

共振区 Q^2 相关的极化结构函数性质的研究*

董宇兵

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 在组分夸克模型基础上,极化质子、中子结构函数随 Q^2 演化关系得到了研究. 同时理论对总的光吸收截面也给出了相应的预言. 计算结果与实验数据相一致.

关键词 共振态 极化核子结构函数 Q^2 演化关系 光吸收截面

1 引言

研究极化核子结构函数的行为是当前理论和实验物理学非常重要的课题之一^[1-5]. 已知极化核子结构函数在光子极限和深度非弹性散射区分别有 Drell-Hearn-Gerasimou (DHG)^[6]和 Ellis-Jaffe^[7]求和规则. 对质子而言,由于从实光子到深度非弹区结构函数的符号要改变,因此 DHG 求和规则对解释 EMC 实验^[1]起着重要作用. 在低动量转移区对极化结构函数的研究有助于我们对共振态性质的认识,因为已证明重子共振态对小 Q^2 (动量转移区)的极化结构函数起着重要的作用^[5]. 此外,这方面的研究也可进一步认识结构函数的 Q^2 演化关系. 还可以提供对高扭曲 (Twist) QCD 效应的认识.

极化核子结构函数 $g_1(x, Q^2)$ 可通过光吸收截面表现出来^[8]

$$g_1(x, Q^2) = \frac{M_N k}{8\pi^2 \alpha \left(H \frac{Q^2}{\omega^2}\right)} \left[\sigma_{1/2}(\omega, Q^2) - \sigma_{3/2}(\omega, Q^2) + \frac{2\sqrt{Q^2}}{\omega} \sigma_{TS}(\omega, Q^2) \right], \quad (1)$$

其中 $\sigma_{1/2}$ ($\sigma_{3/2}$) 是自旋相关的光吸收截面, σ_{TS} 是纵向和横向流的干涉. (1) 式表明 $g_1(x, Q^2)$ 与非弹性截面有着密切的关系.

DHG 求和规则的 Q^2 演化关系的研究首先由 Burkert 等^[9]给出. 最近我们的工作^[10]又考虑了 σ_{TS} 的贡献, 所给出的结构函数的 Q^2 演化关系的符号改变值由 0.8GeV^2 ^[9] 变到 0.5GeV^2 ^[10]. 然而最新 E143 组^[11]的数据却表明相应的符号改变值 $Q^2 < 0.5\text{GeV}^2$. 理论与实验的差别可能来源于对共振态性质的过于简单化的处理^[11].

1997-05-26 收稿

* 国家自然科学基金资助

由此可以看出对小 Q^2 区极化结构函数的研究可以加深对共振态性质的认识. 另外也提供了许多光吸收截面的信息. 通过比较在核子和原子核上光吸收截面的不同, 还会提供原子核介质效应.

本文的工作拟利用组分夸克模型来进一步研究共振态的性质并给出相应的光吸收截面, 和极化结构函数.

2 具体计算

在实光子极限下 ($Q^2 \rightarrow 0$), DHG 求和规则为

$$I_1(Q^2 \rightarrow 0) = \int_0^1 g_1(x, Q^2 \rightarrow 0) dx = \int_{\omega_{th}}^{\infty} \frac{\omega_{th}}{\omega^2} d\omega g_1(x, Q^2 \rightarrow 0) = -\frac{\omega_{th}}{4M_N} \kappa^2, \quad (2)$$

其中 M_N 和 κ 分别是核子的质量和反常磁矩. ω_{th} 是 π 光子产生的阈能. (2) 式中 $\omega_{th}/\omega = x$. 通常, (2) 式可分为两部分的贡献

$$I_1(Q^2) = I_1^{res}(Q^2) + I_1^{nonres}(Q^2). \quad (3)$$

分别是共振态和非共振态的贡献. (1) 式中自旋相关的吸收截面 $\sigma_{1/2(3/2)}$ 可表示为

$$\sigma_{1/2(3/2)}^{res} = \sum_R \frac{2M_N}{W + W_R} R(W, \Gamma) |A_{1/2(3/2)}(\omega, Q^2)|^2. \quad (4)$$

其中 \sum_R 是对重子共振态求和, W 是质心能量, $\omega = \frac{1}{2M_N} (W^2 + Q^2 - M_N^2)$ 是入射光子能量, Γ 是共振态总的衰变宽度. 这里采用非相对论唯象的 Wigner-Breit 公式来描述共振态的性质

$$R(W, \Gamma) = \Gamma / (W - N_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}. \quad (5)$$

(4) 和 (5) 式中下角 R 代表在共振态壳上. (4) 式中 $A_{1/2(3/2)}$ 为共振态的螺旋度振幅, 其定义为

$$A_\lambda = \langle R, \mathcal{F} \lambda | H_T | N, 1/2 \lambda - 1 \rangle. \quad (6)$$

有关 A_λ 的详细具体计算可参看文献 [10, 12]. 值得指出的是考虑了相对论效应中的自旋-轨道和多体项对给出模型无关的 DHG, Schwinger 等求和规则是非常重要的. 另外, 在计算中 $P_{11}(1440)$ 和 $P_{33}(1600)$ 被看做是两个混杂态, 并利用文献 [13] 的方法对它们的螺旋度振幅进行描述.

与以往工作^[9, 10]相比, 可以看出 Wigner-Breit 公式的引入使我们有可能考虑了重子共振态的一些性质. 若共振态在壳上 $W = W_R$, (4) 式变为 $\sigma_{1/2(3/2)}^{res} = \sum_R \frac{4M_N}{W_R \Gamma} (|A_{1/2(3/2)}|^2)$.

而当取极限 $\Gamma \rightarrow 0$, (4) 式为 $\sigma_{1/2(3/2)}^{res} = \sum_R 2\pi \delta(\omega - \omega_R) |A_{1/2(3/2)}(\omega, Q^2)|^2$. 上面两种情况

分别为文献 [9] 和 [10] 所采用. 由此可以看出以往工作对重子共振态的考虑是过于简单了.

通过对重子共振态螺旋振幅的计算, 可计算出相应的光吸收截面以及极化结构函数 Q^2 演化关系. 计算中考虑了 2GeV 以下的重子共振态贡献.

在计算核子结构函数过程中, 要考虑非共振态的贡献. 利用 E143 组唯象参数化方法^[14], 可得到 $Q^2 > 0.3\text{GeV}^2$ 时 g_1 / F_1 (对质子)

$$g_1^p(x, Q^2) / F_1^p(x, Q^2) = 0.455 x^{1/2} (1 + 2.422x - 3.677x^2) (1 - 0.14 / Q^2), \quad (7)$$

对氘 ($Q^2 > 0.3\text{GeV}^2$)

$$g_1^d(x, Q^2) / F_1^d(x, Q^2) = 2.612 x^{1.44} (1 - 1.908x + 1.109x^2) (1 - 0.3 / Q^2). \quad (8)$$

相应的非共振态的贡献为

$$I_1^{\text{nonres}}(Q^2) = \int_0^{x_1} A_1(x, Q^2) F_2(x, Q^2) / [2x(1 + R(x, Q^2))] dx. \quad (9)$$

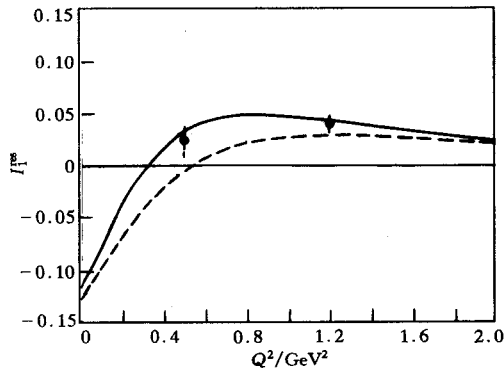


图1 共振态对质子结构函数的贡献

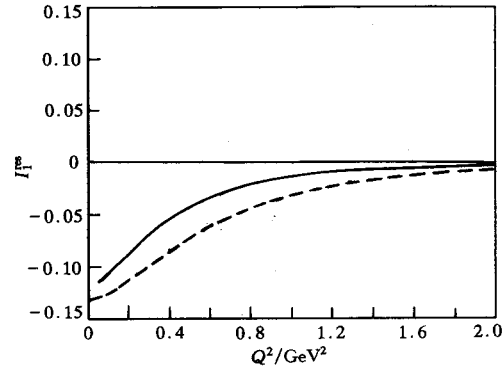


图2 共振态对 neutron 结构函数的贡献

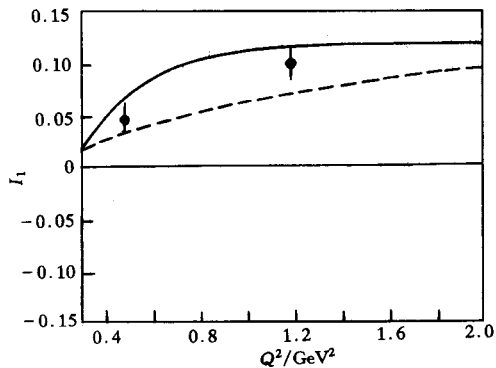


图3 非共振态和总的理论对质子结构函数的预言

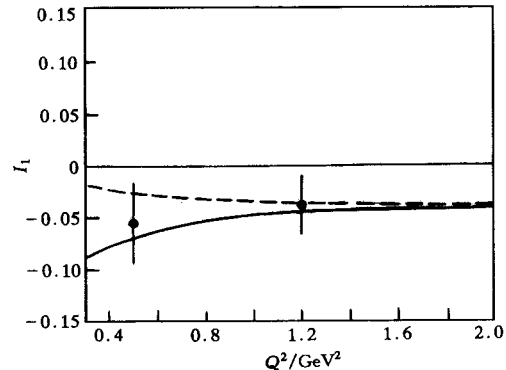


图4 非共振态和总的理论对 neutron 结构函数的预言

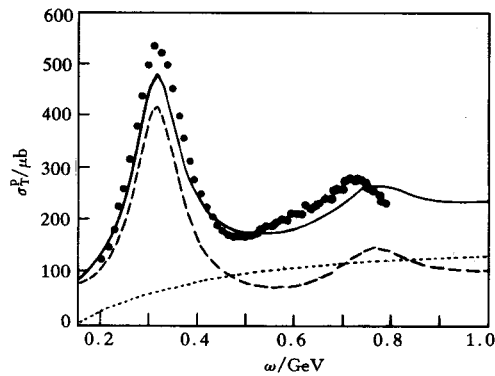


图5 质子靶总的光吸收截面
实验值引自文献[15].

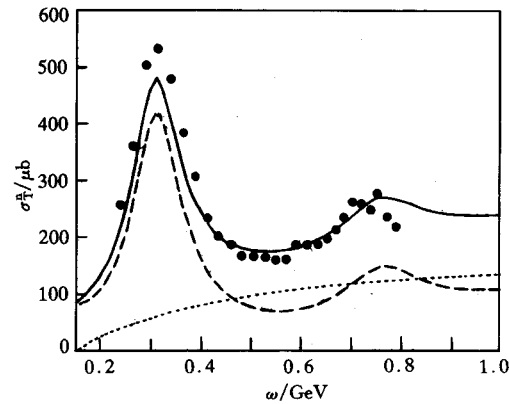


图6 中子靶总的光吸收截面
实验值引自文献[15].

其中 x_r 是积分上限, 代表重子共振态区域以外小 x 的非共振态的作用. (9) 式代表共振区以外小 x 的贡献. 利用 (7) — (9) 可求得非共振态对核子极化结构函数的贡献.

在计算光吸收截面时, 需要考虑背景场^[15]即单 π 乃至多 π 背景的贡献. 利用文献 [15] 的参数化形式可给出背景场的效应.

图 1、2 分别给出了共振态对质子、中子极化结构函数的贡献, 为了比较方便, 图中也给出了文献 [10] 的结果. 图中的实验值引自于 E143 组的测量结果^[11]. 图 3、4 则分别给出了非共振态和总的理论对质子、中子极化结构函数的预言. 图 5、6 分别对质子和中子靶给出了 $Q^2 \rightarrow 0$ 时理论对总的光吸收截面的预言.

3 讨论

本文在简单的组分夸克模型下, 用非相对论 Wigner-Breit 公式来表示重子共振态的性质, 给出了理论对核子极化结构函数 Q^2 演化关系的预言以及对总的光吸收截面的计算.

从图 1 可见, 对重子共振态形状的唯一考虑可使得相应的符号改变值变小. 本文的计算表明在 $Q^2 \sim 0.3 \text{ GeV}^2$ DHG 求和规则有符号改变. 这个值是为 E143 实验^[11]所接受的. 因为在他们的测量中, 在 $Q^2 = 0.5 \text{ GeV}^2$ 处所抽出的 $M_N^2 < W^2 < 4 \text{ GeV}^2$ 共振态的贡献大于零, 因此 DHG 求和规则符号改变时的 Q^2 要小于 Burkert^[9] 等人的 0.8 GeV^2 和我们先前的 0.5 GeV^2 ^[10]. 这个结论表明了细致考虑共振态性质的必要性. 因为在文献 [9] 和 [10] 中, 共振态分别是选在壳上或者是当做稳定体系, 衰变宽度为零. 与实验结果相比, 可见这些理论假设过于粗糙, 是需要改进的. 本文的工作虽也基于简单、唯象的模型, 但所给出的结果是与实验定性上是一致的. 图 1—4 说明了这一结论. 同时也应看到中子的实验结果是从质子和氘核中抽出的, 比较粗糙. 有待于今后 CEBAF 和 SLAC 给出更为精确的测量.

图 5、6 关于总吸收截面的预言也反映了理论的成功之处. 且本文的工作也与文献 [15] 唯象拟合相一致. 图 5、6 中理论与实验^[15] 的差别主要来自于对背景场的处理. 本文

所采用的唯象方法并没有考虑它与共振态的干涉效应. 另外对 $P_{33}(1232)$ 的螺旋度振幅计算的偏小也是引起差别的一个原因^[16]. 预计动力学模型^[17]将有助于此问题的解决.

参 考 文 献

- [1] Asham J et al. Phys. Lett., 1988, **B204**:364; Nucl. Phys., 1989, **B328**:1
- [2] Adams D et al. Phys. Lett., 1994, **B329**:399
- [3] Drell S D. SLAC Report No. SLAC-PUB 5720, 1992(unpublished); Close F E. In: Hadronic Physics in the 1990's With Multi-GeV Electrons, Proceedings of the First European Workshop, Seillac, France, 1988, edited by B. Frois et al., [Nucl. Phys., 1989, **A497**:109c]; Ioffe B L. Surveys in High Energy Physics, 1995, **8**:107.
- [4] Anselmino M, Ioffe B L, Leader E. Sov. J. Nucl. Phys., 1989, **49**:136; Anselmino M, Efremov A, Leader V. Phys. Rept., 1985, **261**:1; Burkert V, Ioffe B L. Phys. Lett., 1992, **B296**: 223
- [5] Drechsel D et al. J. Phys., G: Nucl. Part. Phys., 1992, **18**:449; Drechsel D, Prog. Nucl. Phys., 1995, **34**: 181; Soffer J, Teryaev O. Phys. Rev. Lett., 1995, **70**:3373
- [6] Gerasimov S B. Sov. J. Nucl. Phys., 1966, **2**: 430; Drell S D, Hearn A C. Phys. Rev. Lett., 1966, **16**: 908
- [7] Ellis J, Jaffe R L. Phys. Rev., 1974, **D9**:1444; 1974, **D10**:1669
- [8] Close F E. An Introduction of Quarks and Partons, (Academic Press, London), 1979
- [9] Burkert V, Li Z J. Phys. Rev., 1993, **D47**: 47; Burkert V, Ioffe B L. Phys. Lett., 1992, **B296**:223; Li Z P. Phys. Rev., 1993, **D48**:R3945
- [10] Li Z P, Dong Y B. Phys. Rev., 1996, **D54**:4301
- [11] Abe K et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**:815
- [12] Close F E, Li Z P. Phys. Rev., 1992, **D42**:2194,2207
- [13] Li Z P, Burkert V, Li Z J. Phys. Rev., 1992, **D46**:70
- [14] E143 Collaboration. Phys. Lett., 1995, **B364**: 61
- [15] Bianchi N et al. Phys. Rev., 1996, **C54**:1688
- [16] Fiolhais M. Phys. Lett., 1996, **B373**:229
- [17] Nozawa S, Blankleider B, Lee T-S H. Nucl. Phys., 1990, **A513**:459

On Q^2 -Dependent Behavior of the Polarized Structure Functions in the Resonance Region *

Dong Yubing

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Abstract Based on an improved constituent quark model description, the Q^2 -evolution of the spin-dependent structure functions for proton and neutron are calculated in the resonance region. Moreover, the total photoabsorption cross sections are also predicted. The results are in agreement with the recent E143 data.

Key words resonance, polarized structure function, evolution

Received 26 May 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC)