

核子结构研究半世纪*

王 凡

(南京大学物理系, 江苏 南京 210093)

摘 要: 评述了近半个世纪来核子结构研究的主要进展, 着重评述了近十年来用极化轻子深度非弹散射研究核子自旋、磁矩结构的进展, 也还评述了当前核子结构研究中的重要问题.

关键词: 核子; 夸克; 轻子核子散射

中图分类号: O572.2; O572.34¹² **文献标识码:** A

1 引言

核子结构研究是所有强作用物质结构研究的基础, 犹如氢原子结构研究是原子、分子、凝聚态物质、以至生命物质等电磁作用物质结构研究的基础一样. 电子的发现是十九世纪物理学最重要成就之一, 夸克的发现则是二十世纪物理学最重要成就之一. 我们对氢原子结构已有了几乎完满的了解. 核子结构则由于低能强作用的复杂性而仍然是当代物理学中一个挑战性问题.

在半个世纪的核子结构研究中, 高能轻子和核子的散射和强子谱一样一直起着重要作用, 近年来又取得了长足的进步, 实验能够测出核子内夸克、胶子的动量和自旋分布详情细节, 为核子结构研究提供了富有挑战性的实验数据.

利用散射研究物质结构起源于 1911 年 Rutherford 利用 α 粒子和金原子的散射研究原子结构, 他用经典力学计算的两个带电粒子间的散射截面——Rutherford 散射截面——是散射计算中的经典工作. 量子力学证实了这个散射截面对微观粒子也是正确的. Mott 计算了相对论带电粒子在库仑场中的散射截面

$$\sigma_M(\theta) = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^2(\theta/2)}. \quad (1)$$

这儿 θ 是散射角 $\alpha = e^2/(4\pi\hbar c)$ 是精细结构常数, E 是入射粒子能量. 对于高能电子和质子的散射, 如果忽略质子的内部结构, 但考虑到质子质量 M 有

限, 因而有反冲效应, 则散射截面为

$$\sigma_{ep}(\theta) = \sigma_M(\theta) \left(1 - \frac{q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) f_{rec},$$
$$f_{rec}^{-1} = 1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2)$$

这儿 $q = k - k'$ 是散射过程中虚光子传递的四动量; $k = (E, \mathbf{k})$, $k' = (E', \mathbf{k}')$ 是散射前后电子的动量; $q^2 = (E - E')^2 - (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \approx -4EE' \sin^2(\theta/2)$.

2 核子不是点粒子

1956 年 Hofstadter 等^[1] 利用 Stanford 的高能电子加速器提供的约 200 MeV 的电子和质子散射, 发现散射截面和上述理论结果有偏差. 事实上如果质子不是点粒子而是有内部结构的粒子, 那么根据 Lorentz 协变性和电磁作用的规范不变性等原则, 电子和质子的散射截面可表成

$$\sigma(\theta) = \sigma_M(\theta) f_{rec} \left(\frac{G_E^2(q^2) - (q^2/4M^2)G_M^2(q^2)}{1 - (q^2/4M^2)} - \frac{q^2}{2M^2} G_M^2(q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (3)$$

此式中 G_E , G_M 分别是质子的电、磁形状因子, 它们可作下列展开:

$$G_E(q^2) \approx 1 - \frac{1}{6} |q^2| \langle r^2 \rangle_E,$$
$$G_M(q^2) \approx \mu_p \left(1 - \frac{1}{6} |q^2| \langle r^2 \rangle_M \right), \quad (4)$$

收稿日期: 2001-09-29; 修改日期: 2001-10-27

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目; 教育部博士点基金资助项目(99103018); 国家攀登计划基金资助项目

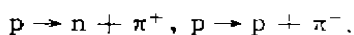
作者简介: 王 凡(1934-), 男(汉族), 江苏江阴人, 教授, 博士生导师, 从事强子结构、强子相互作用和奇异夸克胶子, 以及核内夸克效应、规范场理论与 QCD 的应用及其有效理论的研究.

Hofstadter 等人据此测定了质子的电荷均方根半径 $\sqrt{\langle r^2 \rangle_E} \approx 0.8 \text{ fm}$, 直接证明了质子不是点粒子. 随后还用这种方法测定了质子的 $\sqrt{\langle r^2 \rangle_M} \approx 0.8 \text{ fm}$, 中子的 $\sqrt{\langle r^2 \rangle_E} \approx 0.36 \text{ fm}$, $\sqrt{\langle r^2 \rangle_M} \approx 0.79 \text{ fm}^{[2]}$.

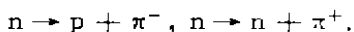
今天质子的电磁形状因子 $G_E^p(q^2)$, $G_M^p(q^2)$ 已在很大动量转移范围内测量得较精确, 中子的电、磁形状因子测量也有很大改进.

质子不是点粒子这可以追述到 1933 年 Frisch 和 Stern 测定质子反常磁矩的实验. 当 Stern 提出测量质子磁矩时, 一些知名物理学家都认为他的实验不会得出新结果, 以 Pauli 为代表, 认为测量结果一定是质子的 Dirac 磁矩 $\mu_N = e\hbar/(2Mc)$, 因为当时大家都相信质子是点粒子, 满足 Dirac 方程, 因而测量结果一定和电子一样具有 Dirac 磁矩 $e\hbar/2Mc$. Stern 的实验结果震惊了当时物理学界, 这就是目前众所周知的质子反常磁矩 $\mu_p = 2.793\mu_N$. 随后的实验还测定了中子的反常磁矩 $\mu_n = -1.913\mu_N^{[2]}$, 中子不带电, 它的 Dirac 磁矩应等于零.

即使实验测定了质子、中子的反常磁矩、电磁半径, 大家仍然相信核子(包括质子和中子)是点粒子, 反常磁矩和电荷半径可能起源于核子周围的介子云, 根据 Yukawa 的介子交换理论^[4], 质子不断吸收和发射虚介子, 在质子周围形成介子云:



这个模型可以解释质子周围的电荷, 但不能给出正确的质子磁矩. 中子相应地发生下列虚介子发射和吸收过程:



这种虚介子云模型可以说明中子周围的电荷分布, 特别是中子内部具有正电荷外部具有负电荷, 因而中子电荷半径 $\langle r^2 \rangle_E^n \approx -0.116 \text{ fm}^2$ 这个特征, 但也不能说明中子反常磁矩.

3 核子内存在夸克

把核子当作无内部结构的基本粒子, 把核子间相互作用——核力当作基本强相互作用, 这是 Yukawa 介子交换理论的基本假定, 1947 年 π 介子的最终被发现吸引了一代物理学家, 他们沿着 Yukawa 的方向期望建立强作用基本理论. 除了由于 π 介子核子间耦合强度 $g^2/4\pi \approx 10$ 使得微扰论失效带来的理论计算困难外, 宇宙线研究和高能加速器的发展陆续发现了一系列“基本粒子”, 除了核子外发现了 Λ, Σ, Ξ 等奇异重子, 除了 π 介子外发现了 K 介子等奇异介子, 还发现了 Δ, ρ, ω 等一系列共振态, 甚至明显的重子、介子的激发态, 如果把这些重子、介子(现统称为强子)都当作“基本粒子”, 那么 Yukawa 理论中将有许多种重子介子耦合.

1949 年费米和杨振宁就提出, 当时刚知道不久的 π 介子可能是核子和反核子组成的束缚态. 1956 年 Sakada 推广了费米-杨的观念, 为包含奇异强子他把 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 也当作基本重子, 将费米-杨的同位旋 $SU^*(2)$ 对称性推广到 $SU^*(3)$ 对称, 该模型在解释介子分类上颇为成功, 在解释重子分类上不成功.

1964 年 Gell-Mann 和 Zweig 分别提出了^[4]夸克模型, 假定所有强子都是由尚未观测到的夸克组成的. 介子由夸克反夸克 $q\bar{q}$ 组成, 重子由三个夸克 q^3 组成, 为了说明那时所有强子性质, 他们假定自然界存在如表 1 所列 3 种夸克. 这 3 种夸克分别是 u, d, s , 它们都是自旋 $J=1/2$ 的费米子, 内禀宇称 p 都为+, u, d 是同位旋二重态, s 同位旋 I 为零但带有奇异数 $S=-1$. 强子的电荷 Q 、同位旋第三分量 I_3 、奇异数 S 和重子数 B 间存在 Gell-Mann-Nishijima 关系,

$$Q = I_3 + \frac{B+S}{2}. \quad (5)$$

表 1 夸克性质

flavor	J^P	I	I_3	S	B	Q	color	m
u	$(1/2)^+$	1, 2	1/2	0	1/3	2/3	3	?
d	$(1/2)^+$	1, 2	-1/2	0	1/3	-1/3	3	?
s	$(1/2)^+$	0	0	-1	1/3	-1/3	3	?

这些量子数都是可加量子数，夸克的电荷、同位旋第三分量、奇异数、重子数间也必须满足此关系，否则强子的这些量子数间不可能有此关系；重子由三个夸克组成，每个夸克只能带 1/3 重子数，按(5)式夸克电荷 Q 就只能是 2/3, -1/3, -1/3 了。夸克具有分数电荷这种奇特性质，使得 Gell-Mann 本人都不敢相信夸克是客观实在。倒是中国学者一开始就坚信夸克是客观实在并称它们为“层子”，也开展了认真的研究，可惜此项研究被所谓的“文化大革命”中断了。欧洲学者也认真对待夸克模型。实验工作者曾进行了广泛的搜寻，不仅不断提高加速器能量，希望从核子等强子中打出夸克，还在宇宙线、岩矿样品、火山灰烬、海底沉积等物中进行了广泛的搜寻，始终没有找到分数电荷的痕迹。

强子谱的研究迫使我们走向强子由夸克组成，电子和核子的深度非弹散射(DIS)才证实了核子内存在夸克^[5]。

DIS 是指入射电子(更一般说是电子、μ子、中微子等轻子)能量很高，散射过程中传递给核子的能量很大，以致把核子打破了。DIS 过程示意图如图 1 所示。

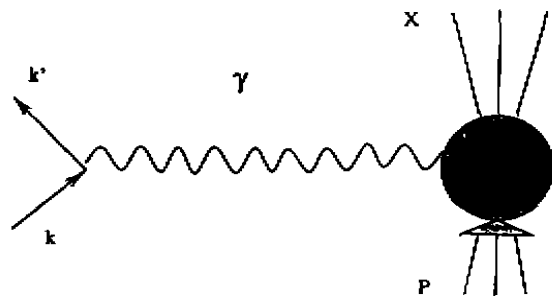


图 1 e-p 散射

非极化 DIS 截面可用核子的两个结构函数 $F_1(x, Q^2)$ 和 $F_2(x, Q^2)$ 表述：

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \sigma_M(\theta) \left(\frac{F_2(x, Q^2)}{\nu} + \frac{2F_1(x, Q^2)}{M} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (6)$$

此式中

$$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2 \approx 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

$$\nu = E - E', \quad x = \frac{Q^2}{2M\nu}.$$

如果核子是 Yukawa 模型中那样一个点裸核子周围环绕着虚介子云，那么 DIS 截面应随着 Q^2 增大而

迅速下降。1967 年 MIT-SLAC 合作组量得的 DIS 截面远高于上述模型预期值(见图 2)，电子在核子内碰到了“硬”成分——点状粒子。经过 10 年的实验测量和理论分析，最终排除了一切非夸克模型解释的可能性，证实了核子内确实存在自旋为 1/2、电荷为 2/3, -1/3 的 u, d 夸克，而且每种夸克必须有 3 种色。色自由度是夸克特有的一种新内禀自由度，它是在强子谱的夸克模型分析中提出来的。核子、 Λ 、 Σ 、 Ξ 等 $J^P = (1/2)^+$ 的重子以及 Δ 、 Σ^* 、 Ξ^* 等 $J^P = (3/2)^+$ 的重子分别处于 $SU^c(3)$ 的八重态和十重态中，加上自旋后，这些重子统一于 $SU^c(6)$ 的 {56} 维全对称表示中，这些基态重子应处于轨道基态，因而轨道部分也是完全对称的，如果夸克没有新的自由度，那么作为费米子的夸克将具有完全对称的波函数，违反 Pauli 原理。Greenberg 于 1965 年提出夸克具有新的内禀自由度(后来称为色)，每种夸克具有 3 种不同色，上述这些重子中夸克色处于完全反对称表示中，或曰处于 $SU^c(3)$ 的单态，这样解除了作为费米子的夸克不具有全反对称波函数的矛盾，真正证实色自由度存在是通过测量 e^+e^- 湮没产生 $\mu^+\mu^-$ 对和强子的比值而完成的。

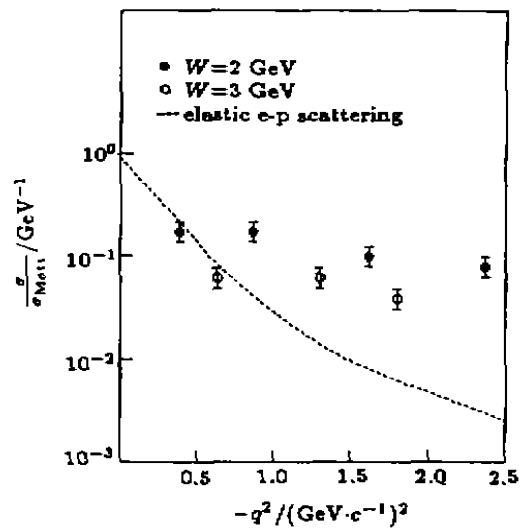


图 2 深度非弹性散射截面

1974 年，丁肇中领导的实验组在 Brookhaven、Richter 领导的实验组在 SLAC 发现了能量约为 3 GeV 而宽度仅为 90 keV 的窄共振 J/Ψ 粒子，很快就确定它只可能是第 4 种夸克 c(charm) 和 \bar{c} 组成的，引发了粒子物理的十月革命。1977 年和 1997 年费米实验室又先后发现了 b(bottom) 和 t(top) 夸

克,完成了夸克的发现.

也是在粒子物理十月革命年代中,Perl等人发现了第3种轻子 τ .

20世纪末丁肇中领导的L3实验组以及CERN的其它一些实验组证实了自然界由三代夸克三代轻子组成,也只有三代,

$$\begin{array}{ccccccc} u & c & t & \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ d & s & b & e & \mu & \tau. \end{array}$$

19世纪末发现的电子对人类生活的影响已众所周知,20世纪的重大发现——夸克的发现对人类生活的影响今天我们还无法想象.

4 核子结构的夸克模型

核子、介子不再是基本粒子,核力不再是基本的强相互作用,Yukawa介子交换理论不再是基本理论,夸克的发现、夸克色自由度的证实、Yang-Mills非阿贝尔规范场论在弱电统一理论中的成功等等促进了新的强相互作用基本理论的诞生,70年代一个新的 $SU^*(3)$ 非阿贝尔规范场强相互作用理论——有色胶子在有色夸克间传递相互作用的量子色动力学(QCD)被提出^[6],并在一系列高能过程中被证实.QCD作为一个规范场理论,形式上比 $SU^*(2) \times U^{em}(1)$ 弱电统一理论更简单,QCD拉氏量可写成

$$\begin{aligned} L_{\text{QCD}} &= \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a}, \\ D_\mu &= \partial_\mu - igT^a A_\mu^a, \\ F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c, \end{aligned} \quad (7)$$

这儿 Ψ 是夸克场,既有色,又有味,还有通常的Lorentz旋量自由度, $A_\mu^a(a=1,2,\dots,8)$ 是胶子场, $T^a=\lambda^a/2(a=1,2,\dots,8)$ 是色 $SU^*(3)$ 群生成元, λ^a 是Gell-Mann矩阵,色自由度是基本强相互作用的承担者, g 是夸克胶子耦合常数,重整化后的耦合常数 $g(\mu^2)$ 随着 μ^2 增加而减小,在最低阶近似下

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{g^2(\mu^2)}{4\pi} = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(\mu^2/\Lambda^2)}, \quad (8)$$

这儿 n_f 是轻夸克味数目($n_f=3$), Λ 是一个积分常数.此式表明,对于高能过程($\mu^2 \gg \Lambda^2$), $\alpha_s(\mu^2) < 1$,QCD可作微扰计算,实验证实了这个性质(QCD的渐近自由特征),并且发现了 $\Lambda \approx 200$ MeV.反过来,

对于低能过程($\mu^2 \lesssim \Lambda^2$), $\alpha_s(\mu^2)$ 将迅速增长,微扰计算失效,格点QCD数值计算证实了夸克囚禁,即对于强子结构这样的低能过程,夸克永远被囚禁在强子内,这正好说明了人们从未在自然界找到自由的带着分数电荷的夸克.

核子结构这个强作用物质结构的基本问题属于低能QCD物理,由于夸克的囚禁特征,除了格点QCD外,我们至今尚无严格求解方法.大多数核子结构计算依赖QCD模型.30年来发展了多种QCD模型:最早提出的有MIT口袋模型^[7],其中夸克囚禁特征用一个夸克不能穿出的口袋边界条件来表示,即夸克流没有垂直于口袋边界向外的分量,束缚在口袋内的夸克间有单胶子交换产生的色磁相互作用,这个模型能说明基态强子的性质,但对激发态结果并不好,质心运动分离也是一个难题.MIT口袋模型的口袋边界破坏手征对称性,Thomas^[8]为恢复手征对称性提出了改进的MIT口袋模型——手征袋模型,夸克在口袋边界上反射回口袋内,破坏手征对称,他们用一个表面耦合的介子流来吸收这部分手征性改变;李政道为了改进口袋模型的非Lorentz协变性,提出了非拓扑孤子模型^[9],李用一个协变的标量场代替口袋边界,Lorentz协变性恢复了,但夸克不再是绝对囚禁.

夸克只有3种色,用 N_c 表示夸克不同色的数目,(7)式所示 \mathcal{L}_{QCD} 中夸克场的 $N_c=3$.70年代末,Hooft^[10]指出,在 $N_c \gg 1$ 的所谓大 N_c 极限下,QCD等价于介子场论,Witten^[11]证实了Skyrme在60年代提出的非线性介子场的孤子解确实具有费米子属性并且也能解释核子、 Δ 共振态粒子等基态性质.这种孤子不同于李政道孤子,前者属于拓扑荷或绕数不为零的拓扑孤子,而李孤子是拓扑荷为零的非拓扑孤子.

和MIT口袋模型同时提出的还有组分夸克模型^[12],那儿夸克囚禁用一个囚禁势表示,夸克间相互作用假定是胶子交换势.格点QCD计算显示两个重夸克间由胶子引起的相互作用势能随夸克间距离线性增长,囚禁势可表成 $V^c(r) = \sigma r$, $\sigma \approx 1$ GeV/fm.考虑到轻夸克反夸克对的激发会修正此结果,导致色屏蔽, $V^c(r) = \sigma r(1 - e^{-\mu r})/(\mu r)$, $\mu^{-1} \approx 1$ fm.结合夸克囚禁和单胶子交换并假定非相对论近似成立,Isgur等^[13]用下列哈密顿量计算强子谱:

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_i \left(m_i + \frac{p_i^2}{2m_i} \right) - T_{cm} + \sum_{i,j} (V_{ij}^c + V_{ij}^g), \\
 V_{ij}^c = & a\lambda_i \cdot \lambda_j r^n \quad (n = 1 \text{ or } 2), \\
 V_{ij}^g = & \alpha_s \frac{\lambda_i \cdot \lambda_j}{4} \left[\frac{1}{r} - \frac{\pi}{2} \delta(r) \left(\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} + \frac{16S_i \cdot S_j}{3m_i m_j} \right) - \right. \\
 & \left. \frac{1}{2m_i m_j} \left(\frac{1}{r} p_i \cdot p_j + \frac{1}{r^3} r \cdot (r \cdot p_i) p_j \right) - \right. \\
 & \left. \frac{1}{2r^3} \left(\frac{1}{m_i^2} r \times p_i \cdot S_j - \frac{1}{m_j^2} r \times p_j \cdot S_i + \frac{1}{m_i m_j} (2r \times p_i \cdot S_j - 2r \times p_j \cdot S_i) \right) - \right. \\
 & \left. \frac{1}{m_i m_j} \frac{1}{r^3} \left(\frac{3(S_i \cdot r)(S_j \cdot r)}{r^2} - S_i \cdot S_j \right) \right], \quad (9)
 \end{aligned}$$

(9)式中 m_i, m_j 是夸克质量, T_{cm} 是质心动能, λ_i, λ_j 是 $US(3)$ Gell-Mann 算符, $r = r_1 - r_2, r_i, r_j, p_i, p_j$ 是夸克坐标和动量, S_i, S_j 是夸克自旋算符, a 是唯一引入的夸克囚禁势强度, $\alpha_s = g^2/4\pi$ 是夸克胶子耦合强度. 这个模型对于 c 和 b 等重夸克是 QCD 的很好近似, 但对于轻夸克则仅是个唯像模型, 出人意料的是这个模型在解释轻夸克强子谱上也非常成功. Isgur^[14] 用格点规范计算、大 N_c 极限和重味对称性来解释上述简单模型成功的原因, 显然这个问题有待进一步研究.

QCD 具有瞬子解, 这预示着 QCD 真空具有非平庸特性, 格点 QCD 计算证实了 QCD 真空非平庸. 另一方面, 高能过程已证实 QCD 拉氏量中的夸克(流夸克)质量很小, $m_u \approx 3.3 \text{ MeV}, m_d \approx 6 \text{ MeV}$, 这个质量远小于 QCD 标度 $\Lambda \approx 200 \text{ MeV}$, 在很多情况下可以近似认为 $m_u = m_d = 0$, QCD 因而具有近似的手征对称性. QCD 的非平庸真空导致手征对称性自发破缺, 导致 Goldstone 玻色子出现. π 介子质量(约 140 MeV)和其他强子比起来显得较小, 显示了它的 Goldstone 玻色子性质. QCD 真空非平庸的另一后果是使得在此真空中传播的夸克获得质量, 使流夸克转变成在强子结构中表现来的组分夸克. 基于这样一些观念, Manohar 等^[15] 于 1984 年提出了手征夸克模型, 其中除了组分夸克模型中的组分夸克和胶子自由度外, 还引入 Goldstone 玻色子自由度. 近年来 Glozman, Riska, Brown 把自发对称破缺概念推向极端, 认为在重子结构中, 不存在任何胶子自由度, 只有组分夸克和 Goldstone 玻色子, 夸克间相互作用除了囚禁势外, 只有介子

交换引起的相互作用. 这个模型能解释 Isgur 模型中存在的激发态正负宇称能级填倒等困难, 但存在它自身的困难, 例如在此模型中介子和重子谱应具有不同的来源^[16].

格点 QCD 计算在核子等强子结构上取得了长足进步^[17], 现在已能计算出和实验值接近的强子质量, 也能计算核子内不同夸克的自旋和磁矩贡献, 刘克非还作了个价夸克近似格点 QCD 计算, 结果似乎支持重子谱主要起源于介子交接^[18], 不过这个结论尚待进一步研究^[19].

低能 QCD 等效场论也取得了许多进展^[20], 采用不同近似, 我们既可能导出 MIT 口袋模型, 也能得到李政道非拓扑孤子模型, 如果忽略胶子的量子涨落, 假定胶子的非微扰效应主要归结于胶子凝聚导致 QCD 真空自发对称破缺, 流夸克获得动力学质量 $m(q^2)$, Goldstone 玻色子完全取代胶子自由度, 则可获得 Glozman-Riska-Brown 的组分夸克介子耦合模型. 也可设法保留胶子量子涨落效应, 则可得 Manohar-Georgi 组分夸克、介子、胶子耦合模型. 清华大学的王青、邝宇平还用路径积分方法导出了 Weinberg 的只有介子自由度的手征微扰展开拉氏量. 低能 QCD 的复杂性似乎导致了它可能以不同面貌出现于低能强子物理中.

核子反常磁矩最早显示了核子内部结构, 也成了检验不同核子结构模型的重要依据, 在各种采用夸克自由度的模型中, 基本上都按下列方式解释核子的自旋和磁矩结构, 下面我们以 Isgur 组分夸克模型为例, 讨论核子自旋和磁矩结构. 假定组分夸克自旋 σ 、磁矩 μ 、质量 m 、电荷 Q 间的关系和 Dirac 粒子一样, 即

$$\mu_i = Q_i \cdot \frac{e}{2m_i} \sigma_i, \quad (10)$$

Q_i 为表 1 所列夸克电荷, 核子等基态重子的自旋——味结构可用 $SU^d(6) \supset SU^s(2) \times SU^f(3)$ 全对称波函数作为一个好的近似, 色部分必须是色单态是色囚禁要求的, 轨道部分显然可用纯 S 波作为一个好的近似, 这样夸克轨道运动既不对核子自旋, 也不对核子磁矩作贡献, 核子自旋和磁矩全部来自夸克自旋和磁矩, 在上述这些近似下, 很容易算出核子等重子八重态的磁矩和自旋结构:

$$\begin{aligned} \mu_p &= \mu_u \Delta u + \mu_d \Delta d + \mu_s \Delta s \\ \mu_n &= \mu_d \Delta u + \mu_u \Delta d + \mu_s \Delta s \\ \mu_{\Sigma^+} &= \mu_u \Delta u + \mu_s \Delta d + \mu_d \Delta s \\ \mu_{\Sigma^-} &= \mu_d \Delta u + \mu_s \Delta d + \mu_u \Delta s \\ \mu_{\Xi^0} &= \mu_s \Delta u + \mu_u \Delta d + \mu_d \Delta s \\ \mu_{\Xi^-} &= \mu_s \Delta u + \mu_d \Delta d + \mu_u \Delta s \\ \mu_{\Lambda} &= \frac{1}{6} (\mu_u + \mu_d) (\Delta u + 4\Delta d + \Delta s) + \\ &\quad \frac{1}{6} \mu_s (4\Delta u - 2\Delta d + 4\Delta s), \end{aligned} \quad (11)$$

上式中

$$\begin{aligned} \mu_u &= \frac{2}{3} \frac{e}{2m_u}, \quad \mu_d = -\frac{1}{3} \frac{e}{2m_d}, \\ \mu_s &= -\frac{1}{3} \frac{e}{2m_s}, \end{aligned} \quad (12)$$

$\Delta u, \Delta d, \Delta s$ 是极化质子态 $|p^{\uparrow}\rangle$ 内 u, d, s 夸克的极化,

$$A_{\parallel} = \frac{d\sigma^{\rightarrow} - d\sigma^{\leftarrow}}{d\sigma^{\rightarrow} + d\sigma^{\leftarrow}} = \frac{Q^2 [(E + E' \cos\theta) M G_1(x, Q^2) - Q^2 G_2(x, Q^2)]}{2EE' [2W_1(x, Q^2) \sin^2(\theta/2) + W_2(x, Q^2) \cos^2(\theta/2)]}, \quad (16)$$

这儿 \rightarrow, \Rightarrow 分别表示轻子和质子自旋方向,

$$\begin{aligned} g_1(x, Q^2) &= M^2 G_1(x, Q^2), \\ g_2(x, Q^2) &= M^2 G_2(x, Q^2) \end{aligned}$$

是质子极化结构函数; W_1, W_2 是和(6)式中质子非极化结构函数有关的两个结构函数,

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= M W_1(x, Q^2), \\ F_2(x, Q^2) &= \nu W_2(x, Q^2). \end{aligned}$$

$R(x, Q^2)$ 是质子吸收纵向和横向极化光子截面比 σ_L/σ_T , D 是和 E, E', R 等有关的一个系数, Q^2, ν, θ 等都在(6)式中介绍过. $g_1(x, Q^2)$ 的积分值

$$\begin{aligned} \Delta q_i &= \langle p^{\uparrow} | \sum_j \sigma_z(j) | p^{\uparrow} \rangle \\ i &= u, d, s, \end{aligned} \quad (13)$$

$SU^d(6) \supset SU^s(2) \times SU^f(3)$ 全对称波函数给出,

$$\Delta u = \frac{4}{3}, \quad \Delta d = -\frac{1}{3}, \quad \Delta s = 0. \quad (14)$$

选取 $m_u = m_d = 336$ MeV, $m_s = 569$ MeV, 由(11)和(14)可算出八重态重子磁矩, 结果在相对平均偏差小于 10% 范围内和实验一致. 表 1 中未列出夸克质量, 上面用组分夸克模型符合磁矩得出的夸克质量称为组分夸克质量, 高能过程中出现的 QCD 拉氏量中的质量称为流夸克质量, 前面已经介绍, 通常认为流夸克在非平庸 QCD 真空中传播获得动力学质量而转化成组分夸克, 组分夸克模型仅用两个质量参数就很好描述了重子基态磁矩, 这表明组分夸克模型可能抓住了核子结构的主要特征.

5 质子自旋危机

60—70 年代的轻子核子深度非弹散射探测到核子内存在夸克, 80 年代末(1987) CERN 的实验组(EMC)^[21] 通过测定高能极化 μ 子核子深度非弹散射的不对称度获得质子自旋结构函数 $g_1(x, Q^2)$,

$$g_1(x, Q^2) \approx \frac{A_{\parallel}}{D} \frac{F_2(x, Q^2)}{2x[1 + R(x, Q^2)]}, \quad (15)$$

这儿 A_{\parallel} 是入射轻子自旋和极化质子靶自旋平行和反平行截面之差:

$\Gamma_1(Q^2)$ 和质子内夸克自旋极化分布 Δq 在另级近似下有下列关系:

$$\begin{aligned} \Gamma_1(Q^2) &= \int_0^1 g_1(x, Q^2) dx \\ &= \frac{1}{2} \sum_q Q_q^2 \Delta q(Q^2), \end{aligned} \quad (17)$$

此式中 Q_q 是夸克 q 的电荷, QCD 辐射修正对此结果有修正, 但不会根本改变有关结论, 经过 CERN 和 SLAC 等世界各地实验室以及理论界十多年的共同努力, 目前结果为

$$\Gamma_1(Q^2) = \begin{cases} 0.138 \\ 0.129 \end{cases}, \quad Q^2 = \begin{cases} 10 \text{ GeV}^2 \\ 3 \text{ GeV}^2 \end{cases}. \quad (18)$$

中子和超子 β 衰变给出

$$\begin{aligned} g_A^1 &= \Delta u(Q^2) - \Delta d(Q^2) = 1.2573, \\ g_A^0 &= \Delta u(Q^2) + \Delta d(Q^2) - 2\Delta s(Q^2) = 0.579. \end{aligned} \quad (19)$$

结合(18), (19)结果可得:

$$\begin{aligned} \Delta u(Q^2) &= \begin{cases} 0.83 \\ 0.82 \end{cases}, \Delta d(Q^2) = \begin{cases} -0.43 \\ -0.44 \end{cases}, \\ \Delta s(Q^2) &= \begin{cases} -0.10 \\ -0.11 \end{cases}, Q^2 = \begin{cases} 10 \text{ GeV}^2 \\ 3 \text{ GeV}^2 \end{cases}. \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} g_A^0(Q^2) &= \Delta u(Q^2) + \Delta d(Q^2) + \Delta s(Q^2) \\ &= \begin{cases} 0.30 \\ 0.27 \end{cases} \begin{cases} 10 \text{ GeV}^2 \\ 3 \text{ GeV}^2 \end{cases}. \end{aligned} \quad (21)$$

比较极化 DIS 测量结果(21)和夸克模型结果(14), 有两点出乎所料: (1) 夸克模型中质子自旋全部来自夸克自旋, 极化深度非弹散射测出夸克自旋只贡献 1/3 左右; (2) 夸克模型中奇异夸克 s 对质子自旋无贡献, 实验测出 s 夸克贡献约为 -0.10 . 这两个结果使人怀疑 20 多年间我们对核子夸克结构的了解是否正确, 使人怀疑夸克模型提供的核子结构图像是否真实, 因而流传为“质子自旋危机”.

6 核子自旋结构

“质子自旋危机”使核子结构研究进入一个新时代. 早在 1976-1983 年间, SLAC 就测量过质子自旋结构函数 $g_1(x, Q^2)$, 并导出了 $F_1(Q^2)$, 不过那时测量精度低, 未发现理论(例如 Ellis-Jaffe 求和规则)和实验间的矛盾. 多年之后, CERN 才做出第二个实验, 震动了粒子物理和核物理界. 随后又经过 5 年努力, CERN 才做出第三个实验, 以后则每年都有多个新实验结果出现. 世界各地许多实验室都投入这项研究, 包括 RHIC, TJNAF 和 DESY 等, 近年的大型国际会议 PANIC, Few Body Phys, Baryon 等都把核子自旋结构作为重要主题之一. 理论研究更活跃, EMC 组的结果 1988 年发表至今,

已有 2000 多篇论文讨论该实验结果. 前面介绍过的夸克模型都被用来解释过核子自旋.

有关核子自旋结构已有一些评述性论文^[22]. 下面介绍我们对核子自旋结构的解释. 这样做并不是说我们的解释是最好的, 事实上核子自旋结构问题尚在研究中.

考虑 QCD 辐射修正后, 质子自旋结构函数可表成:

$$\begin{aligned} F_1(Q^2) &= C_{NS}(Q^2) \left(\frac{1}{12} g_A^3 + \frac{1}{36} g_A^0 \right) + \\ &C_s(Q^2) \frac{g_A^0(Q^2)}{9}, \end{aligned} \quad (22)$$

这儿 g_A^1 , g_A^0 和 g_A^3 由(19)和(21)式给出, $C_{NS}(Q^2)$ 和 $C_s(Q^2)$ 可用微扰 QCD 计算, QCD 的算符乘积展开方法表明 $g_A^0(Q^2)$ 和极化质子态 $|ps\rangle$ 上的轴矢量流算符矩阵元有关系

$$\sum_i \langle ps | \int d^3x \bar{\Psi}_i \gamma^0 \gamma^5 \Psi_i | ps \rangle = S^r \sum_i \Delta q_i. \quad (23)$$

目前极化 DIS 实验中 $Q^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$, 只有 u, d, s 三种轻夸克起作用, (23)中求和限于 u, d, s 三味. 夸克轴矢量流算符 $\int d^3x \bar{\Psi}_i \gamma^0 \gamma^5 \Psi_i$ 是味为 i 的夸克自旋算符的相对论性推广, 在无限大动量系中, Δq 可以表成夸克螺旋性之差

$$\begin{aligned} \Delta q &= \int [q_+(x) - q_-(x) + \bar{q}_+(x) - \\ &\bar{q}_-(x)] dx. \end{aligned} \quad (24)$$

这两点使得十多年大家都把极化 DIS 测量所得 Δq (20)式和夸克模型算得结果(14)式相比, 从而导致“质子自旋危机”, 马伯强首先指出极化 DIS 测出的 Δq 和夸克模型算出的 Δq 不是一回事^[23], 我们的研究表明除了马伯强指出的相对论运动学效应外, 还有场论特有的夸克对产生(湮没)效应起着更重要作用^[24].

夸克轴矢量流算荷可展开如下:

$$\begin{aligned} \int d^3x \bar{\Psi} \gamma^0 \gamma^5 \Psi &= \sum_{i,k} \int d^3k \chi_i^\dagger \sigma \chi_k (a_{ik}^+ a_{ik}^+ - b_{ik}^+ b_{ik}^+) - \sum_{i,k} \int d^3k \chi_i^\dagger \frac{\sigma \cdot k}{k_0(k_0 + m_i)} i\sigma \cdot \\ &k \chi_k (a_{ik}^- a_{ik}^- - b_{ik}^- b_{ik}^-) + \sum_{i,k} \int d^3k \chi_i^\dagger \frac{i\sigma \cdot k}{k_0} \chi_k a_{ik}^+ b_{ik}^- + H.C., \end{aligned} \quad (25)$$

这儿 $a_{i,k}^{\pm}(a_{i,k})$, $b_{i,k}^{\pm}(b_{i,k})$ 是味为 i 、动量为 k 、自旋为 λ 的夸克、反夸克产生(湮没)算符, 得到此展开式时已将 Dirac 旋量用 Pauli 旋量 χ_{λ} 展开. (25) 式表明, 轴矢量流算符不仅有非相对论夸克模型中的 Pauli 算符部分, 即(25)式中第一项(记为 S_q^{NR}), 还有马伯强讨论的相对论修正(第二)项, 还有夸克对产生(湮没)(第三)项. 即使对通常的纯价夸克 q^3 质子态计算轴矢量流算符(25)的矩阵元, 结果也和(14)式不一样, (25)中的相对论修正使 $\Delta u + \Delta d \approx 3/4$ 而非 1. 不难证明, 这种相对论修正, 就是文献[23]中讨论的 Melosh 变换效应. 证明如下:

$$i(\sigma \cdot k)(\sigma \times k) = k^2 \sigma - (\sigma \cdot k)k. \quad (26)$$

假定质子态中夸克动量分布球对称, 则由(25), (26)可得

$$S^R \approx \frac{\sigma}{2} \left(1 - \frac{k_{\perp}^2}{k_0(k_0 + m)} \right), \quad (27)$$

这儿 S^R 表示(25)式中包含相对论修正的自旋算符, k_{\perp} 表示和 σ 垂直的 k 分量. (27)式不是别的, 就是文献[23]的 Melosh 变换结果. 轴矢量算符还有夸克对产生(湮没)项, 我们用几种夸克模型证实了正是这个夸克对产生(湮没)项压低了 Δu , Δd 产生了 Δs , 导致极化 DIS 测出的结果^[1].

不过问题又接着产生了, 夸克自旋贡献压低

$$L_q = \sum_{i,j} \int d^3k (a_{i,k}^{\dagger} i \nabla_k \times k a_{j,k} + b_{i,k}^{\dagger} i \nabla_k \cdot k b_{j,k}) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \int d^3k \chi_i^{\dagger} \frac{\sigma \cdot k}{k_0(k_0 + m_i)} i \sigma \times k \chi_j (a_{i,k}^{\dagger} a_{j,k} - b_{i,k}^{\dagger} b_{j,k}) - \frac{1}{2} \sum_{i,j} \int d^3k \chi_i^{\dagger} \frac{i \sigma \cdot k}{k_0} \chi_j a_{i,k}^{\dagger} b_{j,-k}^{\dagger} + H.C., \quad (29)$$

其中第一项是非相对论性夸克轨道角动量 L_q^{NR} , 第二项是相对论修正项, 第三项是夸克对产生(湮没)项. 容易看到(29)中的第二, 三项和(25)式中第二, 三项除了符号相反外完全一样(注意轴矢量流算符和 S_q 间差一因子 $1/2$). 这样自然有

$$S_q + L_q = S_q^{NR} + L_q^{NR}. \quad (30)$$

也就是说, 场论得到的夸克自旋 S_q 和轨道角动量 L_q 和非相对论夸克模型(更一般地非相对论量子力学)中的 S_q^{NR} 和 L_q^{NR} 都不一样. 所以单独比较极化 DIS 测出的 S_q 的矩阵元(应称之为轴矢量荷)和非相对论模型计算的夸克自旋 S_q^{NR} 的贡献没意义, 因为他们不是同一个物理量. 但是夸克总角动, 即自

了, 质子从哪儿获得它的自旋呢? 质子作为一个相对论性 QCD 系统, 从 QCD 拉氏量(7)式可以导出质子的总角动量算符^[23] J ,

$$J = S_q + L_q + S_G + L_G,$$

$$S_q = \frac{1}{2} \int d^3x \bar{\Psi} \gamma^5 \Psi,$$

$$L_q = \int d^3x \Psi^{\dagger} \frac{1}{i} r \times \nabla \Psi,$$

$$S_G = \int d^3x E \times A,$$

$$L_G = \int d^3x E, r \times \nabla A. \quad (28)$$

(28)式中的 S_q 就是(23)和(25)式中讨论的夸克轴矢量流算符(差一个因子 $1/2$), L_q 是夸克轨道角动量算符, S_G 和 L_G 分别是胶子自旋和轨道角动量算符, 第 4 节中我们讨论了各种 QCD 等效场论近似, 在保留组分夸克自由度的等效场论近似中, 我们将会从等效拉氏量求得类似的组分夸克自旋 S_q 和轨道角动量 L_q 的表达式, 胶子部分将会被 Goldstone 玻色子自由度或(和)量子涨落胶子自由度替代, 因此下面我们限于讨论(28)式中夸克自旋 S_q 和轨道角动量 L_q 对质子自旋的贡献.

和(25)式一样, 将 L_q 用夸克(反夸克)产生(湮没)算符表示出来,

旋加轨道合起来, 相对论场论结果和非相对论夸克模型(量子力学)结果是一样的. 极化 DIS 测到的 S_q 矩阵元被相对论效应和夸克(反夸克)产生(湮没)项压低了. 但轨道角动量 L_q 将补偿上压低的部分, 不多也不少, 质子自旋 $1/2$ 不受极化 DIS 测量结果影响. 事实上没有“质子自旋灾难”. 有的是夸克自旋混淆! 这儿要强调的是, 我们这儿讲的场论给出夸克轨道角动量 L_q 将补偿场论夸克自旋的相对论修正和夸克反夸克对产生(湮没)项贡献是场算符间的关系, 对任何模型都成立. 即使是纯 s 波价夸克模型, 那儿非相对论轨道角动量 L_q^{NR} 无贡献, 这种补偿依然一样.

7 核子磁矩结构

我们在第 2、4 节中已两次提到核子磁矩，“质子自旋灾难”出现后，十多年来大家都把结果(20)当作夸克自旋对核子自旋的贡献，采用第 4 节讨论的夸克自旋和磁矩对核子自旋和磁矩的关系(11)，人们希望用“实验”观测到的夸克自旋(20)来解释核子等重子八重态的磁矩。有趣的是，(20)给出的质子自旋(应该是轴矢量荷)结果同样能解释重子八重态磁矩，甚至更符合实验观测到的磁矩^[26]。

最近 SAMPLE 实验组还通过宇称不守恒的极化 ep 散射直接测出了奇异夸克 s 对核子磁矩的贡献^[27]，他们测出的结果是 $G_M^S(Q^2=0) = (0.01 \pm 0.09 \pm 0.31 \pm 0.07) \mu_N$ 。这个结果实验误差很大，

理论分析也有不妥之处，但他和极化 DIS 测出的 $\Delta S \approx -0.1$ 不满足传统的自旋和磁矩关系则是明显的。如果 s 夸克自旋和磁矩对质子自旋和磁矩的贡献满足(11)，那么根据极化 DIS 测出的 $\Delta S \approx -0.1$ ，s 夸克对质子磁矩贡献应是 $\mu_s \Delta S = -\frac{1}{3} \frac{e}{2m_s} \Delta S = -\frac{1}{3} \frac{M}{m_s} \frac{e}{2M} \Delta S \approx 0.03 \frac{M}{m_s} \mu_N$ ，此结果和 $-1/3 G_M^S(0) \approx -0.003 \mu_N$ 不仅数值不一致，连符号也不一致。

夸克磁矩的表达式可由夸克和电磁场相互作用的拉氏量导出

$$\mu = \sum_i \frac{Q_i}{2} \int \Psi_i^\dagger r \times \alpha \Psi d^3x. \quad (31)$$

采用和 S_q, L_q 类似的展开可得

$$\begin{aligned} \mu = & \sum_{i\lambda} \int d^3k \frac{Q_i}{2k_0} (a_{i\lambda}^\dagger \nabla_\lambda \times k a_{i\lambda} - b_{i\lambda}^\dagger i \nabla_\lambda \times k b_{i\lambda}) + \sum_{i\lambda'} \int d^3k \frac{Q_i}{2k_0} \chi_i^\dagger \sigma \chi_{i'} (a_{i\lambda}^\dagger a_{i'\lambda'} + b_{i\lambda}^\dagger b_{i'\lambda'}) - \\ & \sum_{i\lambda'} \int d^3k \frac{Q_i}{2k_0} \chi_i^\dagger \frac{\sigma \cdot k}{2k_0(k_0 + m_i)} i \sigma \times k \chi_{i'} (a_{i\lambda}^\dagger a_{i'\lambda'} + b_{i\lambda}^\dagger b_{i'\lambda'}) - \sum_{i\lambda} \int d^3k \frac{Q_i}{2k_0} \frac{k}{2(k_0 + m_i)} \cdot \\ & a_{i\lambda}^\dagger b_{i\lambda}^\dagger + H.C. + \sum_{i\lambda'} \int d^3k \frac{Q_i}{2k_0} a_{i\lambda}^\dagger i \nabla_\lambda b_{i'\lambda'} \chi_i^\dagger (m_i \sigma + \frac{\sigma \cdot k}{k_0 + m_i} i \sigma \times k) \chi_{i'} + H.C. \end{aligned} \quad (32)$$

质子等重子的磁矩是(31)在重子态上的矩阵元

$$\mu_B = \langle B | (\mu)_3 | B \rangle. \quad (33)$$

仍然假定重子基态夸克非相对论轨道角动量 L_q^{NR} 的矩阵元为零，则

$$\begin{aligned} \mu_B = & \sum_i \frac{Q_i}{2m_i^{eff}} \left[\left(1 + \frac{m_i}{m_i^{eff}}\right) (\Delta_i^{NR} - \Delta_i^{R}) - \frac{1}{2} \delta q_i \right] + \text{夸克反夸克对产生(湮没)项贡献} \\ = & \sum_i \frac{Q_i}{2m_i^{eff}} \left[\left(1 - \frac{m_i}{2(m_i^{eff} + m_i)}\right) (\Delta_i - \Delta_i) - \frac{1}{2} \frac{m_i^{eff}}{m_i^{eff} + m_i} \delta q_i \right] + \text{夸克反夸克对产生(湮没)项}, \end{aligned} \quad (34)$$

这儿

$$\Delta_i = 2 \langle B | S_{i3} | B \rangle \quad \Delta_i = 2 \langle B | S_{i3} | B \rangle. \quad (35)$$

$$S_i = \frac{1}{2} \sum_{\lambda'} \int d^3k \chi_i^\dagger \left(\sigma - \frac{\sigma \cdot k}{k_0(k_0 + m_i)} i \sigma \times k \right) \chi_{i'} a_{i\lambda}^\dagger a_{i'\lambda'}$$

$$S_i = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda'} \int d^3k \chi_i^\dagger \left(\sigma - \frac{\sigma \cdot k}{k_0(k_0 + m_i)} i \sigma \times k \right) \chi_{i'} b_{i\lambda}^\dagger b_{i'\lambda'}. \quad (36)$$

$\Delta_i^{NR}, \Delta_i^{R}$ 是忽略掉(36)中相对论修正项后纯 Pauli 算符项的矩阵元， m_i^{eff} 是 k_0 在重子基态上的平均值 $\langle B | K_0 | B \rangle$ ， δq_i 是涨量荷^[24]，在非相对论近似下 δq_i 和 $\Delta_i^{NR}, \Delta_i^{R}$ 成比例。

(33—35)式表明，如果忽略夸克反夸克对产生(湮没)项的贡献，重子磁矩确实可用(11)式参数化。并且 $\Delta u, \Delta d, \Delta s$ 既可用非相对论夸克模型结果(14)式，也可用极化 DIS 测出的结果(20)式，而且用(20)式结果会更好一点，因为那样忽略掉的夸

克反夸克对产生(湮没)项较小。但是如果要考虑重子磁矩，则(11)式那样的参数化不再成立，也即夸克磁矩对核子磁矩的贡献不再和夸克自旋对核子自旋的贡献 Δq 成比例。后者正是 SAMPLE 实验给出的结果。

8 实验提出了更多的、更有意义的理论问题

核子自旋、磁矩结构等仅是核子结构研究中许

多问题之一部分,实验已在广泛的动量转移范围内测定了质子的电、磁形状因子 $G_E^p(Q^2)$, $G_M^p(Q^2)$, 中子的电、磁形状因子测量也有重大进步. 质子非极化结构函数 $F_1(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$ 已在广泛的 x, Q^2 范围精确测定,“质子自旋灾难”推动了核子极化结构函数 $g_1(x, Q^2)$ 的测量,当年 Bjorken 提出的求和规则

$$\int_0^1 (g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)) dx = \frac{g_A}{6} \left[1 - \frac{\alpha_s}{\pi} - 3.58 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - 20.22 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \right], \quad (37)$$

不仅不像 Bjorken 当年那样认为无法检验,而是已检验到 $\alpha_s^3(Q^2)$, 并且成了 QCD 的检验之一,这是一个有趣的求和规则,它把极化 DIS 中探测的核子内的部分子结构和低能 β 衰变中出现的核子结构联系起来.

关于 $\Gamma_1^p(Q^2)$, 一方面有极化 DIS 测量结果

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

另一方面,早在 60 年代,就有 Gerasimov-Drell-Hearn 求和规则,这是有关质子吸收和质子极化平行,反平行实光子截面之差的求和规则

$$I_{GDH} = \int_{\nu_{th}}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\nu) - \sigma_{3/2}(\nu)}{\nu} d\nu = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2} K_p^2, \quad (38)$$

这儿 K_p 是质子反常磁矩.

$I_{GDH}(Q^2)$ 和 $\Gamma_1^p(Q^2)$ 有下列关系

$$I_{GDH}(Q^2) = \frac{16\pi^2\alpha}{Q^2} \Gamma_1^p(Q^2). \quad (39)$$

这又是一个把低动量转移和极高动量转移联系起来的关系,实验正在努力测量不同 Q^2 的 I_{GDH} 及 $\Gamma_1^p(Q^2)$.

核子内动量分布的测量早就告诉我们胶子可能占核子一半的动量, πN 散射测量获得的 \sum 项表明核子内奇异夸克成份不可忽略,

$$R_s = \frac{\langle p | \bar{s}s | p \rangle}{\langle p | \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s | p \rangle}, \quad (40)$$

其值约为 0.1—0.2. 核子自旋结构再次证实了奇异夸克在核子中的作用,而且表明奇异夸克和反夸克极化不一样. 核子自旋结构的争论并未结束,有人主张极化深度测得核子自旋结构归因于价、海夸克贡献;有人主张胶子自旋贡献在起作用. 实验已排

定了测量胶子自旋的时间表.

强子谱研究引导我们到核子的夸克结构,新一轮强子谱研究已经开始. 新结果将推动核子结构研究. 核结构研究的经验告诉我们,强子态间的跃迁对强子结构更敏感,核子到其他共振态的跃迁,特别是 $N-\Delta$ 跃迁实验已有很好结果. 这些跃迁实验数据无疑也将帮助我们认识核子结构.

粒子物理研究中常常理论前于、多于实验,核子结构研究中不仅实验前于、多于理论,原则上讲,除了格点 QCD 方法外,我们不会计算所有前面讨论过的实验结果. 甚至计算什么都不清楚. 胶子自旋就是一例.

(28)式中给出了 QCD 系统(实验也是 QED 系统)的角动量分解,其中第一项夸克自旋既满足角动量对易关系,又是规范不变的. 但其余三项都不是规范不变的,虽然它们都满足角动量对易关系,似有资格被称为夸克轨道角动量 L_q , 胶子自旋和轨道角动量 S_G 和 L_G , 不过按照规范场论基本原理,不是规范不变的量是不可观测的. 我们可能导出 J 的规范不变的分解^[25]:

$$J = S_q + L_q + J_G,$$

$$L_q = \int d^3x \Psi^\dagger \frac{1}{2} \mathbf{r} \times \mathbf{D} \Psi,$$

$$J_G = \int d^3x \mathbf{r} \times (\mathbf{E} \times \mathbf{B}), \quad (41)$$

这儿 \mathbf{D} 为协变微分 $D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu$, (41) 每一项都是规范不变的,似乎可以称为夸克轨道角动量 L_q 、胶子总角动量 J_G 了,可惜 L_q 和 J_G 分别都不满足角动量代数关系. 这儿物理学的两大原则: Bohr 的正则量子化原则和扬振宁的规范不变原则似乎不能同时用到规范场系统中部分算子上.

我们曾试图给以答案^[26], 规范场量子化后,物理测量的是算子在物理态上的矩阵元, (28) 式中的算子 L_q, S_G, L_G 不是规范不变的. 如果他们在物理态,例如核子态上的矩阵元是规范不变的,那么仍可称 L_q, S_G, L_G 等为角动量. 我们用路径积分方法“证明”了像 L_q 这样的规范非不变算子在核子态上矩阵元是规范不变的,这个“证明”似无毛病,但微扰计算结果似乎和“证明”不符,问题至今无答案. 如果真是这样,那问题可大了,我们已说过, (28)

和(41)式对 QED 也同样运用, S_q, L_q, S_G, L_G 可以换成氢原子中的 S_e, L_e, S_p, L_p 和 L_q 不是规范不变一样, 氢原子的轨道角动量 L_e 也不是规范不变的, 是不是我们讲了上百年的电子轨道角动量没有物理

意义呢?

核子结构研究已经导致三个诺贝尔奖, 看样子核子结构研究还将导致新发现.

参 考 文 献:

- [1] McAllister R W, Hofstadter R. Elastic Scattering of 188 MeV Electron from the Proton and the Alpha Particle[J]. Phys Rev, 1956, 102: 851—856; Yearian M R, Hofstadter R. Magnetic form Factor of the Neutron[J]. Phys Rev, 1958, 110: 552—564.
- [2] Hand L N and Miller D G, Wilson R. Electric and Magnetic form Factors of the Nucleon[J]. Rev Mod Phys, 1963, 35: 335—349.
- [3] Yukawa H. Proc Phys -Math Soc.(Japan), 1935, 17: 48.
- [4] Gell-Mann M A. Schematic Model of Baryons and Mesons [J]. Phys Lett, 1964, 8: 214—215; Zweig G. CERN Report No TH 412, 1964.
- [5] Friedman J I, Kendall H W. Deep Inelastic Electron Scattering [J]. Ann Rev Nucl Sci, 1972, 22: 203—254; Taylor R E. Deep Inelastic Scattering: The early years[J]. Rev Mod Phys, 1991, 63: 573—596; Kendall H W. Deep Inelastic Scattering: Experiments on the proton and observation of scaling[J]. Rev Mod Phys, 1991, 63: 597—614; Friedman J I. Deep Inelastic Scattering: Comparisons with the quark model[J]. Rev Mod Phys, 1991, 63: 615—627.
- [6] Hooft G. 't. In: Proc Colloquium on Renormalization of Yang-Mills Fields and Application to Particle Physics [C]. Marseilles, 1972; Gross D J, Wilczek F. Ultraviolet Behavior of Non-abelian Gauge Theories [J]. Phys Rev Lett, 1973, 30: 1 343—1 346; Politzer H D. Reliable Perturbative Results for Strong Interaction [J]. Phys Rev Lett, 1973, 30: 1 346—1 349; Fritsch H, Gell-Mann M, Llewellyn H. Advantages of the Color Octet Gluon Picture [J]. Phys Lett, 1973, B47: 365—368.
- [7] Chodos A, Jaffe R L, Johnson K, et al. New Extended Models of Hadrons [J]. Phys Rev, 1974, D9: 3 471—3 495.
- [8] Thomas A W. Chiral Symmetry and the Bag Model [J]. Adv Nucl Phys, 1984, 13: 1—137.
- [9] Friedberg R, Lee T D. Fermion-field Nontopological Solitons [J]. Phys Rev, 1977, D15: 1 694—1 711. Fermion-field Nontopological Solitons, II, Models of Hadrons [J]. Phys Rev, 1977, D16: 1 096—1 118; Quantum Chromodynamics and the Soliton Model of Hadrons [J]. Phys Rev, 1978, D18: 2 623—2 631.
- [10] Hooft G. 't. A Planar Diagram Theory for Strong Interactions [J]. Nucl Phys, 1974, B72: 461—473.
- [11] Witten E. Baryons in the $1/N$ Expansion [J]. Nucl Phys, 1979, B160: 57—115.
- [12] De Rújula A, Georgi H, Glashow S L. Hadron Masses in a Gauge Theory [J]. Phys Rev, 1975, D12: 147—162.
- [13] Isgur N, Karl G. P-Wave Baryons in the Quark Model [J]. Phys Rev, 1978, D18: 4 187—4 205; Positive-parity Excited Baryons in a Quark Model with Hyperfine Interactions [J]. Phys Rev 1979, D19: 1 653—2 677; Ground State Baryons in a Quark Model with Hyperfine Interactions [J]. Phys Rev, 1979, D20: 1 191—1 194.
- [14] Isgur N. Baryons: The Promise, the Problems, and the Prospects [C]. In: Gibson B F, Barnes P D, McClelland J B, et al ed. Baryons '95 Singapore; World Scientific, 1996, 275—286; Spectroscopy—An Introduction and Overview [C]. In: Menze D W, Metsch B Ch ed. Baryons '98. Singapore; World Scientific, 1999, 1—24.
- [15] Manohar A, Georgi H. Chiral Quarks and the Non-relativistic Quarks Model [J]. Nucl Phys, 1984, B234: 189—212.
- [16] Glozman L Ya. Origins of the Baryon Spectrum [J]. Nucl Phys, 2000, A663—664; 103c—112c; Isgur N. Critique of a Pion Exchange Model for Interquarks Forces [J]. Phys Rev, 2000, D62: 054026-1—054026-8.
- [17] Yoshida T. Light Hadron System from the CP-PACS [J]. Nucl Phys, 2000, A665—664; 969c—972c.
- [18] Liu K F, Dong S J, Draper T, et al. Valence QCD, Connecting QCD to the quark model [J]. Phys Rev, 1999, D59: 112001-1—112001-26.
- [19] Isgur N. Comment on Valence QCD [J]. Phys Rev, 2000, D61: 118501-1—118501-5; Liu K F, Dong S J, Draper T, et al. Reply to Isgur's Comment on Valence QCD [J]. 2000, D61: 118502-1—118502-6.
- [20] Cahill R T, Gunner S M. The Global Color Model of QCD for Hadronic Processes [J]. Fizika, 1998, B7: 1—32.

- [21] Stiegler U. The Nucleon Spin Structure [J]. *Phys Rep*, 1996, 277: 1-63.
- [22] Anselmino M, Efremov A, Leader E. The Theory and Phenomenology of Polarized Deep Inelastic Scattering [J]. *Phys Rep*, 1995, 261: 1-124; Jaffe R L. Where does the Proton Really Get its Spin? [J]. *Phys today*, 1995, 48(9): 24-30; Chen H Y. Status of the Proton Spin Problem [J]. *Int J Mod Phys*, 1996, A11: 5 109-5 184.
- [23] Ma B Q. Melosh Rotation: Source of the proton's missing spin [J]. *J Phys*, 1991, G17: L53-L57.
- [24] Qing D, Chen X S, Wang F. Spin Content of the Nucleon in a Valence and Sea Quark Mixing Model [J]. *Phys Rev*, 1998, C57: R31-R34; Qing D, Chen X S, Wang F. Is Nucleon Spin Structure Inconsistent with the Constituent Quark Model? [J]. *Phys Rev*, 1998, D58: 114032-1-114032-12; Chen X S, Qing D, Wang F. Why the Constituent Quark Model Works for Baryon Magnetic Moments? [J]. *Chin Phys Lett*, 1999, 16: 403-405; Qing D, Chen X S, SU W N, *et al.* Is There Really a Spin Crisis? [J]. *Commun Theor Phys*, 1999, 32: 403-410; Chen X B, Chen X S, Wang F. Strange Quark Polarization of the Nucleon [J]. *Phys Rev Lett*, 2001, 87: 012001-1-1012001-4.
- [25] Chen X S, Wang F. The Problem of Gauge Invariance in the Current Study of Nucleon Spin [J]. *Commun Theor Phys*, 1997, 27: 121-124.
- [26] Eichten E J, Hinchliffe I, Quigg C. Flavor Asymmetry in the Light-quark Sea of the Nucleon [J]. *Phys Rev*, 1992, D45: 2 269-2 275; Chen T P, Li L F. Flavor and Spin Contents of the Nucleon in the Quark Model with Chiral Symmetry [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, 74: 2 872-2 875.
- [27] Hasty R, Hawthorne-Allen A M, Averett T, *et al.* Strange Magnetism and the Anapole Structure of the Proton [J]. *Science*, 2000, 290: 2 117-2 119.
- [28] Chen X S, Wang F. Gauge Invariance and Hadron Structure. *Hep-ph/9801281*.

Half Century Study of Nucleon Structure*

WANG Fan

(Physics Department, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract: The essential developments of the nucleon structure studies in the last half century are reviewed. The nucleon spin and magnetic moment structure studies with the polarized lepton nucleon deep inelastic scattering in the recent years are specially analyzed. The important topics in the contemporary studies of the nucleon structure is discussed.

Key words: nucleon; quark; lepton-nucleon scattering

* Foundation Item: NSFC: the foundation for Ph. D. Training Program of China(90103018); the National Climax Plan