

# 核子中夸克的极化

马 维 兴

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1996-10-10收稿

## 摘 要

根据强子张量和向前的虚光子康普顿散射振幅之间的关系,用虚光子总吸收截面表达了核子的自旋结构函数和它的第一矩.在夸克模型中计算了小动量转移区的虚光子的总吸收截面,进而得到了第一矩的理论结果,导出了质子中夸克的极化.合理地解释了 EMC 和 SLAC 的实验结果.

**关键词** 夸克极化,自旋结构函数,质子的自旋问题.

## 1 引 言

核子是由夸克和胶子组成的自旋为  $1/2$  的费米子.长期以来,人们一直认为核子的自旋是由价夸克携带的,海夸克和胶子是不极化的<sup>[1]</sup>.因此,海夸克和胶子对核子的自旋是没有贡献的.然而,1988年 EMC<sup>[2]</sup>和其后的其他实验组关于质子自旋结构函数的测量<sup>[3]</sup>却表明,夸克对质子自旋的贡献是很小的,即

$$\begin{aligned}\langle S_z \rangle_u &= +0.373 \pm 0.019 \pm 0.039, \\ \langle S_z \rangle_d &= -0.254 \pm 0.019 \pm 0.039, \\ \langle S_z \rangle_s &= -0.113 \pm 0.019 \pm 0.039, \\ \langle S_z \rangle_{u+d+s} &= 0.006 \pm 0.058 \pm 0.117.\end{aligned}\tag{1}$$

夸克仅仅携带了质子自旋 ( $S_z^p = 1/2$ ) 的  $(1 \pm 12 \pm 24)\%$ , 奇异海夸克也是极化的,而且极化的方向是与质子的自旋方向相反.

质子的自旋从哪里来? 为什么夸克只携带了质子自旋的很小的一部分? 这些问题是目前物理学家关注的热门课题. CERN 的 SMC 实验组、DESY 的 Heimes 和在 SLAC 的 E143 实验组等都在做进一步的测量<sup>[4]</sup>, 理论上也有许多讨论<sup>[5]</sup>. 物理学家共同努力试图回答以上的难题, 了解质子的自旋结构.

至今为止,所有的理论工作都是在在大动量转移区进行的,是在 Bjorken 极限下用 QCD 微扰论或部分子模型来分析已有的数据.然而,这些实验数据却都是在有限动量转移的情况下测量的<sup>[4]</sup>,  $Q^2$  并非无穷大, QCD 微扰论是不适用的,必须考虑它的非微扰效应.但是,目前还没有办法来解决非微扰的 QCD 的问题.所以在分析小  $Q^2$  的实验数据时,必

须寻求到一个既能避免无法解决的非微扰 QCD 的困难, 又能正确地描述实验现象的理论.

## 2 理 论

我们认为用电子引起的深度非弹性散射研究靶粒子自旋结构函数的最好方法是利用虚光子在靶粒子上的吸收所提供的信息. 电子引起的深度非弹性散射是跟虚光子向前散射的康普顿振幅密切地联系在一起的<sup>[6]</sup>. 极化的结构函数可以用虚光子的总吸收截面  $\sigma$  来表示<sup>[7]</sup>:

$$G_1(\nu, Q^2) = \frac{1}{8\pi^2 \alpha M_p} \frac{\nu^2}{\nu^2 + Q^2} \left\{ \sigma_{\frac{1}{2}}^T - \sigma_{\frac{3}{2}}^T + \frac{2\sqrt{Q^2}}{\nu} \sigma_{\frac{1}{2}}^{\pi\pi} \right\}. \quad (2)$$

现在定义自旋函数  $\Gamma_1^p(Q^2)$ <sup>[8]</sup>:

$$M_p^3 \int_{\frac{Q_0^2}{2M_p}}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} G_1(\nu, Q^2) \equiv \frac{2M_p^2}{Q^2} \Gamma_1^p(Q^2), \quad (3)$$

那么, 应用等式<sup>[8]</sup>

$$M_p^2 \nu G_1(\nu, Q^2) \equiv g_1(x, Q^2),$$

就很容易证明<sup>[9]</sup>

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \int_0^1 dx g_1(x, Q^2). \quad (4)$$

(4) 式表明在 (3) 式中定义的自旋函数  $\Gamma_1^p(Q^2)$  就是实验上测量的质子自旋结构函数  $g_1(x, Q^2)$  的第一矩<sup>[2]</sup>.

将 (2) 式代入 (3) 式则得到了第一矩  $\Gamma_1^p(Q^2)$  的另一种表达式<sup>[9]</sup>

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \frac{Q^2}{16\pi^2 \alpha} \int_{\frac{Q_0^2}{2M_p}}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} \frac{\nu^2}{\nu^2 + Q^2} \left\{ \sigma_{\frac{1}{2}}^T - \sigma_{\frac{3}{2}}^T + \frac{2\sqrt{Q^2}}{\nu} \sigma_{\frac{1}{2}}^{\pi\pi} \right\}. \quad (5)$$

方程式 (5) 表明: 对  $\sigma(\nu, Q^2)$  的研究将会给出  $\Gamma_1^p(Q^2)$  随  $Q^2$  的变化关系. 虚光子总吸收截面  $\sigma$  为了解质子自旋结构提供了足够的信息.

众所周知, 在小动量转移时, 共振吸收是虚光子吸收的主要机制<sup>[10]</sup>, 而且计算总的吸收截面  $\sigma$  也是一件很容易的事, 不需要做任何近似. 基于虚光子核子共振吸收的机制, 我们计算了总吸收截面  $\sigma$ , 进而得到了核子自旋结构函数的第一矩  $\Gamma_1^p(Q^2)$ , 并与实验结果进行比较, 揭示了实验现象的本质.

## 3 计 算

虚光子的吸收截面  $\sigma$  可以用它的螺旋性 (helicity) 振幅  $A_{1/2}$  和  $A_{3/2}$  来表示<sup>[11]</sup>.  $A_{1/2}$  和

$A_{3/2}$ 的定义是:

$$A_{1/2} = \left\langle res., S_z = +\frac{1}{2} \left| H_{em}^+ \right| p, S_z = -\frac{1}{2} \right\rangle, \quad (6a)$$

$$A_{3/2} = \left\langle res., S_z = +\frac{3}{2} \left| H_{em}^+ \right| p, S_z = +\frac{1}{2} \right\rangle. \quad (6b)$$

其中  $H_{em}$  是电磁相互作用<sup>[12]</sup>.  $|res., S_z\rangle$  表示共振态,  $|p, S_z\rangle$  是质子的基态.

在  $[SU_{sf}(6) \otimes 0(3)] \otimes SU_c(3)$  夸克模型中<sup>[7]</sup>, 计算了 17 个共振态的螺旋性振幅  $A_{1/2}$  和  $A_{3/2}$ , 得到了虚光子总吸收截面  $\sigma_{1/2}$  和  $\sigma_{3/2}$ <sup>[13]</sup>. 最后, 由 (5) 式得到了  $\Gamma_1^p$  随  $Q^2$  变化的关系.

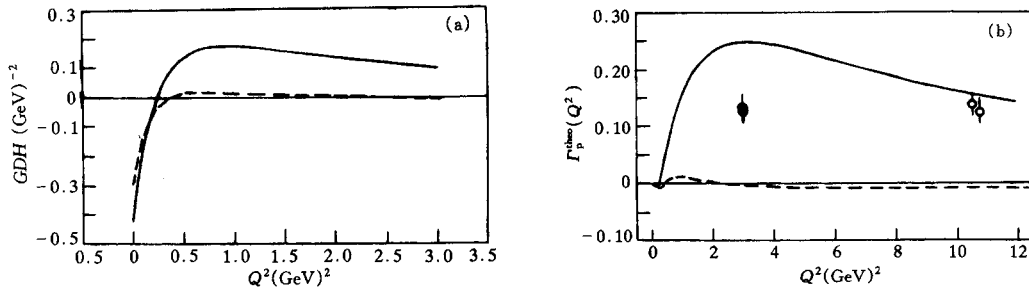


图 1 GDH 和  $\Gamma_1^p$  与  $Q^2$  的关系

(a) GDH 求和规则与  $Q^2$  的关系; (b) 质子第一矩  $\Gamma_1^p$  与  $Q^2$  的关系, 实验点取自文献 [2, 3] 和 [4].

—— 17 个重子共振态的总贡献; - - - -  $P_{33}(1232)$  的贡献.

结果表示在图 1.

计算中包括的十七个共振态是:  $P_{33}(1232)$ ,  $P_{11}(1470)$ ,  $D_{13}(1675)$ ,  $P_{13}(1720)$ ,  $S_{11}(1535)$ ,  $S_{11}(1650)$ ,  $S_{31}(1620)$ ,  $F_{15}(1680)$ ,  $P_{31}(1920)$ ,  $F_{35}(1905)$ ,  $F_{37}(1950)$ ,  $P_{11}(1705)$ ,  $D_{13}(1700)$ ,  $D_{15}(1675)$ ,  $P_{33}(1600)$ ,  $D_{13}(1520)$ ,  $D_{33}(1675)$ . 这些都是实验上已经确定的重子共振态.

用 GDH 求和规则<sup>[14]</sup> 检查了它们的饱和性. 发现它们对 GDH 求和规则的贡献达到了 94%. 所以计算是可靠的.

当  $Q^2 = 10.7 \text{ GeV}^2$  时, 理论预言的  $\Gamma_1^p = 0.148$ , 在实验值的误差范围之内, 说明本文的理论是合理的.

#### 4 夸克的极化

考虑了 QCD 的修正之后, 质子自旋结构函数的第一矩  $\Gamma_1^p(Q^2)$  也可以表示为<sup>[15]</sup>

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p(Q^2) = & \left[ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + 3.5833 \left( \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 - 20.2153 \left( \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^3 \right] \times \left( \frac{1}{12} a_3 + \frac{1}{36} a_8 \right) \\ & + \left[ 1 - 0.337 \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 0.8495 \left( \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 - O(\alpha_s(Q^2))^3 \right] \frac{1}{9} a_0, \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $\alpha_s(Q^2)$  是 QCD 的跑动耦合常数.  $\alpha_j$  是由轴向量

$$A_j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\lambda_j}{2} \psi, \quad (j = 0, 1, \dots, 8)$$

在质子态上的矩阵元  $\langle p, s | A_j^\mu | p, s \rangle = 2M_p a_j s^\mu$  来定义的.  $s^\mu$  是质子的协变自旋向量.  $a_j$  可以用质子中不同味的夸克的螺旋性的期待值来表示<sup>[16]</sup>.

$$\begin{aligned} a_3 &= \Delta u - \Delta d, \\ a_8 &= \Delta u + \Delta d - 2\Delta s, \\ a_0 &= \Delta u + \Delta d + \Delta s. \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$\Delta q_i = \int_0^1 [q_i(x, \uparrow) + \bar{q}_i(x, \uparrow) - q_i(x, \downarrow) - \bar{q}_i(x, \downarrow)] dx,$$

$i = u, d$  和  $s$ , 箭头表示自旋方向. 在  $SU(3)$  味对称性的假设下, 自旋为  $1/2$  的重子之间的轴向量耦合可以用两个常数  $F$  和  $D$  表示<sup>[16]</sup>, 而且

$$\begin{aligned} a_3 &= F + D, \\ a_8 &= 3F - D. \end{aligned} \quad (9)$$

文献 [17] 给出了  $F$  和  $D$  的值, 即  $F + D = 1.2583 \pm 0.0028$ ,  $F / D = 0.58 \pm 0.02$ . 由 (7) 式得知,  $a_0$  可以表示为

$$\begin{aligned} a_0 &= \left\{ 9 \cdot \Gamma_1^p - \left[ \frac{3}{4} (F + D) + \frac{1}{4} (3F - D) \right] \right. \\ &\quad \cdot \left[ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi^2} - 3.5833 \cdot \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - 20.2153 \right. \\ &\quad \left. \left. \cdot \left( \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^3 \right] \right\} \cdot \left\{ 1 - 0.333 \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 0.5495 \right. \\ &\quad \left. \cdot \left( \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 - O(\alpha_s(Q^2))^3 \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

所以, 一旦有了  $\Gamma_1^p$  和  $\alpha_s(Q^2)$ , 从方程 (10) 就可以得到  $a_0$ .

文献 [16] 进而表明, 夸克的极化量  $\Delta u$ ,  $\Delta d$  和  $\Delta s$  可以用  $a_0$ ,  $F$  和  $D$  来表示, 即

$$\begin{aligned} \Delta u &= \frac{1}{3} (a_0 + 3F + D), \\ \Delta d &= \frac{1}{3} (a_0 - 2D), \\ \Delta s &= \frac{1}{3} (a_0 - 3F + D). \end{aligned} \quad (11)$$

因此,利用本文  $\Gamma_1^p(Q^2 = 10.7\text{GeV}^2) = 0.148$  的理论预言和  $\alpha_s(Q^2 = 10.7\text{GeV}^2) = 0.27 \pm 0.02$  的经验值<sup>[18]</sup>,将  $a_0$ ,  $F$  和  $D$  代入(11)式,得到了

$$\begin{aligned}\Delta u &= +0.9784, \\ \Delta d &= -0.2769, \\ \Delta s &= -0.6106.\end{aligned}\quad (12)$$

因为夸克自旋的  $z$  分量的平均值是  $\langle S_z \rangle_i = \frac{1}{2} \Delta q_i$ , 所以质子中夸克自旋  $z$  分量的平均值分别为

$$\begin{aligned}\langle S_z \rangle_u &= \frac{1}{2} \Delta u = +0.4892, \\ \langle S_z \rangle_d &= \frac{1}{2} \Delta d = -0.1384, \\ \langle S_z \rangle_s &= \frac{1}{2} \Delta s = -0.3053.\end{aligned}\quad (13)$$

$\langle S_z \rangle_u$  是正的 0.4892 说明  $u$  夸克是沿着质子自旋方向极化的,  $\langle S_z \rangle_{d,s}$  都是负的值说明  $d, s$  夸克的极化方向与质子自旋的方向相反. 不像夸克模型的预言的那样, 奇异夸克也是被极化的. 夸克对质子自旋的总贡献是

$$\langle S_z \rangle_{u+d+s} = \frac{1}{2} (\Delta u + \Delta d + \Delta s) = 0.0455. \quad (14)$$

与质子自旋  $z$  分量  $S_z = \frac{1}{2}$  相比, 只有 9% 的质子自旋是由夸克所携带的, 这正是 EMC 等实验组观测到的现象<sup>[2]</sup>.

## 5 结 论

本文用虚光子在核子上共振吸收所提供的信息研究了小动量转移区的质子的自旋结构, 计算了质子自旋结构函数的第一矩, 得到了  $\Gamma_1^p(Q^2)$  随  $Q^2$  变化的关系, 分析了质子中夸克的极化. 理论预言与实验结果的比较表明:

(1) 在没有任何近似的情况下, 合理地解释了实验上所观测到的质子自旋危机.  $\Gamma_1^p(Q^2 = 10.7\text{GeV}^2) = 0.148$  的理论预言与 EMC 的测量结果相一致.

(2) 从本文  $\Gamma_1^p(Q^2 = 10.7\text{GeV}^2) = 0.148$  理论结果出发, 得到了质子中夸克极化分别是

$$\begin{aligned}\Delta u &= +0.9784, \\ \Delta d &= -0.2769, \\ \Delta s &= -0.6106.\end{aligned}$$

进而又导出了不同味道的夸克对质子自旋  $z$  分量的贡献分别是

$$\begin{aligned}\langle S_z \rangle_u &= +0.4892, \\ \langle S_z \rangle_d &= -0.1384,\end{aligned}$$

$$\langle S_z \rangle_s = -0.3053.$$

表明  $u$  夸克是沿着质子的自旋方向极化的,  $d, s$  夸克的极化方向是与质子的自旋方向相反的, 海夸克也是极化的. 所以 Ellis-Jaffe 认为海夸克  $s$  不极化 (即  $\Delta s = 0$ ) 的猜想<sup>[19]</sup>是不对的.

(3) 理论预言的  $\langle S_z \rangle_{u+d+s} = 0.0455$  表明: 夸克只携带着质子自旋的很小一部分, 大约 9% 左右. 质子自旋的 90% 可能是来自胶子和夸克、胶子的轨道运动. 所以质子自旋结构仍然是一个挑战性的物理问题.

值得强调的是: 在计算中考虑了 17 个重子共振态对虚光子吸收截面的贡献, 这 17 个共振使 GDH 求和规则饱和到了 94%. 说明数值计算是可靠的, 结论是可信的.

### 参 考 文 献

- [1] F. Halzen, A. D. Martin, Quark and Lepton, John Wiley and Sons, Inc. 1986.
- [2] J. Ashman *et al.*, *Phys. Lett.*, **B206**(1988)364; *Nucl. Phys.*, **B328**(1988)1.
- [3] SLAC-E130 Collaboration, G. Baum *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983)1135; G. Baum *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980)2000.
- [4] SMC, B. Adeva *et al.*, *Phys. Lett.*, **B302**(1993)533; SMC, D. Adams *et al.*, *Phys. Lett.*, **B329**(1994)399; **B339**(1994)332(E); *Phys. Lett.*, **B357**(1995)248; SLAC-E142 Collaboration, P. L. Anthony *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993)959; SLAC-E143 Collaboration, K. Abe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(1995)25; SLAC-E143 Collaboration, K. Abe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995)346.
- [5] Hai-yang Cheng, Status of the Proton Spin Problem, IP-ASTP-03-96.
- [6] R. L. Jaffe, MIT-CTP-2506 and HUP-96 / A003.
- [7] Wei-hsing Ma, Qing Wu, Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule and the Spin Crisis of the Proton, Preprint, IHEP, 1996.
- [8] B. L. Ioffe, Nucleon Spin Structure Sum Rule., Institute of Theoretical and Experimental Physics, Preprint ITEP / 62-95.
- [9] Wei-hsing Ma *et al.*, Spin Dependent Structure Function of Proton, Submitted to *Nucl. Phys. A.*, 1996.
- [10] Z. P. Li, F. E. Close, T. Barnes, *Phys. Rev.*, **D43**(1991)2621.
- [11] L. A. Copey *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B13**(1969)303; M. Wavs *et al.*, *Z. Phys.*, **C45**(1990)613.
- [12] V. Barkert, Z. P. Li, *Phys. Rev.*, **D47**(1993)46.
- [13] Wei-hsing Ma, Lin Zhong,  $Q^2$ -Dependence of Polarized Structure Function Integral at Low Momentum Transfer, Submitted to *Nucl. Phys. A.*, 1996.
- [14] S. B. Gerasimov, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **2**(1996)430; S. D. Drell, A. C. Hearn, *Phys. Rev. Lett.*, **16**(1966)908.
- [15] S. A. Larin, *Phys. Lett.*, **B334**(1994)192.
- [16] Masao Kuriki, preprint SLAC-482, UC-414, March 1996.
- [17] M. Bourquin *et al.*, *Z. Phys.*, **C21**(1983)27; J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **D1**(1970)1376; Particle Data Group, *Phys. Rev.*, **D50**(1994).
- [18] Particle Data Group, *Phys. Rev.*, **D590**(1994); S. A. Larin, *Phys. Lett.*, **B334**(1994)1992.
- [19] J. Ellis, R. Jaffe, *Phys. Rev.*, **D9**(1974)1444.

## Quark Polarization in Nucleon

Ma Weixing

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

Received 10 October 1996

### Abstract

Based on the relationship between electron induced deep inelastic scattering and forward virtual photon Compton scattering, the spin dependent structure function of nucleon and its first moment are expressed in terms of total absorption cross section of virtual photon which are calculated numerically in  $SU(6)$  quark model by use of helicity amplitudes. With the theoretical cross sections, the first moment of proton spin dependent structure function is predicted, and then quark polarization is deduced from the predicted moment. The experimental measurements of EMC and SLAC are reproduced theoretically.

**Key words** quark polarization, spin structure function, spin physics of proton.