

σ 介子云和质子轻味海夸克分布 *

黄峰 徐荣广 马伯强

(北京大学物理学院 北京 100871)

摘要 在现有的介子云模型的基础上,进一步考虑 σ 介子云效应对计算质子中的轻味海夸克分布所带来的影响.我们发现计算结果能够更好的符合关于 $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ 的实验数据,同时对模型中的 ω 介子云的参数给出一个修正,表明在物理核子中发现 Fock 态 $|N\omega\rangle$ 的几率是一合理的小值.

关键词 σ 介子 轻味海夸克 介子云模型

1 介绍

核子结构的研究是所有强作用物质结构研究的基础,一直都备受理论物理和实验物理的关注.在实验上,已经有充分的实验结果表明,质子中轻味海夸克 \bar{d} 和 \bar{u} 的分布是不对称的^[1-4].首先 New Muon Collaboration (NMC) 实验组^[1]发现了 Gottfried 求和规则的破坏,即轻味不对称度的积分为 $D \equiv \int_0^1 [\bar{d}(x) - \bar{u}(x)] dx = 0.148 \pm 0.039$. HERMES 实验组^[2]也给出关于 $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$ 分布的类似结果.在 Drell-Yan 实验中, E866^[4]测量了 \bar{d}/\bar{u} 关于 Bjorken 变量 x (动量分数) 的分布,同时 NA51^[3]给出在 $x = 0.18$ 时, \bar{d}/\bar{u} 的值大于 2.

尽管没有已知的对称性要求 $\bar{d}(x)$ 和 $\bar{u}(x)$ 一定是对称的,实验上测量到的大的不对称度仍然出乎意料.这是因为由胶子微扰劈裂(微扰 QCD)产生的轻味海夸克是味对称的,因此这种大的不对称应该来自非微扰的效应.理论上诉诸于各种基于 QCD 的唯象模型来给出解释.介子云模型就是其中一个.首先 Thomas^[5],之后 Henley 和 Miller^[6]以及 Kumano 和 Longergan^[7]指出在介子云模型中考虑虚的介子云能够很自然的得到实验所观察到的不对称性.在过去的文章中运用介子云模型来解释核子海中轻味夸克的不对称得到了比较好的结果,见文献[8]. π 作为

最轻的同位旋矢量介子,起着主导的作用,也是最先考虑的情况.但是仅仅考虑 π 介子效应,对于 $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ 的实验结果的描述不是很好,可以看出理论的结果随着 x 是单调递增的,或者回到 1 时的 x 值过大^[8,9].为了解决这个问题,人们进行了很多尝试.比如考虑 Δ 所带来的效应^[7,10-12], Pauli 不相容原理^[12]的影响,以及对一些参数的调整^[13].这些均不能给出关于 $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ 满意的解释.考虑其他的介子效应,如 ρ, η 等,带来的修正也不大.但是 Alberg, Henley 和 Miller^[14]在介子云模型中加入同位旋标量的矢量介子 ω ,并且取其耦合常数为 $g_\omega^2/4\pi \approx 8.1$ 时,能够比较好的符合实验数据.同时他们也提及,把 σ 介子的效应考虑进来时,很有可能能够更好的符合实验.本文正是沿着这个思路加入了 σ 介子云效应.

关于 σ 介子是否存在一直也没有定论,许多理论和实验物理学家都在寻找着它的存在证据. σ 介子能提供中程核力^[15],在核物理中扮演了很重要的角色.粒子物理中的 σ 介子是在手征对称性的线形表示中,作为 π 介子的手征伙伴首次被引入的.它在理解手征对称性自发破缺而导致的强子谱也起了非常重要的作用.然而现有的实验并不能很好的证实它的存在,这主要因为关于 $\pi\pi$ 散射相移的分析给出否定的结果^[16].但最近关于 $\pi\pi$ 散射相移的重新分析以及各种 $\pi\pi$ 的产生过程的分析^[17],对较轻的 σ

2004-06-24 收稿

* 国家自然科学基金(10025523, 90103007)资助

介子的存在有很强的暗示. 尽管现在还不能对 σ 介子是否作为一个物理粒子而存在做一个肯定的断言, 还是可以在介子云模型的框架下尝试考虑其效应, 来计算 $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$ 和 $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$.

2 介子云模型

在介子云模型中^[7-9], 核子被看作是裸核子以及一系列的重子介子 Fock 态的叠加, 这些重子介子 Fock 态来自核子振动到重子和介子 $N \rightarrow \text{BM}$, 形成裸核被介子云所包围的物理图像. 这个模型假定虚的重子介子 Fock 态的寿命比深度非弹性散射 (DIS) 和 Drell-Yan 过程的相互作用的时间长很多, 因此虚的重子介子 Fock 态中的夸克反夸克将能够对核子中的部分子分布函数有贡献. 这些非微扰的贡献能够用描述微观过程 $N \rightarrow \text{BM}$ 的振动函数和 Fock 态 $|\text{BM}\rangle$ 中强子的夸克分布函数的卷积的形式进行计算. 首先, 质子的波函数由下列 Fock 态组成:

$$|P\rangle = \sqrt{Z} |P\rangle_{\text{bare}} + \sum_{\text{BM}} \int dy d^2 k_{\perp} \Psi_{\text{BM}}(y, k_{\perp}^2) |B(y, k_{\perp}), M(1-y, -k_{\perp})\rangle.$$

这里 Z 是波函数重整化常数, $\Psi_{\text{BM}}(y, k_{\perp}^2)$ 是发现物理的核子处于纵动量分数为 y , 横动量为 k_{\perp} 的重子和纵动量分数为 $1-y$, 横动量为 $-k_{\perp}$ 的介子组成的福克态的几率幅. 因此, 质子的夸克分布函数 $q(x)$ 为

$$q(x) = Zq_{\text{bare}}(x) + \delta q(x), \quad (1)$$

其中

$$\delta q(x) = \sum_{\text{MB}} \left[\int_x^1 \frac{dy}{y} f_{\text{MB}}(y) q_{\text{M}}\left(\frac{x}{y}\right) + \int_x^1 \frac{dy}{y} f_{\text{BM}}(y) q_{\text{B}}\left(\frac{x}{y}\right) \right], \quad (2)$$

并且要求

$$f_{\text{MB}}(y) = f_{\text{BM}}(1-y). \quad (3)$$

如同文献[11]中一样, 波函数的重整化常数为

$$Z = \left[1 + \sum_{\text{BM}} \int_0^1 f_{\text{BM}}(y) dy \right]^{-1} \simeq 1 - \sum_{\text{BM}} \int_0^1 f_{\text{BM}}(y) dy. \quad (4)$$

每种介子的密度 n_{M} 通过 $f_{\text{MB}}(y)$ 对 y 积分得到. 因此, $Z = 1 - \sum_{\text{M}} n_{\text{M}}$. 劈裂函数是

$$f_{\text{BM}}(y) = \int_0^{\infty} |\Psi_{\text{BM}}(y, k_{\perp}^2)|^2 d^2 k_{\perp}. \quad (5)$$

利用在无穷大动量坐标系 (infinite momentum frame-

IMF) 中的编时微扰理论 (time-ordered perturbation theory-TOPT) 来计算此劈裂函数^[8]:

$$f_{\text{BM}}(y) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{m_{\text{N}} m_{\text{B}}}{y(1-y)} \frac{|G_{\text{M}}(y, k_{\perp}^2)|^2 |V_{\text{IMF}}|^2}{[m_{\text{N}}^2 - M_{\text{BM}}^2(y, k_{\perp}^2)]^2}, \quad (6)$$

其中

$$M_{\text{BM}}^2(y, k_{\perp}^2) = \frac{m_{\text{B}}^2 + k_{\perp}^2}{y} + \frac{m_{\text{M}}^2 + k_{\perp}^2}{1-y}, \quad (7)$$

是末态的不变质量. 同时给出指数形式的截断为^[11,15]

$$G_{\text{M}}(y, k_{\perp}^2) = \exp\left(\frac{m_{\text{N}}^2 - M_{\text{BM}}^2(y, k_{\perp}^2)}{2\Lambda^2}\right), \quad (8)$$

能够满足(3)式的要求. 顶角函数 $V_{\text{IMF}}(y, k_{\perp}^2)$ 由描述 $N \rightarrow \text{BM}$ 振动过程的有效拉氏量来决定. 本文用描述强子谱的介子交换模型^[15]以及线性 σ 模型^[18]来计算.

在完整的计算中, 应该包括所有类型的介子和重子. 然而随着重子介子 Fock 态的不变质量的增加, 这种重子介子的振动的几率将会下降, 所以可以忽略高 Fock 态的贡献. 本文仅仅考虑了 π, σ 和 ω 介子的效应. ρ 介子和中间态 Δ 都能对最后的结果贡献很大, 这一点过去有人讨论过. 不过 ρ 介子增加 $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$, 而中间态 Δ 却减少它, 因此他们的效应彼此相消. η 带来的贡献由于其小的耦合常数而比较小, 可以忽略. 所以这里集中讨论 π, σ 和 ω 介子云效应是合理的.

3 介子云模型中的 σ 介子

首先集中考虑 σ 介子. 根据 Bonn 的介子交换模型^[15], 标量介子 σ 的有效拉氏量是 $L = g\bar{\psi}\sigma\psi$. 因此, 能得到 σ 介子的顶角函数来计算其劈裂函数:

$$f_{\text{N}\sigma}(y) = \frac{g_{\sigma}^2}{8\pi^2} \frac{1}{y^2(1-y)} \int_0^{\infty} dk_{\perp}^2 |G_{\sigma}(y, k_{\perp}^2)|^2 \frac{m_{\text{N}}^2(1-y)^2 + k_{\perp}^2}{[m_{\text{N}}^2 - M_{\text{N}\sigma}^2(y, k_{\perp}^2)]^2}. \quad (9)$$

从上面的表达式来看, 必须知道耦合常数 g_{σ} , σ 介子质量 m_{σ} 和截断 Λ_{σ} .

从手征对称性的观点出发, σ 介子在强子物理中扮演 π 介子手征伙伴的角色. 在 $SU(2)$ 线性 σ 模型中^[18], 有效拉氏量为

$$L = g\bar{\psi}(\sigma + \gamma_5 \tau \cdot \pi)\psi. \quad (10)$$

尽管没有关于 g_{σ} 的直接实验信息, 但是线性 σ 模型告诉我们 $g_{\sigma} = g_{\pi}$. 根据各种不同拟合实验数据的

结果^[15,19,20],在计算中,耦合常数取值 $g_\sigma^2/4\pi = g_\pi^2/4\pi = 13.6$. 在 1994 年的粒子数据表中, σ 或 $f_0(400-1000)$ 被列为确立的共振态粒子. 而最近几个独立的组对“ $\pi\pi$ 散射相移”再次重新分析使得“ σ 或 $f_0(600)$ ”在 2002 年的粒子数据表中出现,两者的主要差别在于后者强烈暗示存在较小的宽度,更轻的 σ 介子,并且有人指出这个观察到的 σ 介子在模型计算中可以辨认为线性 σ 模型中的 σ 介子. 同时对各种 $\pi\pi$ 的产生过程的分析,也同样暗示有着更轻的 σ 介子. 对于 $\pi\pi$ 散射的相移的重新分析^[17],发现 $m_\sigma = 585 \pm 20\text{MeV}$. 关于 $\pi\pi$ 的产生过程的分析^[17]得到 $m_\sigma = 580 \pm 30\text{MeV}$. 这样,在接下来的计算中,将取 σ 介子的质量为 600MeV . 一般认为截断 Λ_σ 这个唯象参数取值在 1GeV 左右. 将考虑参数在范围 $1.0\text{GeV} < \Lambda_\sigma < 1.3\text{GeV}$ 变化的效应.

上面详细的讨论了 σ 介子的性质,而 π 介子云的效应在以前的文章中已经详细的讨论过^[6,8,14,21]. 这里值得提醒的是, σ 介子和 ω 介子,作为同位旋标量对 $\bar{d}(x)$ 和 $\bar{u}(x)$ 的贡献是一样的,这样它们对 $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$ 的贡献为零. 则可由描述 $D \equiv \int_0^1 [\bar{d}(x) - \bar{u}(x)] dx$ ^[1,2] 的实验结果,来确定起主要贡献的 π 介子的参量. 本文采用参数 $m_\pi = 139\text{MeV}$ 和 $\Lambda_\pi = (0.88 \pm 0.05)\text{GeV}$, 如图 1 所示.

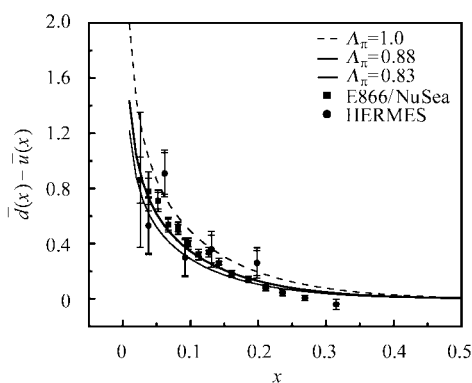


图 1 介子云模型计算结果和实验结果^[2,4]的比较

粗实线取 $\Lambda_\pi = 0.88\text{GeV}$,
给出 $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$ 最好的描述.

从质子的夸克分布函数的表达式看出,讨论还必须涉及到的介子、重子的夸克分布函数 $q_M(x)$ 和 $q_P(x)$. 那些核子的, π 介子的夸克分布函数我们都有测量值,但是 σ 介子和 ω 介子的夸克分布并不知道. 传统上一般假设 ρ 和 π 的结构函数是相同

的^[22]. 同时也从口袋模型中^[14]得到暗示 ω , ρ 和 π 的结构函数是相同的. 因为 σ 介子算符为 $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}u + \bar{d}d)$, 它的夸克组分和 π 是相同的. 考虑到这儿关注的是非极化的夸克分布函数,忽略自旋和轨道角动量带来的影响,可以假设 σ 介子夸克分布函数和 π 介子的是一样的. 因此对于这儿所涉及到的介子的价夸克和海夸克分布函数分别为^[23]

$$\begin{aligned} xq_V(x) &= 0.99x^{0.61}(1-x)^{1.02}, \\ xq_{\text{sea}}(x) &= 0.2(1-x)^{5.0}, \end{aligned} \quad (11)$$

通常对于裸核子海采用 Holtmann 的参数化形式^[24]

$$\begin{aligned} \bar{q}_{\text{bare}}(x) &= 0.11(1-x)^{15.8}, \\ \bar{q}_{\text{bare}} &= u_{\text{sea}} = \bar{u}_{\text{sea}} = d_{\text{sea}} = \bar{d}_{\text{sea}}, \end{aligned} \quad (12)$$

但是 Alberg 和 Henley^[21]采用一个更硬的裸核子对称海的形式,这种形式是从胶子分布的鉴别中得到的^[25]:

$$\bar{q}_{\text{bare}}(x) = 0.0124x^{-0.36}(1-x)^{3.8}. \quad (13)$$

他们的计算结果表明这种更硬的裸核子海分布能更好的描述 $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$, 其结果可见图 2. 因此,在之后的计算中都只用这种形式. 当然也可以看出这种修正并不足以解释实验数据,这也进一步肯定了考虑其他的味对称部分的贡献的必要性. 例如,同位旋标量介子 ω 的效应能够更好的符合实验^[14]. 对于同为同位旋标量介子 σ 也应该一样.

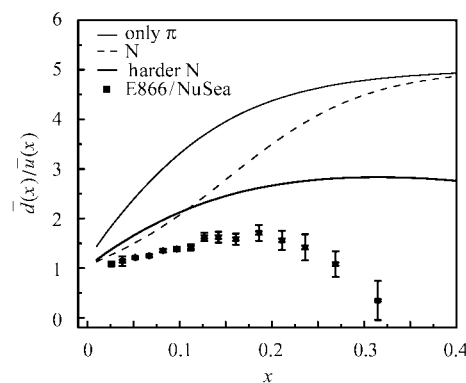


图 2 两种不同的裸核子海夸克的分布
粗实线对应硬分布,虚线指 Holtmann 的参数化形式,细实线则对应只有 π 介子的贡献.

4 计算结果

关于质子中的轻味海夸克分布的计算结果见

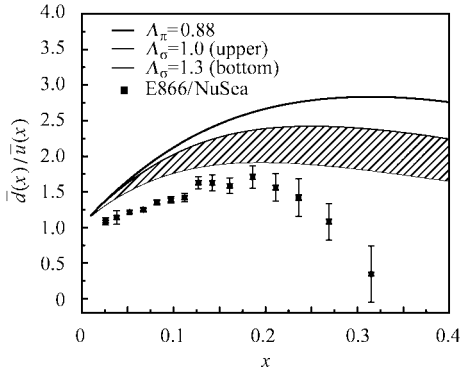


图 3 计算结果与文献[4]的 $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ 实验数据的比较
粗实线是没有考虑 σ 介子云的贡献, 阴影区域对应
于参数 Λ_σ 的值在 $1.0\text{GeV} < \Lambda_\sigma < 1.3\text{GeV}$ 的变化.

图 3 和图 4. 在图 3 中给出了 Λ_σ 的值在 $1.0\text{GeV} < \Lambda_\sigma < 1.3\text{GeV}$ 范围变化的计算结果. 阴影区域的顶端的细实线对应 $\Lambda_\sigma = 1.0\text{GeV}$, 底端的细实线对应 $\Lambda_\sigma = 1.3\text{GeV}$. 很明显的可以看到加入 σ 介子确实能够更好的符合实验. 计算表明越大的 Λ_σ 的值给出的比值 \bar{d}/\bar{u} 越小. 而减少 Λ_σ 的值, 使得 \bar{d}/\bar{u} 的最大值较大, 且出现在较大的 x 区域. 根据文献[14]的计算, 取 $g_\omega^2/4\pi = 8.1$, 它来自对向前核子-核子散射的色散关系的分析^[15,20,26]. 在图 4 中, 取 $m_\sigma = 600\text{MeV}$, (a) $\Lambda_\sigma = 1.0\text{GeV}$, (b) $\Lambda_\sigma = 1.3\text{GeV}$. 阴影区域的顶端的细实线是 $\Lambda_\omega = 1.0\text{GeV}$ 的结果, 底端的细实线是 $\Lambda_\omega = 1.5\text{GeV}$ 的结果. 发现在范围 $1.0\text{GeV} < \Lambda_\omega < 1.5\text{GeV}$ 中较小的值能够更好的符合实验数据. 这一点与文献[14]不同, 他们取的是 $\Lambda_\omega = 1.5\text{GeV}$.

表 1 质子中的介子密度

	Λ_π	Λ_σ	Λ_ω	n_π	n_σ	n_ω
Our work	0.88	1.0—1.3	1.0—1.5	0.175	0.023—0.078	0.063—0.671
Alberg-Henley's work	0.83	no sigma	1.5	0.150	no sigma	0.671

5 结论

介子云模型对实验上观察到的核子海中大的不对称度能够给出很自然的解释. 但是通常考虑的占主要贡献的 π 介子不能很好的描述质子中 \bar{d}/\bar{u} 的分布. 本文加入 σ 介子云效应能够更好的符合关于

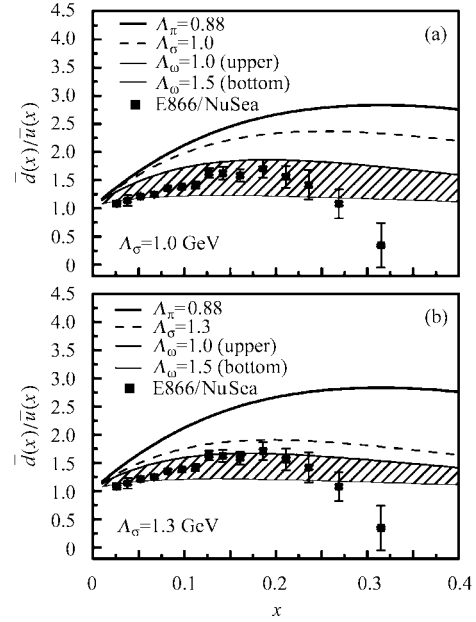


图 4 计算结果与文献[4]的 $d(x)/u(x)$ 实验数据的比较
粗实线是没有考虑 σ 和 ω 介子云的贡献, 虚线加入 σ 介子云贡献,
且取 $m_\sigma = 600\text{MeV}$. 阴影区域对应于参数 Λ_ω 的值在
 $1.0\text{GeV} < \Lambda_\omega < 1.5\text{GeV}$ 的变化.

为了深刻的理解这种差别, 在表 1 中给出了两个工作中不同的截断值对应的介子密度 n_M . 很显然的, 在 $\Lambda_\omega = 1.5\text{GeV}$ 的取值下的 n_ω 太大, 这不应该是物理质子的真实图像. 而加入了 σ 介子云效应能够很好的修正描述 ω -核子相互作用的参数. 这种修正使我们认识到物理质子中发现 Fock 态 $|N_\omega\rangle$ 的几率是合理的小值.

$\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$ 的实验数据, 同时对模型中的 ω 介子云的参数给出一个修正, 表明在物理核子中发现 Fock 态 $|N_\omega\rangle$ 的几率是一合理的小值. 总的来说, 同为同位旋标量介子的 σ 介子和 ω 介子能够使介子云模型计算的结果更好的符合实验. 我们期待更多更精确的实验数据将会对现在的模型提供严格的检验.

参考文献 (References)

- 1 NMC Collaboration (Amaudruz P et al). Phys. Rev. Lett., 1991, **66**: 2712; Arneodo M et al. Phys. Rev., 1994, **D50**: R1
- 2 Ackerstaff K et al. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**: 5519
- 3 Baldit A et al. Phys. Lett., 1994, **B332**: 244
- 4 E866 Collaboration (Hawker E A et al). Phys. Rev. Lett., 1998, **80**: 3715; Peng J C et al. Phys. Rev., 1999, **D58**: 092004; Towell R S et al. Phys. Rev., 2001, **D64**: 052002
- 5 Thomas A W. Phys. Lett., 1983, **B126**: 97
- 6 Henley E M, Miller G A. Phys. Lett., 1990, **B251**: 453
- 7 Kumano S. Phys. Rev., 1991, **D43**: 3067; Kumano s, Longergan J T. Phys. Rev., 1991, **D44**: 717
- 8 Kumano S. Phys. Rep., 1998, **303**: 183; Garvey G T, Peng J C. Prog. Part. Nucl. Phys., 2001, **47**: 203
- 9 Alberg M, Falter T, Henley E M. Nucl. Phys., 1998, **A644**: 93
- 10 Signal A, Schreiber A W, Thomas A W. Mod. Phys. Lett., 1991, **A6**: 271
- 11 Koepf W, Frankfurt L L, Strikman M. Phys. Rev., 1996, **D53**: 2586
- 12 Melnitchouk W, Speth J, Thomas A W. Phys. Rev., 1998, **D59**: 014033
- 13 Nikolaev N N, Schäfer W, Szczurek A, Speth J. Phys. Rev., 1999, **D60**: 014004
- 14 Alberg M, Henley E M, Miller G A. Phys. Lett., 2000, **B471**: 396
- 15 Machleidt R, Holinde K, Elster Ch. Phys. Rep., 1987, **149**: 1
- 16 Au K L, Morgan D, Pennington M R. Phys. Rev., 1987, **D35**: 1633; Morgan D, Pennington M R. Phys. Rev., 1993 **D48**: 1185
- 17 Ishida M. hep-ph/9905261; Ishida M. Prog. Theor. Phys. Suppl., 2003, **149**: 190; Ishida M, Ishida S. hep-ph/0308308.
- 18 Hosaka A, Toki H. Quarks, Baryons and Chiral Symmetry, World Scientific, 2001
- 19 Fries R J, Schäfer A, Weiss C. Eur. Phys. J., 2003, **A17**: 509
- 20 DING Y B et al. hep-ph/0402109
- 21 Alberg M, Henley E M. Nucl. Phys., 2000, **A663**: 301
- 22 HWANG W Y P, Speth J, Brown G E. Z. Phys., 1991, **A339**: 383; Szczurek A, Speth J. Nucl. Phys., 1993, **A555**: 249
- 23 Sutton P J et al. Phys. Rev., 1992, **D45**: 2349
- 24 Holtmann H. Mesonen im Nukleon und ihre Auswirkungen in elastischer und tiefinelastischer Streuung, Forschungszentrum Juelich, Dissertation, University of Bonn, 1995
- 25 Vogt A. hep-ph/9807369
- 26 Tandy P C. hep-ph/9808029

Contribution of Sigma Meson Cloud to Proton's Antiquark Distribution*

HUANG Feng XU Rong-Guang MA Bo-Qiang
(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract The lightest meson π in meson cloud model gave a natural explanation for the observed large light flavor sea asymmetry in proton, but not a satisfied explanation for $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$. Here we take into account the σ meson cloud effect, which gives a better description of the data. Meanwhile, our calculation implies a reasonable smaller probability of finding a physical proton in the Fock state $|N\omega\rangle$ with a smaller value of Λ_ω .

Key words sigma meson, light flavor sea quark, meson cloud model