. J., 1998 (116): 1009; In: S. Perlmutter et al. Measurements of omega and lambda from 42 high red shift supernovae [J]. Astrophys. J., 1999(517):565
 - [4] C L Bennett et al. First year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: determination of cosmological parameters[J]. Astrophys. J. Suppl., 2003(148): 1
 - [5] M Li. A Model of holographic dark energy. hep-th/0403127, to appear in Phys. Lett.
- (责任编辑 胡春华)

accepted because the predictions in the SM are consistent with the experiment data in the last twenty years. In 2002, the value of Weinberg angle reported by the NuTeV collaboration is different from the world average value measured in other electroweak processes. An extensive attention has been paid to this anomaly, because it would shed light on particle physics whether it can be explained or not within the Standard Model. In order to explain this discrepancy, we obtained the correction to the Paschos–Wolfenstein relation when the distributions of strange quark–antiquark are asymmetric within the SM. In this work, we calculated the asymmetry of strange quark–antiquark distributions in the nucleon by using the light–cone meson–baryon fluctuation model and the chiral quark model and gained similar results. As a result, we found that the correction due to the asymmetry of the strange quark–antiquark distributions can remove the NuTeV anomaly to a great extent, which implies that asymmetric strange–antistrange quark distributions may be a reasonable explanation for the NuTeV defect.

Key Words: Paschos–Wolfenstein relation, Weinberg angle, nucleon sea, asymmetry of strange–antistrange quark distribution

CLC Number: O572.2 **Document Code:** A **Article ID:** 1000-7857(2004)11-0019-04

1 简介

20 世纪以来, 物理学在探索物质微观结构方面不断地取得进展, 其中粒子物理学在上世纪 60 年代取得了突破性的进展, 一是强子结构理论的建立, 二是电磁相互作用和弱作用统一理论的建立。1964 年, 盖尔曼(M.Gell–Mann)和兹韦格(G.Zweig)分别提出了强子的夸克模型。这一模型认为所有的强子都是由夸克组成的复合粒子。当时认为夸克有 3 种味道(flavor): u(up–上)、d(down–下)和 s(strange–奇异), 他们都是自旋为 1/2 的费米子, 每味夸克都有其反粒子。这些夸克和反夸克都具有分数电荷。不久, 又发现每味夸克应该有 3 种颜色: 红(red)、绿(green)、蓝(blue), 而所有的强子都应该是无色的。1974 年, 丁肇中和里克特(B.Richter)分别发现了 J/ψ 粒子。实验和理论都说明它是由一种新的一味夸克 c (charm–粲) 组成的。而在 1977 年, 莱德曼(L.M. Lederman)发现了粒子的存在, 夸克家族增加了第五味成员 b(bottom–底或作 beauty–美)。这样, 人们相信夸克家族应该有第六味夸克 t(top–顶)夸克的存在。1994 年, 美国费米实验室(FNAL)的科学家们终于发现了 t 夸克的存在。20 世纪 70 年代初, 人们认真地研究了高能电子(或其它轻子如 μ 子、中微子等)与核子的深度非弹散射, 这种散射的终态除了电子之外, 还有一大堆强子。实验结果可归结为: 核子内部存在点状的带电粒子, 被称为部分子, 它们的自旋为 1/2, 在 高能情况下, 它们几乎是自由的。这些部分子就是原有的价夸克和由真空激发出来的夸克–反夸克(称为海夸克)。所有这些部分子所携带的动量只占核子动量的一部分, 而其它动量则由不带电的粒子(强相互作用理论—量子色动力学中的胶子, 它们传递强相互作用)所携带。目前, 实验上已经知道并且只知道粒子之间存在着 4 种相互作用: 引力相互作用, 弱相互作用, 电磁相互作用和强相互作用。这些相互作用都是由不同的粒子传递的, 并且是随着距离的增加而减弱的。而研究这些相互作用的共同起源也许是粒子物理学的最终目标。

在物理学的发展史中, 电和磁曾被人认为是两种相互独立的作用, 经过法拉第(Faraday)和麦克斯韦(Maxwell)等人的研究, 证明了电和磁是统一的电磁作用的两个方面。在规范理论发展起来以后, 格拉肖(Glashow)、萨拉姆(Salam)和温伯格(Weinberg)等人提出了由 SU(2)×U(1)规范场来描述弱作用和电磁作用的统一理论——电弱统一理论。而强相互作用可以用色 SU(3)规范场理论来描写, 即量子色动力

学。把量子色动力学和电弱统一理论合起来的 SU(3)×SU(2)×U(1)规范理论称为标准模型。标准模型概括了对于强相互作用和电弱相互作用规律的认识, 但是在标准模型中, 强相互作用和电弱相互作用还是互相独立的。在标准模型中有一个非常重要的物理量—Weiberg 角或称弱角 (weak angle), 它的精确值对于检验标准模型有着至关重要的作用。在 NuTeV 实验组给出最新的实验结果之前, 包括 Weinberg 角在内的一切电弱可测量的实验值都与标准模型给出的理论预言值符合得很好。

NuTeV 实验组是利用中微子 (neutrino) 和反中微子 (antineutrino) 与铁靶的深度非弹散射过程来测量 Weiberg 角 θ_w 的。在考虑了各种可能的误差之后, NuTeV 实验组得到了 $\sin^2\theta_w$ 的测量值^[1]:

$$\sin^2\theta_w=0.2277\pm0.0013(stat)\pm0.009(syst)$$

而在其它电弱过程中测量到的 $\sin^2\theta_w$ 的值(与标准模型的预言值符合得很好)为:

$$\sin^2\theta_w=0.2227\pm0.0004$$

可以看出这两个实验值相差 3 个标准偏差, 这一反常现象引起了粒子物理学界极大的关注。因为如果这种现象不能够在传统的物理图像内得到解释, 那么这是否意味着存在标准模型之外的新物理? 反之, 如果这种反常能够在标准模型之内得以解释, 那么是否意味着在标准模型中还存在着为人们所不知道的物理现象呢? 对这种反常现象的两种解释, 不论是哪种都足以让人们对于粒子物理有新的认识。因而这种反常现象的起源已成为物理学界的又一个讨论热点。人们在一边寻找新物理的同时, 一边试图在标准模型之内来解释这种现象。

NuTeV 实验组是利用中微子和反中微子束与铁靶的深度非弹反应的中性流相互作用的微分散射截面与带电流相互作用的微分散射截面的比值来测量 $\sin^2\theta_w$ 的。而这一比值可以近似地写成 Paschos–Wolfenstein 关系^[2]:

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

这一关系成立是有前提条件的: 首先, 散射靶是同位旋标量靶 (isoscalar target); 其次, 电荷对称性 (charge symmetry) 是有效的; 最后, 核子海中奇异–反奇异 (strange–antistrange)、粲–反粲 (charm–anticharm) 夸克分布是相同的。由于在真实的反应过程中这 3 个假设条件并不是同时都成立的, 甚至是同时都不成立的, 因而从这 3 个假设条件出发, 人们考虑了各种大小不同的修正。

首先,是非同位旋标量靶(non-isoscalar target)的修正。

所谓的同位旋标量靶就是指散射靶处于同位旋为零的状态,通常就是指靶中的质子和中子的数量是相等的。而在目前有中微子参与的深度非弹散射过程所用的靶都是重核靶,如 NuTeV 用的铁靶,但是在稳定的重核中,通常都是中子数要多于质子数的,此靶即是非同位旋标量靶。而从这一点出发,人们考虑很多方面的修正,比如中子数多的修正^[3](neutron excess correction)。这部分修正通常较小,正比于 $(N-Z)/A$,其中 N 是中子数, Z 是质子数, A 是原子量;核的遮蔽效应和反遮蔽效应(nuclear shadowing and anti-shadowing effect)^[4]的修正,遮蔽效应通常都发生在 x 较小的时候,人们给出的修正结果的大小也不尽相同;还有著名的 EMC 效应的修正等。

其次,是电荷对称破缺(charge symmetry violation)的修正。

电荷对称(charge symmetry)通常是指一个系统中的 u 夸克和 d 夸克互换的时候,这个系统不变,也就是说质子中的 u 夸克和中子中的 d 夸克分布是相同的,而质子中的 d 夸克和中子中的 u 夸克分布是相同的。在低能核物理中,电荷对称通常被认为是精确度比较高的一种对称性,大多数的低能实验都表明,这种电荷对称破缺存在的几率不超过 1%。因而通常人们在讨论强相互作用时,都认为电荷对称是成立的,直到 NMC 实验组再一次测量到 Gottfried 求和规则(sum rule)是破缺的,电荷对称才再一次被人们关注起来,因为 Gottfried 求和规则的破缺就意味着或者味对称性是破缺的,或者电荷对称是破缺的,除此之外也有两种对称性破缺同时存在的可能性。实验上直接测量电荷对称破缺是比较困难的,主要原因:一是电荷对称破缺效应比较小,二是电荷对称破缺效应经常和味对称破缺(flavor symmetry violation)效应混和在一起,比较难以区分,因而若想测量电荷对称破缺,则需要精度更高的实验。另一方面,在理论上,人们利用各种不同的方法、模型来计算电荷对称破缺的大小,大体上分为两类:微扰(perturbative)和非微扰(non-perturbative)的方法。Sather 在 1992 年利用夸克—双夸克模型(quark-diquark model)计算了电荷对称给 $\sin^2\theta_w$ 带来修正并且给出了修正的大小^[5],他是第一个提出电荷对称可能给 Weinberg 角带来修正的人。后来,又有一些其他的人利用各种不同的方法^[6]、模型计算电荷对称破缺所带来的修正,但是无论是微扰的方法还是非微扰的方法都不能在本质上解释 NuTeV 反常。

最后,是不对称的奇异-反奇异海(asymmetric strange quark-antiquark sea)的修正。

核子中海夸克的研究对于我们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与反夸克的动量分布是相同的,但是实际上,情况并非如此。实验上研究核子海中 u 和 d 夸克和反夸克的分布是相当困难的,因为我们很难将 u 和 d 的海夸克与价夸克区别开来,但是对于奇异(s)海夸克,情况要好得多,因为核子中不存在奇异的价夸克。核子的夸克海通常可分为两部分海:intrinsic 和 extrinsic。其中 intrinsic 是指非微扰的那部分海,这部分海与裸核子有很强的联系,存在的时间也相对长些。而

extrinsic 是指微扰的那部分海,这部分海通常是通过胶子碎裂产生的,存在的时间比较短,可用微扰 QCD 的方法计算。在领头绕度(leading-twist)近似下,这部分海的夸克与反夸克分布是相同的。到目前为止,无论是实验上还是理论上都没有证据证明非微扰的这部分海应该是对称的,相反却有一些实验数据分析表明^[7-10]:在核子中奇异夸克-反夸克的分布应该是不对称的,而关于这一点,在理论上有很多讨论^[11-18]。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 $s(x) < \bar{s}(x)$;在 x 较大的区域里 $s(x) > \bar{s}(x)$ 。而 Holtmann, Szczurek 和 Speth 则用介子云模型(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^[19]。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^[18],得出 $s(x)$ 和 $\bar{s}(x)$ 分布的不对称很小且不能对 NuTeV 反常有所修正。我们是从假定散射靶为同位旋标量靶并且电荷对称的前提出发,考虑核子海中 $s(x)$ 和 $\bar{s}(x)$ 分布不对称时的 Paschos-Wolfenstein 关系,分别利用光锥介子-重子波动模型和手征夸克模型(chiral quark model)计算了 $s(x)$ 和 $\bar{s}(x)$ 分布,结果发现,利用这两个模型都能得到同一结论:由核子海中 $s(x)$ 和 $\bar{s}(x)$ 分布不对称性引起的修正,能够在很大程度上减少 NuTeV 结果和标准模型预言值之间的偏差。

2 考虑奇异-反奇异夸克不对称时的 Paschos-Wolfenstein 关系

我们知道, Paschos-Wolfenstein 关系(1)式是在假定核子海中 $s(x) = \bar{s}(x)$ 的前提下得到的。在这一部分中,我们假定在核子海中 $s(x) \neq \bar{s}(x)$,重新推导了一个带有奇异-反奇异夸克不对称分布修正的 Paschos-Wolfenstein 关系。由于 Paschos-Wolfenstein 关系是由微分散射截面的差的比值得到的,我们就从散射截面出发来推导此关系。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^[20]:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{NC}}^{(\nu)}}{dx dy} = \pi s \left(\frac{\alpha}{2 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w M_Z} \right)^2 \left(\frac{M_Z^2}{M_Z + Q} \right)^2 [xy F_1^Z(x, Q^2) + (1-y - \frac{xy m_N^2}{s}) F_2^Z(x, Q^2) \pm (y - \frac{y}{2}) x F_3^Z(x, Q^2)], \quad (2)$$

而带电流的微分散射截面有与其相似的形式^[20]:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{CC}}^{(\nu)}}{dx dy} = \pi s \left(\frac{\alpha}{2 \sin^2 \theta_w M_Z} \right)^2 \left(\frac{M_W^2}{M_W + Q} \right)^2 [xy F_1^{W^\pm}(x, Q^2) + (1-y - \frac{xy m_N^2}{s}) F_2^{W^\pm}(x, Q^2) \pm (y - \frac{y}{2}) x F_3^{W^\pm}(x, Q^2)], \quad (3)$$

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)弱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 $x = Q^2/2p \cdot q$, $y = p \cdot q / 2p \cdot k$, $s = (k+p)^2$ 。其中 $k(p)$ 是初态中微子或反中微子(核子)的四动量。核子的结构函数 $F_i^{W^\pm(2)}(x, Q^2)$ 在 $Q^2 \rightarrow \infty$ 时,只是 x 的函数。通过计算可以得到带有奇异-反奇异夸克不对称修正

的 Paschos-Wolfenstein 关系:

$$R_N^- = \frac{\sigma_{NC}^{uN} - \sigma_{NC}^{vN}}{\sigma_{CC}^{uN} - \sigma_{CC}^{vN}} = R^- - \delta R_s^-$$

其中 δR_s^- 是 R^- 的修正项, 并且有如下形式:

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

其中 $Q_V \equiv \int_0^1 x[u_v + d_v]dx$, $S^- \equiv \int_0^1 x[s(x) - \bar{s}(x)]dx$ 。用这种方法,

我们得到了修正项 δR_s^- , 然后分别用光锥介子-重子波动模型和手征夸克模型来计算 S^- 和 Q_V 。

3 两种模型的计算结果

当利用光锥介子-重子波动模型来计算 $s(x)$ 和 $\bar{s}(x)$ 分布的时候, 我们采用了高斯型和幂次型两种不同的波函数作为输入, 这样做的目的是为了说明最后的结果对波函数的输入依赖不大。通过计算得到高斯型的波函数(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: $0.0017 < \delta R_s^- < 0.0041$ ($0.0014 < \delta R_s^- < 0.0035$), 从而可以使 NuTeV 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) ($P_{K^+ \Lambda} = 10\%$), 其中 $P_{K^+ \Lambda}$ 是相应的质子中的 $K^+ \Lambda$ 存在的几率; 并且发现, 在此模型下, 由 $s(x) - \bar{s}(x)$ 不对称引起的修正能够减少 NuTeV 偏差的 30%~80%^[12]。同样我们也利用了手征夸克模型来计算奇异-反奇异夸克分布的不对称性, 结果发现在这种模型下奇异-反奇异夸克不对称分布所引起的修正至少能够减少 NuTeV 偏差的 60%^[13]。

4 结论

在本文中, 我们通过考虑核子海中奇异-反奇异夸克的不对称分布, 得到了一个修正的 Paschos-Wolfenstein 关系, 并且计算了在光锥介子-重子波动模型和手征夸克模型下, 核子海中奇异夸克与反夸克的分布的不对称性及其对温伯格角的影响。本文的计算结果说明, 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, 这项修正能够在很大程度上减少了 NuTeV 的测量结果与标准模型的预言值之间的偏差。

核子中奇异海的分布对于理解核子结构和强相互作用有着至关重要的作用。虽然, 目前有一些实验资料的分析表明, 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。我们的工作解释了 NuTeV 反常的同时, 也说明了 NuTeV 反常现象也可能是对奇异海夸克分布不对称的一种支持。虽然我们的工作只是一家之言, 但是在将来的实验中更加仔细地测量核子海中 s 和 $\bar{s}$ 分布的不对称性仍然是很重要的。

参考文献 (References)

[1] Zeller G P, McFarland K S, Adams T, et.al. Precise Determina-

tion of Electroweak Parameters in Neutrino-Nucleon Scattering[J]. Phys. Rev. Lett., 2002, 88: 091 802~091 805

[2] Paschos E A, Wolfenstein L. Tests for Neutral Currents in Neutrino Reactions [J]. Phys. Rev. D, 1973, 7: 91~95

[3] Kumano J. Modified Paschos-Wolfenstein relation and extraction of the weak mixing angle $\sin^2 \theta_w$ [J]. Phys. Rev. D, 2002, 66: 111 301~111 305

[4] Boros C, Londergen J T, Thomas A W. Evidence for charge symmetry violation in parton distributions[J]. Phys. Rev. D, 1999, 59: 074 021~074 036

[5] Sather E. Isospin-violating quark distributions in the nucleon[J]. Phys. Lett. B, 1992, 274: 433~438

[6] Londergen J T, Thomas A W. Charge symmetry violating contributions to neutrino reactions [J]. Phys. Lett. B, 2003, 558: 132~140

[7] Seligman W G, Arroyo C G, Barbaro L, et.al. Improved Determination of $\sin^2 \theta_w$ From Neutrino-Nucleon Scattering [J]. Phys. Rev. Lett., 1997, 79: 1 213~1 216

[8] Arneodo M, Arvidson A, Badelek B, et. Al. Measurement of the proton and deuteron structure functions, F_2 and F_L , and of the ratio σ_L/σ_T [J]. Nucl. Phys. B, 1997, 483: 3~43

[9] Boros C, Londergen J T, Thomas A W, Evidence for Substantial Charge Symmetry Violation in Parton Distributions[J]. Phys. Rev. Lett. 1998, 81: 4 075~4 078

[10] Barone V, Pascand C, Zomer F. A New Global Analysis of Deep Inelastic Scattering Data [J]. Eur. Phys. J. C, 2000, 12: 243~262

[11] Brodsky S J, Bo-Qiang Ma. The Quark-Antiquark Asymmetry of the Nucleon Sea[J]. Phys. Lett. B, 1996, 381: 317~324

[12] Yong Ding, Bo-Qiang Ma. Contribution of asymmetric strange-antistrange sea to the Paschos-Wolfenstein relation[J]. Phys. Lett. B, 2004, 590: 216~222

[13] Yong Ding, Rong-Guang Xu, Bo-Qiang Ma. Effect of asymmetric strange-antistrange sea to the NuTeV anomaly [J], hep-ph/0408292

[14] Signal A I, Thomas A W. Possible strength of the non-perturbative strange sea of the nucleon [J]. Phys. Lett. B, 1987, 191: 205~208

[15] Burckardt M, Warr J. Chiral symmetry and the charge asymmetry of the ss -bar distribution in the proton[J]. Phys. Rev. D, 1992, 45: 958~964

[16] Holtmann H, Szczurek A, Speth J. Flavor and Spin of the Proton and the Meson Cloud[J]. Nucl. Phys. A, 1996, 596: 631~669

[17] Christiansen H R, Magnin J. Strange / anti-strange asymmetry in the nucleon sea[J]. Phys. Lett. B, 1998, 445: 8~13

[18] Fu-Guang Cao, Signal A I. Phenomenological analysis of s - $\bar{s}$ -bar asymmetry in the nucleon sea[J]. Phys. Rev. D, 1999, 60: 074 021~074 028

[19] Holtmann H, Szczurek A, Speth J. Flavor and Spin of the Proton and the Meson Cloud[J]. Nucl. Phys. A, 1996, 596: 631~669

[20] Londergen J T, Thomas A W. The Validity of Charge Symmetry for Parton Distributions[J]. Prog. Part. Nucl. Phys., 1998, 41: 49~124

(责任编辑 胡春华)