

Gerasimov-Drell-Hearn 求和规则的 Q^2 依赖性质*

马维兴^{1,2} 李希国^{2,4,1)} 卢定辉³ A. W. Thomas³

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心 兰州 730000)

3(Department of Physics and Mathematical Physics and Special Research Center for
The Subatomic Structure of Matter, University of Adelaide, Australia 5005)

4(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 在组分夸克模型中重子共振态的光子激发下,通过数值计算核子上光子总吸收截面 $\sigma_{1/2}$ 和 $\sigma_{3/2}$,检验了 Gerasimov-Drell-Hearn(GDH)求和规则.这种计算包括了总计17个低激发的、非奇异重子共振态.发现纵横相干截面 $\sigma_{1/2}^{\pi}$ 在随 Q^2 变化的求和规则研究中扮演了重要角色.结果显示在94%可信度上这些共振态使GDH求和规则饱和.特别是在 $Q^2 = 0$ 和小 Q^2 的区域,主要是共振态 P_{33} (1232)激发使求和规则饱和.在 $Q^2 = 1.0\text{GeV}^2$ 以下,GDH积分有一个很强的 Q^2 依赖性质,且在 $Q^2 = 0.3\text{GeV}^2$ 附近变号.由于共振态贡献的迅速下降,当 $Q^2 > 1.0\text{GeV}^2$ 时,GDH积分对 Q^2 依赖变弱.

关键词 GDH 求和规则 光子吸收截面 重子共振态

1 引言

Gerasimov-Drell-Hearn(GDH)求和规则是把光子总吸收截面的螺旋结构与靶核子的基态性质联系在一起.基于一般原则,例如,Lorentz不变,电磁规范不变,交叉对称性,因果关系,么正性,和向前的Compton散射振幅的自旋相关部分可以使用无减除色散关系,则GDH求和规则可写成如下形式^[1]

$$\int_{\nu_{\text{thr}}}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} [\sigma_{1/2}(\nu, Q^2 = 0) - \sigma_{3/2}(\nu, Q^2 = 0)] = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2} \kappa^2, \quad (1)$$

1998-07-16收稿

* 中国科学院院长特别资助和国家自然科学基金部分资助

1) CCAST成员

其中 ν 是实验室系中光子的能量, $Q^2 (= -q^2)$ 是动量转移平方 (对实光子是零), $\sigma_{1/2}$ 和 $\sigma_{3/2}$ 分别是总螺旋度 1/2, 3/2 所对应的光子总吸收截面, M 是核子的质量, α 是超精细结构常数以及 κ 是靶核子的反常磁矩. 另一方面, 在 $Q^2 = 10.0 \text{ GeV}^2$ 附近, EMC 实验数据 (极化 μ 深度非弹性散射) 的分析指出^[2]

$$\int_{\nu_{\text{thr}}}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} [\sigma_{1/2}(\nu, Q^2) - \sigma_{3/2}(\nu, Q^2)] = \frac{0.2}{Q^2} \left(\frac{8\pi^2 \alpha}{M^2} \right). \quad (2)$$

比较 (1) 和 (2) 式表明要满足 GDH 求和规则, 则在实光子极限 ($Q^2 = 0$) 和深度非弹性散射区域之间光子-核子耦合的螺旋结构要有一个大的变化.

求和规则的符号明显的改变说明深度非弹性散射区域和中低能重子共振态激发区域之间反应机制的变化. GDH 求和规则对 Q^2 的明显依赖为基于强子的夸克模型和对强子结构的深入理解提供了重要的、坚实的检验. 许多年前, 人们对低共振态可能使 GDH 求和规则饱和的想法进行了讨论^[3], 最近, 更多的是定量的研究^[4]. 然而, 实验方面从未对求和规则进行过直接测量, 原因是极化束和靶技术方面的困难. 最近在一些实验室如 ELSA^[5], GRAAL^[6], LEGS^[7], 和 MAMI^[8] 里有一些计划中的新实验和进行中的实验.

由于求和规则是在 $Q^2 = 0$ 的条件下推导的, 重子共振态激发机制支配着光子-核子耦合, 因此, 特别有意义的问题是: 是否真的低重子共振态使求和规则饱和? 若是, 它们在什么范围饱和、哪个共振态对它的贡献最大? 回答这些问题将是很有意义的, 它涉及到核物理和粒子物理的相互关系. 本文在组分夸克模型中研究了 GDH 求和规则. 第二节介绍了 GDH 求和规则和主要物理思想; 第三节是螺旋振幅的基本公式; 第四节介绍了我们的结果和讨论.

2 推广的 GDH 求和规则

为了理解 GDH 求和规则, 考虑一个实光子在核子上向前的 Compton 散射振幅. 用初态和末态核子的 Pauli 旋量 χ_i 和 χ_f , 相应的散射振幅是

$$T(\nu, \theta = 0) = \chi_f^\dagger [\mathbf{e}_f^* \cdot \mathbf{e}_i f(\nu) + i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{e}_f^* \times \mathbf{e}_i) g(\nu)] \chi_i, \quad (3)$$

式中 $f(\nu)$ 和 $g(\nu)$ 分别是自旋不反转和自旋反转振幅, \mathbf{e}_i 和 \mathbf{e}_f 分别表示初态和末态光子的极化矢量, $\boldsymbol{\sigma}$ 表示核子的自旋. 振幅 $f(\nu)$ 和 $g(\nu)$ 是光子能量 ν 的函数. 对于小的 ν , 它们能被展开成级数. 基于 Lorentz 规范不变和低能定理, 级数的前几项为^[9]

$$f(\nu) = \frac{e^2}{m} + (\alpha_N + \beta_N) \nu^2 + 0(\nu^4), \quad (4)$$

$$g(\nu) = -\frac{e^2 \kappa^2}{2m^2} \nu + \gamma_N \nu^3 + 0(\nu^5). \quad (5)$$

$f(\nu)$ 中第一项是托马斯极限, 第二项是核子的标量极化强度的贡献 (α_N, β_N 分别对应电和磁). $g(\nu)$ 中的第一项是来自反常磁矩 κ , 第二项是核子的矢量极化强度的贡献.

实验上采用圆极化光子和自旋平行 ($J_z = 3/2$) 以及自旋反平行 ($J_z = 1/2$) 光子动量方

向的极化靶核子来确定两个独立的振幅 $f(\nu), g(\nu)$. 相应的振幅可以表示为

$$T_{3/2} = f - g, \quad T_{1/2} = f + g, \quad (6)$$

光学定理(么正性)使这些振幅的虚部与相应的光子吸收总截面相联系,

$$\text{Im}[T_{1/2, 3/2}(\nu)] = \frac{\nu}{4\pi} \sigma_{1/2, 3/2}(\nu), \quad (7)$$

由于交叉对称性, 在 $\nu \rightarrow -\nu$ 的变换下, $f(\nu)$ 必须是偶函数, $g(\nu)$ 必须是奇函数. 在解析性, 么正性, 交叉对称性的基础上, 对 $g(\nu)$ 能写出一个色散关系

$$\text{Re}[g(\nu)] = \frac{2\nu}{\pi} P \int_{\nu_{\text{thr}}}^{\infty} \frac{d\nu'}{\nu'^2 - \nu^2} \frac{\nu'}{4\pi} \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{2}, \quad (8)$$

在当 $\nu \rightarrow \infty$ 时, $|g(\nu)| \rightarrow 0$ 的假设下, 回到无减除色散关系. 因为阈能是 π 介子质量的量级, 这一表达式能被很好的展为 ν 的级数. 将展开的级数结果与(5)式的低能展开比较, 容易得到(1)式中所给出的结果. 相类似, 取 $\text{Re}[g(\nu)]$ 的三阶导数项, 得到 Burkardt-Cottingham (BC) 求和规则, 它使螺旋振幅与核子的极化矢量强度相联系^[10],

$$\int_{\nu_{\text{thr}}}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^3} [\sigma_{1/2}(\nu, 0) - \sigma_{3/2}(\nu, 0)] = 4\pi^2 \gamma_N. \quad (9)$$

在 QCD 中, GDH 求和规则对复合核子的自旋结构提供了一个重要的约束, 是对重要的

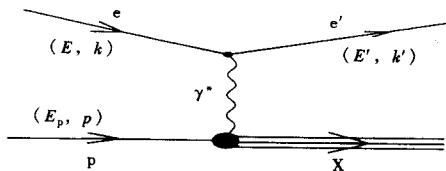


图 1 电子-核子深度非弹散射简示图
 γ^* 表示虚光子.

Bjorken^[11]和使核子的自旋结构函数 $g_1(x, Q^2)$ 第一矩, 与核子轴向荷^[12]相联系的 Ellis-Jaffe^[13]求和规则的补充. 这里应当强调指出(1)式中的 GDH 求和规则是在实的横光子条件下推导的. 对于电子-核子散射(如图 1), 交换的光子必须是虚光子, 因此它也是纵光子($\lambda = 0$). 在这种情况下, 纵横光子之间的相干项, $\sigma_{1/2}^T$, 也对 Q^2 依赖的 GDH 求和规则有贡献. 所以, 在 Q^2 依赖的 GDH

求和规则的研究中, 不应该只考虑 $(\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T)$ 对 Q^2 的依赖性质.

众所周知, 在单光子交换下, 电子对核子的深度非弹性散射的二次微分截面可以写成轻子张量 $L_{\mu\nu}$ 和强子张量 $W_{\mu\nu}$ 的标量积^[14]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (10)$$

其中 $Q^2 = -(k_\mu - k'_\mu)^2$. 这两种张量能被分解成一个对称部分(S)和一个反对称部分(A)即

$$L_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}^{(S)} + iL_{\mu\nu}^{(A)}, \quad (11)$$

$$W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^{(S)} + iW_{\mu\nu}^{(A)}, \quad (12)$$

其中 $L_{\mu\nu}^{(S)}$ 和 $L_{\mu\nu}^{(A)}$ 是完全知道的, 且为

$$L_{\mu\nu}^{(S)} = 2[k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(k \cdot k' - m_c^2)], \quad (13)$$

$$L_{\mu\nu}^{(A)} = 2\varepsilon^{\mu\nu\lambda\tau} q_\lambda \sigma_\tau, \quad (14)$$

式中 σ 是光子的极化矢量, $g_{\mu\nu}$ 是度规张量. 描述核子内部结构的未知量 $W_{\mu\nu}$ 依赖于非微扰 QCD 动力学. 原则上, 它可能被表述为下列形式

$$W_{\mu\nu}^{(S)} = \left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) W_1(v, Q^2) + \frac{1}{M^2} \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) W_2(v, Q^2), \quad (15)$$

$$W_{\mu\nu}^{(A)} = \varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} q^\lambda \left\{ S^\sigma M \left[G_1(v, Q^2) + \frac{p \cdot q}{M^2} G_2(v, Q^2) \right] - p^\sigma \frac{S \cdot q}{M} G_2(v, Q^2) \right\}, \quad (16)$$

式中 S 是核子极化矢量, $W_{1,2}(v, Q^2)$ 和 $G_{1,2}(v, Q^2)$ 分别是非极化和极化结构函数(标量函数). 目前, 在对强子结构的认识中, 函数 $W_{1,2}(v, Q^2)$ 扮演了一个基本的角色, 它们表示了核子中夸克, 胶子物质分布的信息. 函数 $G_1(v, Q^2)$ 反映了极化核子中夸克的自旋分布, 而包含高阶 twist 贡献的函数 $G_2(v, Q^2)$ 的物理意义是含糊不清的.

虚光子吸收总截面可通过强子张量 $W_{\mu\nu}$ 表示为^[15]

$$\sigma_\lambda^{\gamma^* N} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \varepsilon^{*\mu}(\lambda) W_{\mu\nu}(v, Q^2) \varepsilon^\nu(\lambda), \quad (17)$$

式中 $K = \sqrt{v^2 + Q^2}$ 是虚光子流(采用 Gilman 惯例^[16]), $\varepsilon^\nu(\lambda)$ 是虚光子的极化矢量. 在这些不同的 $\sigma_\lambda^{\gamma^* N}$ 中, 仅有 4 个截面在转动, 宇称和时间反演下是独立的. 它们以光子的横向极化(T)和纵向极化(L)表征, 且通过结构函数明确地表示为

$$\sigma_{3/2}^T = \frac{4\pi^2\alpha}{K} [W_1(v, Q^2) - MvG_1(v, Q^2) + Q^2G_2(v, Q^2)], \quad (18)$$

$$\sigma_{1/2}^T = \frac{4\pi^2\alpha}{K} [W_1(v, Q^2) + MvG_1(v, Q^2) - Q^2G_2(v, Q^2)], \quad (19)$$

$$\sigma_{1/2}^L = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \left[W_2(v, Q^2) \left(1 + \frac{v^2}{Q^2} \right) - W_1(v, Q^2) \right], \quad (20)$$

$$\sigma_{1/2}^{TL} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \sqrt{Q^2} [MG_1(v, Q^2) + vG_2(v, Q^2)]. \quad (21)$$

这 4 个独立的截面包含了强作用支配下强子结构的全部信息.

联合方程组(18), (19)和(21), 自旋相关的结构函数可通过 3 个光子吸收总截面 $\sigma_{1/2}^T$, $\sigma_{3/2}^T$ 和 $\sigma_{1/2}^{TL}$ 表示如下

$$G_1(v, Q^2) = \frac{1}{8\pi^2\alpha M} \frac{v}{\sqrt{v^2 + Q^2}} \left[\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T + \frac{2\sqrt{Q^2}}{v} \sigma_{1/2}^{TL} \right]. \quad (22)$$

为了研究 GDH 求和规则的 Q^2 依赖, 定义 GDH 积分

$$I(Q^2) = M \int_{Q^2/2M}^{\infty} \frac{dv}{v} G_1(v, Q^2) \quad (23)$$

是很方便的. 很清楚, 当 $Q^2 = 0$ 时, $\sigma_{1/2}^{\text{TL}}$ 项消失, 所以它就是实光子情况下原始的 GDH 求和规则. 在微扰区域, $\sigma_{1/2}^{\text{TL}}$ 项也消失. 因而, $I(Q^2)$ 是 GDH 求和规则的一个推广, 它适合于研究 GDH 求和规则对 Q^2 的依赖关系.

3 组分夸克模型中的螺旋振幅

众所周知, 在小 Q^2 区域, 支配虚光子吸收的机制是重子共振态的光子激发. 因此, 光子总吸收截面, $\sigma_{1/2}^{\text{T}}$, $\sigma_{3/2}^{\text{T}}$ 和 $\sigma_{1/2}^{\text{TL}}$ 能用在强子物理中取得成功的组分夸克模型计算. 在下面的小节中将用螺旋振幅 $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ 和 $S_{1/2}$ 来表示光子的总吸收截面.

3.1 螺旋振幅和电磁相互作用

对于一个给定重子共振态的电磁激发, 其总截面能够用相应的螺旋振幅 $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ 和 $S_{1/2}$ 来完全描述. 如图 2. 这些螺旋振幅定义如下

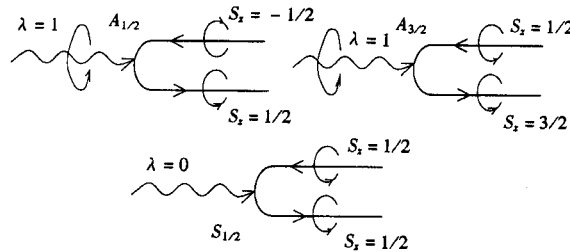


图 2 单核子上单个虚光子散射的螺旋振幅示意图

$A_{1/2}$ 和 $A_{3/2}$ 分别是沿光子方向上反平行和平行自旋投影的单核子吸收单个横光子的振幅,
 $S_{1/2}$ 是纵光子相应的振幅.

$$A_{1/2} = \left\langle {}^d[B]_J, [A, L^P]_N, S_z = \frac{1}{2} \mid H_t^{\text{em}} \mid {}^2[8]_{1/2}, [56, 0^+]_0, S_z = -\frac{1}{2} \right\rangle, \quad (24)$$

$$A_{3/2} = \left\langle {}^d[B]_J, [A, L^P]_N, S_z = \frac{3}{2} \mid H_t^{\text{em}} \mid {}^2[8]_{1/2}, [56, 0^+]_0, S_z = \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (25)$$

$$S_{1/2} = \left\langle {}^d[B]_J, [A, L^P]_N, S_z = \frac{1}{2} \mid H_l^{\text{em}} \mid {}^2[8]_{1/2}, [56, 0^+]_0, S_z = \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (26)$$

其中 $\mid {}^d[B]_J, [A, L^P]_N, S_z \rangle$ 代表标准 $[SU_{\text{SF}}(6) \otimes O(3)]_{\text{sym}} \otimes SU_c(3)$ 分类中重子波函数的自旋味道空间分量. $[A, L^P]_N$ 是 $SU_{\text{SF}}(6)$ 的多重态, 其中 $A = 56, 70$ 或 20 , L 是总轨道角动量, N 是所有激发模式的总量子数, $P = (-1)^N$ 是态的字称. ${}^d[B]_J$ 确定了 $SU_{\text{F}}(3)$ 的多重态, 其中 $B = 1, 8$, 或 10 (单态, 八重态, 十重态), d 是自旋多重态, J 是态的总角动量. 从而, 在初态中自旋为 $S_z = \pm 1/2$ 的质子用 $\mid {}^2[8]_{1/2}, [56, 0^+]_0, S_z \rangle$ 表示.

$H_t^{\text{em}}, H_l^{\text{em}}$ 分别是横向和纵向跃迁算符, 且^[17]

$$H_t^{\text{cm}} = H_{\text{NR}} + H_{\text{SO}} + H_{\text{NA}} \quad (27)$$

其中

$$H_{\text{NR}} = - \sum_{i=1}^3 \left[\frac{e_i}{2m_i} (\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{A}_i + \mathbf{A}_i \cdot \mathbf{p}_i) + \mu_i \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{B}_i - e_i \phi_i \right], \quad (28)$$

$$H_{\text{SO}} = - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \left[2\mu_i - \frac{e_i}{2m_i} \right] \frac{\boldsymbol{\sigma}_i}{2m_i} (\mathbf{E} \times \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_i \times \mathbf{E}_i), \quad (29)$$

$$H_{\text{NA}} = \sum_{i,j} \frac{1}{4M_T} \left(\frac{\boldsymbol{\sigma}_i}{m_i} - \frac{\boldsymbol{\sigma}_j}{m_j} \right) (e_j \mathbf{E}_j \times \mathbf{p}_i - e_i \mathbf{E}_i \times \mathbf{p}_j), \quad (30)$$

这里指标 i 表示第 i 个夸克, 三个哈密顿量 H_{NR} , H_{SO} 和 H_{NA} 分别对相应于非相对论 (NR)、自旋-轨道 (SO)、非相加 (NA) 相互作用. 纵向跃迁算符, H_1^{cm} , 被定义为

$$H_1^{\text{cm}} = \varepsilon_0 J_0 - \varepsilon_3 J_3 \quad (31)$$

式中 $\varepsilon_\mu = \frac{1}{\sqrt{Q^2}} \{\kappa_3, 0, 0, \nu\}$ 是光子的纵向极化矢量, J_μ 是核子的电磁流. 使用规范不变条件 $k_\mu J^\mu = k_\mu \varepsilon^\mu = 0$, 则 $\langle \Psi_f | H_1^{\text{cm}} | \Psi_i \rangle = \frac{\sqrt{Q^2}}{\kappa_3} \langle \Psi_f | J_0 | \Psi_i \rangle$. 因此, 只要纵向跃迁算符满足

规范不变性, 矩阵元 $\langle \Psi_f | H_1^{\text{cm}} | \Psi_i \rangle$ 不再依赖流的选取. 注意纵向跃迁算符与 $\sqrt{Q^2}$ 成比例, 所以它在实光子极限下消失. 在夸克体系中, 纵向跃迁算符的零阶分量可表示为

$$J_0 = \frac{1}{\sqrt{2\nu}} \left\{ \sum_j \left[e_j + \frac{ie_j}{4m_j^2} \mathbf{k} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_j \times \mathbf{p}_j) \right] e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j} - \sum_{j \neq i} \frac{i}{4M_T} \left(\frac{\boldsymbol{\sigma}_j}{m_j} - \frac{\boldsymbol{\sigma}_i}{m_i} \right) [e_j (\mathbf{k} \times \mathbf{p}_j) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j} - e_i (\mathbf{k} \times \mathbf{p}_i) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i}] \right\} \quad (32)$$

(30) 和 (32) 式中的 M_T 是夸克体系的总质量. (32) 式中的第一项是计算纵向螺旋性振振时通常采用的电磁算符, 第二项是自旋-轨道项, 而第三项是相应横向跃迁中的非相加项, 它表示 $O(v^2/c^2)$ 阶的相对修正. 文献 [17] 指出了自旋-轨道和非相加项对符合实验数据是很关键的. 然而, 在大部分研究中忽略了这两项. 本文的计算中包括了这两项. 此外, 这里所使用的哈密顿量 H 满足低能定理^[9]. 文章 [18] 中给出了计算螺旋振幅 $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ 和 $S_{1/2}$ 的详细结果.

3.2 总吸收截面

对于每一个共振态, 给定了 $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ 和 $S_{1/2}$ 之后, 就能很容易地得到虚光子总截面 $\sigma_{1/2}^T$, $\sigma_{3/2}^T$ 和 $\sigma_{1/2}^{\text{PL}}$. 按照 Breit-Wigner 参数化法, 光子总吸收截面是单个共振态^[19] 贡献的不相干的和, 即

$$\sigma_{1/2, 3/2}^T(\nu, Q^2) = \sum_R \left(\frac{2M}{W + W_R} \right) \frac{\Gamma_R}{(W - W_R)^2 + \Gamma_R^2/4} |A_{1/2, 3/2}^R(\nu, Q^2)|^2, \quad (33)$$

$$\sigma_{1/2}^{\text{TL}}(v, Q^2) = \sum_R \left(\frac{2M}{W + W_R} \right) \frac{\Gamma_R}{(W - W_R)^2 + \Gamma_R^2/4} |A_{1/2}^{*R} S_{1/2}^R + S_{1/2}^{*R} A_{1/2}^R|^2. \quad (34)$$

这里 W 是质心系能量, $W^2 = (p + q)^2$, W_R 和 Γ_R 分别是共振态 R 的质量和总宽度, $A_{1/2, 3/2}^R$ 和 $S_{1/2}^R$ 分别是产生共振态 R 的横向和纵向光子的螺旋振幅.

4 结果和结论

本文计算了 17 个重子共振态的螺旋振幅 $A_{1/2}^R$, $A_{3/2}^R$ 和 $S_{1/2}^R$, 这些共振态是 P_{33} (1232), P_{11} (1470), D_{13} (1520), S_{11} (1535), S_{11} (1650), S_{31} (1620), D_{15} (1675), D_{33} (1675), D_{13} (1720), F_{15} (1680), P_{13} (1720), P_{31} (1920), P_{35} (1905), P_{33} (1920), P_{37} (1950), P_{11} (1705) 和 P_{33} (1600). 电磁流被重新写成空间分量和角分量的积. 在计算中使用了非相对论谐振子波函数计算空间部分矩阵元, 非相对论谐振子波函数已相当成功的显示了这些重子共振态的性质. Koniuk 和 Isgur^[20] 的非相对论性结果也能够用 H_{NR} 重新产生. 组分夸克模型中的这种螺旋振幅计算也考虑了来自 $SU(6) \otimes O(3)$ 对称性的约束, 并且给出了与几个低共振态的当前实验数据相符的合理结果. 特别是即是相对论近似下, $A_{3/2} = \sqrt{3} A_{1/2}$ 关系同样成立. 对赝标量介子的光子产生这一相关近似也是合理、成功的^[21, 22]. 对该模型进一步的详细结果以及螺旋振幅完整的解析表示有兴趣的读者可参考文献 [18].

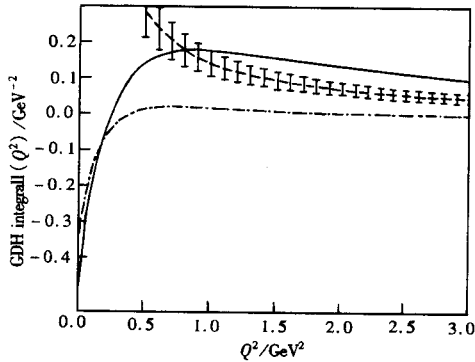


图 3 GDH 求和规则的 Q^2 依赖关系

——表示 17 个共振态的全部贡献, —·—表示共振态 P_{33} (1232) 的贡献, — — —表示 EMC 实验的微扰 QCD 分析结果, 它仅仅在大的动量转移区是正确的.

较高共振态的贡献是相当大的. 在同一张图中, 用虚线表示出微扰 QCD 的 Q^2 演化(看图 2). 在小 Q^2 区域里两者有很大的差别.

(i) 在 94% 可信度上, 重子共振态的贡献使 GDH 求和规则饱和. GDH 积分 $I(Q^2 = 0)$ 的预言值是 0.492 GeV^{-2} , 它与质子的 $\frac{2\pi^2\alpha}{M^2} \kappa^2 = 0.524 \text{ GeV}^{-2}$ 值相近.

(ii) 在 $Q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$ 以下, GDH 求和规则有很强的 Q^2 依赖性质, 在 $Q^2 = 0.3 \text{ GeV}^2$ 附近, GDH 改变了符号. 这符合了来自 SLAC 的 E143 合作组最近的实验数据^[24], 该数据指出这个变点值应该比 0.5 GeV^2 小. 在比 1.0 GeV^2 大的区域, GDH 求和规则有一个弱的 Q^2 依

赖性质, 这主要来自 $P_{33}(1232)$ 共振态的贡献. 在小动量转移区, GDH 求和规则积分主要 (约 75%) 是由 $P_{33}(1232)$ 的光子激发的贡献提供的. 这个贡献在小 Q^2 区是负值, 在 $Q^2 = 0.3\text{GeV}^2$ 附近变为正值, 不久随着 Q^2 的增大而迅速减小. 我们的解释是: 在小 Q^2 时, 磁偶极跃迁支配着 $P_{33}(1232)$ 的光子产生, 且 $\sigma_{1/2}/\sigma_{3/2} = 3$; 在大 Q^2 时, 因为, 手征不变性, 仅 $\sigma_{1/2}$ 保留下来, 导致对 GDH 积分的变号, 而且在 $Q^2 \approx 1.0\text{GeV}^2$ 以后, 质子对 $P_{33}(1232)$ 跃迁的形状因子开始起作用, 并使得 $P_{33}(1232)$ 共振态的贡献可忽略.

(iii) 我们的分析也显示出深度非弹性散射的行为不能自然地推广到共振态起支配作用的小 Q^2 区域 (看图 3 中的点划线). 仅当主要来自 $P_{33}(1232)$ 共振态的贡献忽略时, 在中等 Q^2 区, 它定性的与外推的 EMC 分析符合. 在小 Q^2 区域, 不能使用微扰 QCD.

(iv) 计算也显示了在小 Q^2 区域来自 $\sigma_{1/2}^{\text{TL}}$ 的贡献不能忽略. 在对重子结构的理解中, 重子共振的纵向跃迁扮演了重要的角色. 特别是纵向跃迁振幅 $S_{1/2}(Q^2)$ 随着 Q^2 增大而减小. 因此, 在小 Q^2 区域考虑 $S_{1/2}(Q^2)$ 的贡献是重要的. 对核子和 P 波共振态之间的跃迁, 这点在 TJNAF 的实验中是可以看到了.

结论: 通过研究组分夸克模型中电子-质子非弹性散射, 验证了 GDH 求和规则. 假设虚光子与核子的相互作用主要是重子共振态的产生, 计算螺旋振幅电磁相互作用的哈密顿量 H 中包括了非相对论自旋-轨道和非相加项. 从而有效的包括了中高能区所有重要的相对论效应. 注意在计算中包括了以前曾被省略的相干截面 $\sigma_{1/2}^{\text{TL}}$ 的贡献.

当然, 原则上, 本文的计算需要改进. 例如, 由于超精细相互作用的张量结构使得总自旋和总角动量不再分别守恒, 将导致 $SU_{\text{SF}}(6) \otimes O(3)$ 纯组态混合, 因此, 相应的重子态应是 $SU_{\text{SF}}(6) \otimes O(3)$ 基态的叠加, 即

$$\left| \Phi_{\text{baryon}} \right\rangle = \sum_i c_i \left| \Phi_{SU_{\text{SF}}(6) \otimes O(3)}^i \right\rangle \quad (35)$$

这个组态混合或许能改变预期的理论结果. 然而, 要强调的是: 在 GDH 求和规则推导中考虑了两个假设, 第一个是向前 Compton 散射的低能定理, 这是普遍被接受的. 第二是未减除的色散关系的有效性 (看方程 (8)). π 介子的数据支持了这种有效性. 所以, GDH 求和规则本身是普遍的和模型无关的. GDH 求和规则为描述核子电磁跃迁的模型提供了一个重要的约束和检验.

参 考 文 献

- 1 Gerasimov S B. Sov. J. Nucl. Phys., 1966, 2:430; Drell S D, Heran A O. Phys. Rev. Lett., 1966, 16:908; Drechsel D. Prog. Part. Nucl. Phys., 1995, 34:181
- 2 Ashman J et al. Phys. Lett., 1988, B206:364; Nucl. Phys., 1989, B328:1
- 3 Close F E, Gilman F J, Karliner I. Phys. Rev., 1972, D6:2533
- 4 Burkert V, Li Z. Phys. Rev., 1993, D47:46; Li Z P, Li Z. Phys. Rev., 1994, D50:3119
- 5 Bockhorst M et al. Z. Phys., 1994, C63:37
- 6 GRAAL ESRF-Grenoble Report, 1992
- 7 Dytman S et al. Phys. Rev., 1995, C51:2170
- 8 Krusch B et al. Phys. Rev. Lett., 1995, 74:3736

- 9 Low F. Phys. Rev., 1954, **96**:1428; Gell-Mann M, Goldberger M L. Phys. Rev., 1954, **96**:1433
- 10 Burkardt H, Cottingham W. Ann. Phys. (N.Y.), 1970, **56**:453
- 11 Bjorken J D. Phys. Rev., 1966, **148**:1467; Phys. Rev., 1970, **D1**:1376
- 12 Bass S D. Mod. Phys. Lett., 1997, **A12**:1051
- 13 Ellis J, Jaffe R L. Phys. Rev., 1974, **D9**:1444; 1971, **D10**:1669(E)
- 14 Leader E, Predazzi E. An Introduction to Gauge Theory and New Physics, Cambridge Press., 1982; Decker et al. Strangeness in the Nucleon, CERN-PPE/92-010
- 15 Ioffe B L, Khoze V A, Lipatov L N. Hard processes., **1**:14; Amsterdam. North-Holland. 1984; Halzen F, Martin A D. Quarks and Leptons. New York: John Wiley and Sons Inc, 1984
- 16 Gilman F J. Phys. Rev., 1968, **167**:1365
- 17 Li Z P, Close F E. Phys. Rev., 1990, **D42**:2207; Li Z P. Phys. Rev., 1993, **D47**:1854
- 18 Li Z P. Ph. D. Thesis. Univ. of Tennessee. 1991; Zhang Lin. Thesis. IHEP-TH-96. 1996; Li Z P, Dong Y B, Ma W H. J. Phys., 1997, **G23**:151
- 19 Fubini S, Furlan G, Rossetti C. Nuovo Cimento, 1965, **40**:1171; Stoler P. Phys. Rep., 1993, **226**:103
- 20 Koniuk R, Isgur N. Phys. Rev., 1980, **D21**:1888
- 21 Close F E. Introduction to Quarks and Partons. New York: Academic Press., 1979
- 22 Li Z P. Phys. Rev., 1994, **D50**:5639; 1995, **52**:4961; Phys. Rev., 1995, **C52**:1648; Li Z P, Ye H X, Lu M H. Phys. Rev., 1997, **C56**:1099
- 23 Haiden R. Ph. D. Thesis. University of Hamburg. Desy-F21-79/03
- 24 Karlinger I. Phys. Rev., 1973, **D7**:2717; Workman R L, Arndt A. Phys. Rev., 1992, **D45**:1789

Q^2 -Dependence of the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule*

Ma Weixing^{1,2} Li Xiguo^{2,4,1)} Lu Dinghui³⁾ A.W. Thomas⁴⁾

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

2(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Collisions, Lanzhou 730000)

3(Department of Physics and Mathematical Physics and Special Research Center for the Subatomic Structure of Matter, University of Adelaide, Australia 5005)

4(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Abstract We test the Gerasimov-Drell-Hearn (GDH) sum rule numerically by calculating the total photon absorption cross sections $\sigma_{1/2}$ and $\sigma_{3/2}$ on the nucleon via photon excitation of baryon resonances in the constituent quark model. A total of seventeen, low-lying, non-strange baryon resonances are included in this calculation. The transverse and longitudinal interference cross section, $\sigma_{1/2}^{TL}$, is found to play an important role in the study of the Q^2 variation of the sum rule. The results show that the GDH sum rule is saturated by these resonances at a confidence level of 94%. In particular, the $P_{33}(1232)$ excitation largely saturates the sum rule at $Q^2 = 0$, and dominates at small Q^2 . The GDH integral has a strong Q^2 -dependence below $Q^2 = 1.0\text{GeV}^2$ and changes its sign around $Q^2 = 0.3\text{GeV}^2$. It becomes weakly Q^2 -dependence for $Q^2 > 1.0\text{GeV}^2$ because of the quick decline of resonance contributions.

Key words GDH sum rule, photon absorption cross sections, baryon resonance

Received 16 July 1998

* Supported by Science Foundation of the Director of Chinese Academy Science and the National Natural Science Foundation of China

1) Member of CCAST