

质子的自旋危机问题

马 维 兴

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

武 青

(国防科技大学物理系 长沙 410073)

1996-03-20 收稿

摘 要

建立了质子自旋依赖的结构函数的第一矩与 GDH 求和规则之间的关系. 根据这个求和规则和重子结构的 $[SU_{sf}(6) \otimes O(3)] \otimes SU_c(3)$ 夸克模型, 讨论了质子的自旋问题, 并把理论的结果与 EMC 和 SLAC 的实验作了比较, 结果相一致. 发现在低动量转移区, $P_{33}(1232)$ 的光激发的贡献是最重要的, 而且是负的. 在高动量转移区, P_{33} 的贡献是正的, 而且随 Q^2 的增加很快减小, 可以略去, 从负值到正值的转折点是在 $Q^2=0.3\text{GeV}^2$ 附近.

关键词 质子自旋, 自旋物理, 虚光子吸收.

质子的自旋危机引起了人们对研究 Gerasimov-Drell-Hearn 求和规则和它在解释 EMC 关于质子自旋危机中所起的作用的极大兴趣.

众所周知, 轻子在质子上的深度非弹性散射可以用虚光子朝前的康普顿散射来描述^[2]. 即虚光子朝前散射振幅的吸收部分与自旋相关的结构函数 $G_1(\nu, Q^2)$ 和 $G_2(\nu, Q^2)$ 有关, 光子的总吸收截面可用结构函数表示为:

$$\sigma^{\gamma^*N} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \varepsilon^{\mu^*}(\lambda) W_{\mu\nu}(\nu, Q^2) \varepsilon^{\nu}(\lambda), \quad (1)$$

其中 $W_{\mu\nu}$ 是强子的张量, K 是虚光子的通量. $\varepsilon^{\mu}(\lambda)$ 是虚光子的极化矢量, 通常按照光子是横向光子 ($\lambda = \pm 1$) 或是纵向光子 ($\lambda = 0$) 用 T 或 L 来标出不同的 $\sigma_{\lambda}^{\gamma^*N}$. 因此, 有四种独立的截面, 它们是^[3]:

$$\sigma_{3/2}^T = \frac{4\pi^2\alpha}{K} [W_1(\nu, Q^2) - M_N \nu G_1(\nu, Q^2) + Q^2 G_2(\nu, Q^2)]; \quad (2a)$$

$$\sigma_{1/2}^T = \frac{4\pi^2\alpha}{K} [W_1(\nu, Q^2) + M_N \nu G_1(\nu, Q^2) - Q^2 G_2(\nu, Q^2)]; \quad (2b)$$

$$\sigma_{1/2}^L = \frac{4\pi^2\alpha}{K} [W_2(\nu, Q^2) \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) - W_1(\nu, Q^2)]; \quad (2c)$$

$$\sigma_{1/2}^{\pi} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \sqrt{Q^2} [M_N G_1(v, Q^2) + v G_2(v, Q^2)], \quad (2d)$$

其中 $W_{1,2}(v, Q^2)$ 是非极化的结构函数, $G_{1,2}(v, Q^2)$ 是自旋相关的结构函数. 这些结构函数包含了强子结构的所有信息, 最终给出关于强相互作用 QCD 的知识.

从方程组(2)中的前两个方程(2a)和(2b), 很容易得到一个有关 $\sigma_{1/2}^T$ 减 $\sigma_{3/2}^T$ 的新的恒等式:

$$\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T = \frac{8\pi^2\alpha}{K} [M_N v G_1(v, Q^2) - Q^2 G_2(v, Q^2)]. \quad (3)$$

现在来研究函数 G_1 和 G_2 在 Regge 区域里的行为, 即当 $v \rightarrow \infty$, Q 是常数时 G_1 和 G_2 的行为. 考虑虚光子在核子上的朝前的康普顿散射(γ^*N), 其散射振幅 T 与结构函数 $S_1(v, Q^2)$ 和 $S_2(v, Q^2)$ 相联系. 根据 Cutkosky 定则, $S_{1,2}(v, Q^2)$ 的虚部可用自旋相关的结构函数 $G_{1,2}(v, Q^2)$ 来表达:

$$2\pi G_{1,2}(v, Q^2) = \text{Im} S_{1,2}(v, Q^2). \quad (4)$$

函数 $S_{1,2}(v, Q^2=0)$ 满足无减除项的色散关系:

$$S_1(v, 0) = 4 \int_0^\infty v' dv' \frac{G_1(v', 0)}{v'^2 - v^2}. \quad (5)$$

用费曼图的方法^[5]直接计算 γ^*N 散射振幅表明 $S_1(v, 0)$ 为:

$$S_1(v=0, Q^2=0) = -\kappa_{p,n}^2 / M_N^3, \quad (6)$$

其中 $\kappa_{p,n}$ 是核子的反常磁矩, $\kappa_p = 1.79$, $\kappa_n = -1.91$. 把方程(6)代入方程(5), 可得到如下求和规则:

$$\int_0^\infty \frac{dv}{v} G_1(v, 0) = -\frac{1}{4} \kappa_{p,n}^2 / M_N^3, \quad (7)$$

这就是 Gerasimov-Drell-Hearn 求和规则, 是由 Gerasimov Drell 和 Hearn 在 1966 年提出的.

当 $Q^2=0$ 时, 由方程(3)和方程(7), 质子的 GDH 求和规则可重新写成:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{dv}{v} \{ \sigma_{1/2}^T(v, Q^2=0) - \sigma_{3/2}^T(v, Q^2=0) \} &= -\frac{2\pi^2\alpha}{M_N^2} \kappa_{p,n}^2 \\ &= 205(\mu\text{b}), \end{aligned} \quad (8)$$

其中已取 $M_p = 0.938$ GeV, $\alpha = 1/137$. 通常方程(3)可写成:

$$\begin{aligned} \int_{Q^2/2M_p}^\infty \frac{dv}{v} \{ \sigma_{1/2}^T(v, Q^2) - \sigma_{3/2}^T(v, Q^2) \} &= \frac{8\pi^2\alpha}{K} \{ M_N \int_{Q^2/2M_p}^\infty dv G_1(v, Q^2) \\ &- Q^2 \int_{Q^2/2M_p}^\infty \frac{dv}{v} G_2(v, Q^2) \}. \end{aligned} \quad (9)$$

在推导 GDH 求和规则时用了两个假定: 一个是已被大家所接受的朝前的康普顿散射的低能量定理; 第二个是无减除项的色散关系的正确性, π 介子的光产生的数据表

明: 对质子, 求和规则能给出很满意的结果. 因此, GDH 求和规则是具有普遍性的, 与理论模型无关, 它为描述核子的电磁跃迁的理论提供了重要的制约和检验.

现在定义一个新的质子的自旋函数 $I_p(Q^2)$:

$$\Gamma_p(Q^2) = M_p^3 \int_{Q^2/2M_p}^{\infty} \frac{dv}{v} G_1^p(v, Q^2) \equiv \frac{2M_p^2}{Q^2} \Gamma_p(Q^2), \quad (10)$$

然后使用函数 $G_1(v, Q^2)$ 的标度的不变性^[3]:

$$\lim_{v \rightarrow \infty} M_p^2 v \cdot G_1(v, Q^2) = g_1(x, Q^2) \quad (11)$$

$$\frac{Q^2}{2M_p v} = x \text{ fixed},$$

于是, 方程(10)中的第一矩 $\Gamma_p(Q^2)$ 变成:

$$\begin{aligned} \Gamma_p(Q^2) &= M_p^3 \int_{Q^2/2M_p}^{\infty} \frac{dv}{v} \left(\frac{Q^2}{2M_p v} \right) G_1(v, Q^2) \\ &= \int_0^1 dx g_1(x, Q^2). \end{aligned} \quad (12)$$

这正是 EMC 实验组于 1988 年测量到的质子自旋相关结构函数的第一矩 $\Gamma_p^{[1]}$. 从 EMC 和早期的 SLAC 的数据得出:

$$\Gamma_p^{\text{exp}}(Q^2 = 10.7 \text{ GeV}^2) = \int_0^1 dx g_1(x) = 0.126 \pm 0.010 \pm 0.015. \quad (13)$$

这个实验值说明: 在由三夸克组成的质子中, 夸克对质子自旋 Z 分量的贡献是:

$$\langle S \rangle_z = 0.006 \pm 0.058 \pm 0.117, \quad (14)$$

因此, 只有 $(1 \pm 12 \pm 24)\%$ 的质子的自旋 ($S_z^2 = 1/2$) 是由夸克携带的. 这是十分令人吃惊的, 而且也明显地与夸克模型^[6]的结论相矛盾, 被称为质子的自旋危机. 在这里, 我们试图从 GDH 和求规则去理解质子的自旋危机. GDH 规则反映着质子基态的所有的静态性质^[7].

对一个自由的费米子系统, $G_2(v, Q^2) = 0$, 方程(9)可写为:

$$\int_{Q^2/2M_p}^{\infty} \frac{dv}{v} \{ \sigma_{1/2}^T(v, Q^2) - \sigma_{3/2}^T(v, Q^2) \} = \frac{8\pi^2 \alpha}{K} M_p \int_{Q^2/2M_p}^{\infty} dv G_1(v, Q^2), \quad (15)$$

假如, 按通常的选择取虚光子的通量 $K = v$, 方程(5)变为:

$$\int_{Q^2/2M_p}^{\infty} \frac{dv}{v} \{ \sigma_{1/2}^T(v, Q^2) - \sigma_{3/2}^T(v, Q^2) \} = 8\pi^2 \alpha M_p \int_{Q^2/2M_p}^{\infty} \frac{dv}{v} G_1(v, Q^2), \quad (16)$$

再利用方程(12)的第一行, 便得到了理论第一矩的另一种表达形式:

$$\Gamma_p^{\text{Theor}}(Q^2) = \frac{Q^2}{16\pi^2 \alpha} \int_{Q^2/2M_p}^{\infty} \frac{dv}{v} \{ \sigma_{1/2}^T(v, Q^2) - \sigma_{3/2}^T(v, Q^2) \}. \quad (17)$$

它与质子自旋结构函数积分的第一矩的测量值是密切相关的. 方程(17)是研究质子自旋危机的出发点. 如前所述, $\sigma_{1/2}$ 和 $\sigma_{3/2}$ 是光子和核子的总自旋在动量方向上的投影分别为 $1/2$ 和 $3/2$ 的吸收截面. 用螺旋振幅 $A_{1/2, 2/3}$ 来表示 $\sigma_{1/2, 3/2}$

$$A_{1/2} = \langle \text{Resonance}, S_z = \frac{1}{2} | H_{em} | \text{proton}, S_z = -\frac{1}{2} \rangle, \quad (18)$$

和

$$A_{3/2} = \langle \text{Resonance}, S_z = \frac{3}{2} | H_{em} | \text{proton}, S_z = +\frac{1}{2} \rangle, \quad (19)$$

其中 H_{em} 是由 Close 等人给出的电磁相互作用^[9]. 初态质子和末态共振的波函数 ${}^d[B]_J[A, L^P]_N$ 是由 $[SU_{sf}(6) \otimes O(3)] \otimes SU_c(3)$ 的夸克理论给出. $[A, L^P]_N$ 是 $SU_{sf}(6)$ 的多重态, 其中 $A=56, 70$ 或 20 , L 是总的轨道角动量, N 是所有的激发方式的总量子数. $P=(-1)^N$ 是状态的宇称. ${}^d[B]_J$ 表示 $SU(3)$ 的多重态. 其中 $B=1, 8$ 或 10 (单态, 8重态或 10重态). d 是自旋多重性, J 是状态的总角动量, 方程(18, 19)中的矩阵元 $A_{1/2}$ 和 $A_{2/3}$ 的详细表达式将在下一篇文章中介绍. 总的共振横向吸收截面可从光子耦合的螺旋振幅的计算而得到.

在此计算中包括的共振态有: $P_{33}(1232)$, $P_{11}(1470)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $S_{31}(1620)$, $D_{33}(1675)$, $P_{13}(1700)$, $F_{15}(1680)$, $P_{31}(1910)$, $P_{33}(1920)$, $F_{35}(1905)$, $F_{37}(1950)$ 和 $P_{11}(1705)$, 共 17 个.

在 $Q^2 = 10.7 \text{ GeV}^2$ 时, 质子的第一矩的理论结果是 $\Gamma_p = 0.148$. 此结果与方程(13)给出的 EMC 实验值相一致, 在其误差范围之内, $P_{33}(1232)$ 共振态对 Γ_p 的贡献, Γ_p 与 Q^2 的依赖关系表示在图 1 中.

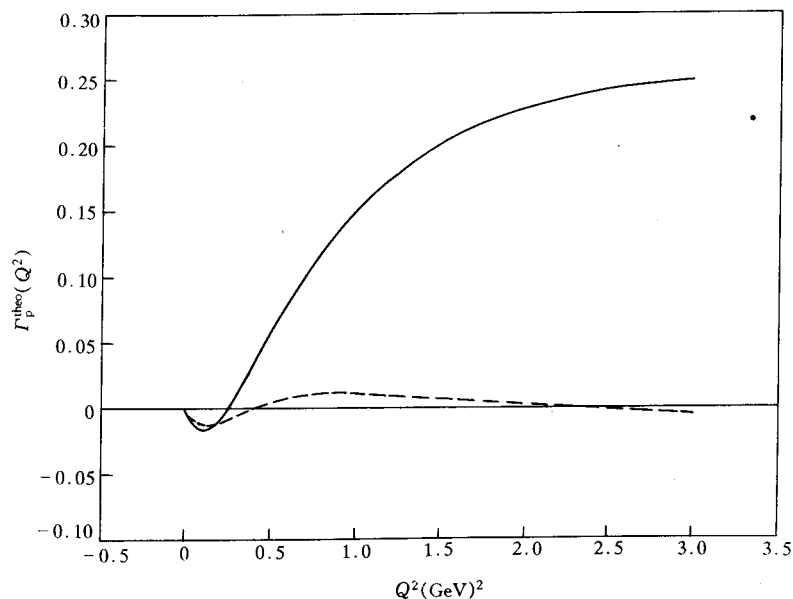


图 1 质子自旋第一矩 $\Gamma_p(Q^2)$ 对 Q^2 的依赖关系

虚线表示只有 $P_{33}(1232)$ 的贡献, 实线表示包括 $P_{33}(1232)$ 在内的 17 个重子共振态的总贡献.

我们的主要结论是: 利用 GDH 求和规则和重子共振态的虚光子产生, 可以初步地理解质子自旋危机的问题. 发现在小的 Q^2 处, 磁偶极跃迁引起 $P_{33}(1232)$ 的光产生, $\sigma_{3/2}/\sigma_{1/2}=3$. $P_{33}(1232)$ 对 $\Gamma_p(Q^2)$ 的贡献是负的. 在 $Q^2=0.3\text{GeV}^2$ 附近, $P_{33}(1232)$ 的贡献改变了符号, 成为正的, 然后随着 Q^2 增加, 它迅速地衰减. 此时, 只有 $\sigma_{1/2}$ 存在, 其他共振态的贡献是比较小的.

当然, 方程(9)表明: $G_2(v, Q^2)$ 对 $\Gamma_p(Q^2)$ 也产生贡献. 尽管其数值很小, 但在计算 $\Gamma_p(Q^2)$ 时应该被考虑, 这个工作正在进行中, 将在以后的文章中介绍.

参 考 文 献

- [1] EM Collab., J. Ashman *et al.*, *Phys. Lett.*, **B206**(1988)364; EM Collab. J. Ashman *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B328**(1989)1.
- [2] E. Leader, E. Predazzi, *An Introduction to Gauge theories and the new Physics*, Cambridge Press, 1982.
- [3] R. Decker, M. Nowakowski, U. Wiedner, CERN-PPE/92-010, 23, Jan. 1992.
- [4] B. L. Iolte, V. A. Khoze, L. N. Lopatov, *Hard Processes*, North Holland, 1984.
- [5] S. D. Drell, A. O. Hearn, *Phys. Rev. Lett.*, **16**(1966)908; S. B. Gerasimov, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **2**(1966)430.
- [6] J. Ellis, R. L. Jaffe, *Phys. Rev.*, **D9**(1974)1444; **D10**(1974)1669(E).
- [7] Zhen-ping Li, *Phys. Rev.*, **D47**(1993)1854.
- [8] Ma Wei-hsing, Zhang Lin, Zhenping Li, Q^2 -Dependence of Polarized Structure Function of the Nucleon and Deuteron at Non-perturbation QCD Region, *Nucl. Phys.*, A, to be published.
- [9] V. Barkert, Z. Li., *Phys. Rev.*, **D47**(1993)46.

The Spin Crisis of the Proton

Ma Weixing

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

Wu Qing

(*Department of Physics, Defense University of Science and Technology, Changsha 410073*)

Received 20 March 1996

Abstract

The relationship between the Gerasimov–Drell–Hearn (GDH) sum rule and the first moment, Γ_p —the proton spin dependent structure function integral, is established. According to the sum rule and quark structure model of baryon, $[SU_{sf}(6) \otimes O(3)] \otimes SU_c(3)$, the spin problem of the proton is discussed. The present theoretical results are also compared with the data measured by EMC and SLAC groups. Our prediction is in good agreement with the data. We find that the $P_{33}(1232)$ photo-excitation dominates the spin structure function integrals and contributes negatively at low momentum transfer. At higher momentum transfer, the contribution of the P_{33} is positive, and it decreases rapidly as Q^2 increasing and finally becomes negligible. The integral changes its sign from negative into positive at about $Q^2 = 0.3\text{GeV}^2$.

Key words proton spin, spin physics, virtual photon absorption.