

文章编号: 1007-4627(2003)01-0018-08

利用 SLEGS 开展夸克和胶子层次上的核物理研究

石宗仁, 徐 鷗, 邢 雨
(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

顾嘉辉, 蔡翔舟, 沈文庆
(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

摘 要: 通过对国际上中能核物理的发展, 特别是前沿领域中的现状的回顾, 阐述了利用在上海原子核所计划建造的第三代同步辐射加速器(SSRF)上建立新一代的激光-电子康普顿背散射 γ 射线源(SLEGS) 从事夸克和胶子层次上的中能核物理研究的科学目标及研究内容.

关键词: 激光-电子背散射 γ 射线源; 圆和线极化 γ 射线; 非微扰 QCD; 核子的极化率; GDH 和律

中图分类号: O571.21 文献标识码: A

1 引言

现在, 人们认识到现代核物理的理论基础是标准模型, 强相互作用理论是量子色动力学(QCD), 以及在第四个层次(见 2.1 节)上, 原子核是由夸克和胶子组成的. 当前, 研究非微扰 QCD 理论是紧迫的和高度优先的, 核子及其共振态的夸克和胶子结构是研究非微扰 QCD 的实验室.

现代核物理对加速器及其束流、靶和探测器等都提出了新的要求. SLEGS 将是品质优良的能量可达 0.2 — 0.87 GeV 的单色实光子源, 相应的波长是 0.8 — 0.2 fm. 它具有近连续的、较强的、标记的和近 100% 线或圆极化的实光子束, 特别是线极化, 它适应了现代核物理对电磁探针的要求. SLEGS 的科学目标是研究非微扰 QCD 理论. 它将利用极化 γ 射线与核子和原子核相互作用的 Compton 散射、单 π 和双 π 及 η 的产生反应, 研究 0.2—0.8 fm 的过渡区内核子及其共振态的夸克和胶子的结构, 为检验和发展非微扰 QCD 的各种理论提供重要的实验数据. 它能够从事多方面的前沿研究, 如: 核子的电磁和自旋相关的极化率、强子谱学、核子共振态的自旋结构及检验 GDH 和律、核介质效应、寻找窄的奇异共振态以及光子-强子相互作用中的宇称不守恒等. 它将大大加强国内核物

理在强子的夸克和胶子结构方面的实验研究, 促进我国核物理研究步入国际先进行列. 如果能建立极化核子靶和适合遍举测量的大接收度谱仪, SLEGS 将具有国际上先进的核物理研究设备.

2 国际状况

众所周知, 高能物理是研究构成物质的基本模块及其相互作用的科学, 而核物理是研究如何由基本模块构成多体的、强相互作用的原子核的动力学问题, 即物质是如何由基本模块构成的. 研究物质的结构将是物理学中长期的课题. 现代核物理有许多重要的前沿领域, 如研究非微扰 QCD 理论、寻找夸克-胶子等离子体、奇异同位旋的原子核结构、K 介子物理、对称性和天体物理等. 下面说明近 10 年核物理发生了巨大的变化, 研究非微扰 QCD 理论是紧迫的和高度优先的, 以及核子及其共振态是研究非微扰 QCD 的实验室等, 从而论述 SLEGS 的科学目标.

2.1 近 10 年核物理发生的巨大的变化

近 10 年核物理的巨大变化表现在概念和技术两个方面.

在概念上: (1) 确立了核物理的理论基础是标

收稿日期: 2002-12-10; 修改日期: 2003-01-22

作者简介: 石宗仁(1939—), 男(汉族), 吉林辽源人, 研究员, 从事中子物理、原子核结构和中高能核物理研究.

准模型(SM), 强相互作用理论是 QCD. SM 告诉人们构成物质的基本粒子是三代轻子、三代夸克和力的传播子. 在核物理起作用的电磁、弱和强相互作用力的传播子是矢量玻色子 γ 、 W^\pm 、 Z^0 和胶子 g . 轻子仅参与电磁和弱相互作用力, 夸克参与所有 3 种相互作用力; (2) 确立了在夸克和胶子层次上研究核物理. 原子核结构的 4 个层次是: 原子核是液滴, 有集体的转动和振动; 原子核由质子和中子组成; 原子核由强子组成, 即由介子、核子、核子的共振态等组成; 原子核由夸克和胶子组成. 它们与人们对原子核结构认识的深入及实验技术的进步有关.

在技术上: (1) 高能、强流、连续束、极化的加速器技术, 特别是超导加速器技术得到了发展, 如

美国分别在 1995 和 1999 年运行的 CEBAF 和 RHIC 都是超导加速器; (2) 由于自旋自由度在核结构, 特别是强子结构研究中的重要性, 极化技术得到了发展, 极化实验广泛开展; (3) 探测器技术, 特别是适合遍举测量的大接收度的谱仪技术得到了发展. 加速器、极化和探测技术的发展使核物理学有了新的研究机遇和挑战.

2.2 研究非微扰 QCD 理论是紧迫和高度优先的

核子结构及相互作用随距离的变化关系表示在图 1, 它说明了如下的特点: 在短距离(<0.1 fm), 核子由夸克和胶子组成, 其中夸克质量 $m_q \approx 0$, 它和胶子的相互作用很微弱($\alpha_s \approx 0.1$), 理论上 QCD 可微扰计算, 实验上已证明 pQCD 是可靠的, 深部

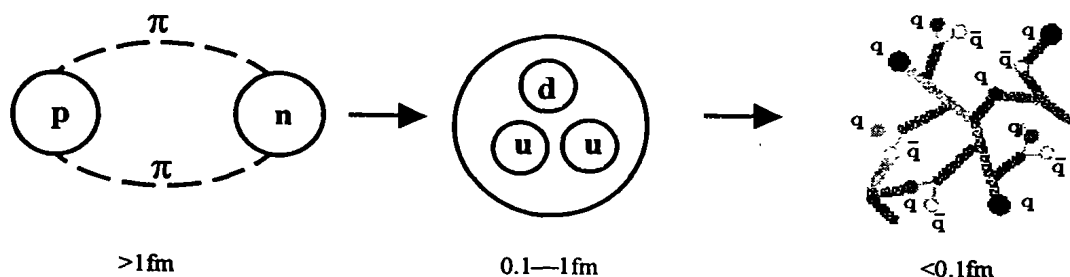


图 1 核子结构和相互作用同距离的关系

非弹过程可作为探针研究强子的结构; 在大于 1 fm 的距离, 介子和重子自由度起作用, 理论较清楚; 在 0.1—0.8 fm 的过渡区内, 核子由具有准粒子性质的组分夸克构成, 组分夸克质量 $m_q \approx 300$ MeV. 在过渡区, 虽然格点规范理论取得一些成功, 但 QCD 并没有合适的求解强子束缚态的方法, 为此许多 QCD 精神的模型理论出现了, 例如自然的夸克模型、相对论的夸克模型、手征袋模型、手征微扰理论 χ PT(Chiral perturbative theory)、通量管夸克模型等, 因此检验和发展过渡区的非微扰 QCD 理论是紧迫和高度优先的.

2.3 核子及其共振态是研究非微扰 QCD 的实验室

除核子是原子核的基本组分和较简单的 QCD 系统外, 它的重要性还表现在利用核子及其共振态能研究许多关键问题, 如弹性形状因子、 N^* 形状因子、结构函数、检验 $SU(6)$ 对称性、检验 GDH 和 Bjorken 和律、寻找多夸克和混合的重子、寻找漏失的共振态、核子及其共振态的变形、Bloom-Gil-

man 的夸克-强子二重性、寻找窄的奇异共振态和光子-强子相互作用中的宇称不守恒等. 另外核子靶易得, 可采用氘和 ^3He 做中子靶. 因此, 核子及其共振态是检验非微扰 QCD 理论的实验室, 研究它们已成为现代核物理的焦点之一.

2.4 极化的电磁探针具有头等重要的作用

实验上, 研究非微扰 QCD 可采用强子谱学和深部非弹过程两种主要的实验方法. 极化和遍举测量是重要的实验手段. 由于微扰 QCD、电磁和弱相互作用在理论上清楚, 可微扰计算, 以及大多数反应是单步过程等优点, 参与这些相互作用的炮弹可用于研究核子和原子核的结构. 每种炮弹都具有各自的优点, 全面了解强子结构需要它们.

在微扰 QCD 中, 如质子-质子相互作用时, 存在不同夸克味之间及与胶子的相互作用, 反应产物是众多复杂的. 弱相互作用的强度大约 4 个量级的低于电磁相互作用的强度. 由于电磁相互作用具有一定的强度, 仅存在实光子或虚光子与核子内的不同夸克味及胶子间的相互作用, 它的反应产物远没

有质子-质子相互作用那样复杂, 所以参与电磁相互作用的炮弹在实验中具有头等重要的作用.

正如前面谈到的, 由于自旋自由度在强子结构研究中的重要性, 极化炮弹在现代核物理实验中是非常重要的. 近年人们认识到线极化实光子的特殊作用: 当宇称守恒时, 圆极化光子 + 非极化靶的反应没有单极化不对称; 由于线极化实光子含有两种圆极化成分, 例如线极化波函数可写成 $|X\rangle = (|+1\rangle + |-1\rangle)2^{-1/2}$, 其中 $|+1\rangle$ 和 $|-1\rangle$ 分别是右和左圆极化光, 单极化不对称将含有 $|+1\rangle$ 和 $|-1\rangle$ 的相干项, 线极化光子 + 非极化靶的反应有单极化不对称, 因此线极化 γ 射线源受到 JLab、MAMI 和 SLAC 等实验室的重视.

2.5 产生极化实光子方法

目前, 世界上有几种产生极化实光子方法: 纵向极化电子在重金属的不相干韧致辐射 IBS(incoherent bremsstrahlung)产生圆极化 γ 射线; 纵向极化电子在薄晶体(如 0.1 mm diamond)上的相干韧致辐射 CBS(coherent bremsstrahlung)产生线极化 γ 射线; 激光-电子背散射 γ 射线源(LEBGS)是圆和线极化的低能激光($\sim eV$)与非极化高能电子(几个 GeV)发生 Compton 散射, 低能光子从高能电子获得能量成为圆和线极化的高能 γ 射线(见图 2). 目前, 世界上有美国 BNL 的 LEGS ($E_\gamma < 0.47$ GeV)、欧洲的 GRAAL ($E_\gamma = 0.5-1.5$ GeV)、日本 Osaka 大学的 SPring8 ($E_\gamma = 1.5-3.5$ GeV)等 LEBGS 装置. 与 IBS 和 CBS 比较, LEBGS 的 γ 射线具有能谱均匀、线和圆极化、极化方向容易快速改变、理论上能准确计算极化度、最高极化度可达 100%、能与同步辐射光源同时工作等优点. IBS、CBS 和 LEBGS 的散射电子与光子一一对应, 实验上测量散射电子可知相应的 γ 射线, 称这种 γ 射线为标记的. 实验上, 散射电子和 γ 射线产生反应的信号符合, 可用于确定 γ 射线的能量及其 FWHM 和降低本底等. LEBGS 是新一代的 γ 射线源.

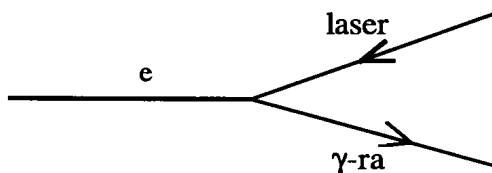


图 2 激光-电子背散射 γ 射线的产生

3 SLEGS 是品质优良的极化 γ 射线源

上海第三代同步辐射加速器将具有 $E_e = 3.5$ GeV, $I = 200$ mA, 很小的能散度和发散度等. 如使用 Nd:YAG 固体和 Ar 离子激光器, 激光的波长和能量分别是 1 064 nm, 1.17 eV 和 200 nm, 6.2 eV, 与 3.5 GeV 的电子对撞, 通过 Compton 散射, 将产生 0.2 — 0.87 GeV 的 γ 射线, 相应的波长是 0.8—0.2 fm. 由于 SLEGS 具有较强的束流、近连续束、标记和近 100% 的线或圆极化的 γ 射线, 束的能散度可小于 8 MeV, 束发散度约为 0.15 mrad 等优良的性能, 它将是适应现代核物理研究的新一代的 γ 射线源.

4 利用 SLEGS 的科学目标

由于 SLEGS 的能量为 0.2 — 0.87 GeV, 它的能量在单 π 和双 π 及 η 的产生阈之上. 相应的波长是 0.8—0.2 fm, 正处在核子非微扰 QCD 的区域. 综合上述近 10 年核物理发生的巨大变化, 研究非微扰 QCD 理论是紧迫和高度优先的, 核子及其共振态是研究非微扰 QCD 的实验室, 及 SLEGS 具有圆和线极化等优点, 不难看出 SLEGS 的科学目标应该是通过极化实光子与核子相互作用的 Compton 弹性散射、单 π 和双 π 及 η 的产生反应, 研究核子及其共振态的夸克和胶子结构, 检验和发展非微扰 QCD.

5 利用 SLEGS 开展研究的内容

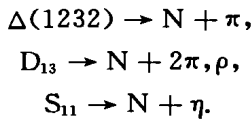
在今后相当长的时期里, 利用 SLEGS 可开展理论和实验上非常活跃的许多前沿研究, 如强子谱学、核子共振态的自旋结构及检验 GDH 和律、电磁和自旋相关的极化率、核介质效应、寻找窄的奇异共振态和光子-强子相互作用中的宇称不守恒等.

5.1 强子谱学

强子物理是研究强子结构和强相互作用真空的科学, 强子谱学是其中的一个重要内容, 它研究在 0.1—1 fm 空间范围内的介子和重子的结构, 主要目标是研究 QCD 的禁闭性质及胶子自由度在强子中的作用等^[1, 2]. 在质量 < 1.6 GeV 的能区里, 即 SLEGS 的能量范围, 强子谱学研究核子及已知共振态的夸克和胶子的结构, 寻找奇异结构的重子

等^[3].

利用 SLEGS 可激发同位旋为 1/2 的 N* 和为 3/2 的 Δ 共振态. 在强子谱学研究中, 由于共振态相互重叠及它们的衰变宽度大, $\Gamma \approx 100$ MeV, 寿命约为 10^{-23} , 因此主要困难是分辨单个的共振态, 特别是激发概率低的共振态. 实验上, 可利用特征的衰变道区分重叠的共振态, 如 Δ, D₁₃ 和 S₁₁ 3 个共振态各自的特征衰变道是



通过测量 Nπ, N2π 或 Nρ 和 Nη 衰变区分 Δ, D₁₃ 和 S₁₁. 遍举测量和极化实验有利于挑选小概率事件.

研究已知共振态的结构 已知共振态的夸克和胶子的结构现在并不清楚, 例如核子和它的第一共振态 Δ 是球形还是变形? 这是一个长期的问题. 如果有变形, 许多困难将得到解决. 实验上测量从 N→Δ 的电四极 E2 同磁偶极 M1 跃迁机率比 R_{EM} 就能回答这个问题. 目前, CEBAF、LEGS 和 MAMI 等实验室都测量了 R_{EM}^[4], 综合的结果是 R_{EM} ≈ -2.5%, 大于模型的计算值一个数量级. 在核子 (γ, π) 反应中, 能够得到 7 个独立的未知实数的实验, 即完全测量实现后将得到最终的 R_{EM} 值.

寻找奇导结构的重子 根据物理强子应是色单重态的原则, 含胶子和多夸克, 如 qqg 和 qq̄(q̄q̄) 结构的态是能够存在的, 候选态有 P₁₁(1440), S₁₁(1535) 和 P₃₃(1600) 等. Roper 共振态 P₁₁(1440) 处在第二共振区, 它的共振宽度为 250—450 MeV, 显著大于其它的共振态. 它的结构至今不清楚, 是含有 qqg 的混合态? 是小的夸克核心 + 大的 π 介子云还是核子 + σ 分子? 利用线极化光子与纵向极化质子的反应, 测量 P₁₁(1440) 的各种衰变道的极化观测量及其同 Q² 关系有可能澄清它的结构^[5].

5.2 核子共振态的自旋结构及检验 GDH 和律

GDH (Gerasimov-Drell-Hearn) 和律^[6] 是指左、右圆极化的光子分别被纵向极化核子吸收 (见图 3) 的总截面差对光子能量积分与核子的静态参数有关:

$$\begin{aligned} \text{GDH}(Q^2 = 0) &= \int_{\epsilon_0}^{\infty} [\sigma_{1/2}(\epsilon) - \sigma_{3/2}(\epsilon)] \frac{d\epsilon}{\epsilon} \\ &= -2\pi^2 \alpha \cdot k^2 \cdot M^{-2}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 ε 是光子的能量, α 是精细结构常数, 质子的反常磁矩 k = 1.792 8, 中子的反常磁矩 k = -1.913, ε₀ 是产生 π 介子的阈能. 对于质子和中子的 GDH 分别等于 -204.8 μb 和 -233.3 μb. GDH 和律除基于 Lorentz 和 gauge 不变性, 么正性 unitarity 及因果关系 causality 等基本原则外, 唯一值得怀疑的假设是在高能向前的 Compton 散射幅度与自旋无关. GDH 是强子物理中的一个基本关系, 它说明了非零反常磁矩的粒子一定有激发谱和内部结构以及了解光子的吸收机制同自旋的关系等. 理论上可推断在约 1.7 GeV 处, 和律达到饱和, 在此以上核子激发是自旋无关的.

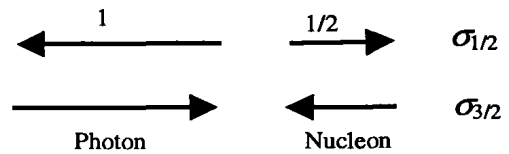


图 3 左右圆极化实光子被极化核子吸收的实验

一般的 GDH 和律定义为

$$I(Q^2) = \int_{\epsilon_0}^{\infty} (\sigma_{1/2}(\epsilon, Q^2) - \sigma_{3/2}(\epsilon, Q^2)) \frac{d\epsilon}{\epsilon}, \quad (2)$$

即 GDH 随 Q² 的关系, 它描写了核子从禁闭到渐近自由的变化. 在深部非弹区, 即 ε 和 Q² → ∞, Q²/2mε ≤ 1 的区域, 根据 Ellis-Jaffe 和律可导出

$$\begin{aligned} \int_{\epsilon_0}^{\infty} (\sigma_{1/2}(\epsilon, Q^2) - \sigma_{3/2}(\epsilon, Q^2)) \frac{d\epsilon}{\epsilon} \\ = \frac{0.141 \pm 0.035}{Q^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

一般的 GDH 具有从 Q² = 0 的负值到深部非弹区 Q² → ∞ 的正值的变化关系.

GDH 与 Bjorken 和律是通过自旋相关的结构函数 g₁(x, Q²) 的第一矩 Γ₁(Q²) 相联系:

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

$$\begin{aligned} \text{GDH 和律} &= 16\pi^2 \alpha \frac{d\Gamma_1(Q^2 = 0)}{dQ^2} \\ &= -2\pi^2 \alpha \cdot k^2 \cdot M^{-2}, \end{aligned} \quad (5)$$

Bjorken 和律 = ΔΓ₁(Q² = ∞)

$$= \int_0^1 [g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)] dx$$

$$= \frac{g_A}{6g_V}, \quad (6)$$

GDH 与 Bjorken 和律分别约束了在 $Q^2 = 0$ 和 ∞ 两端的 $\Gamma_1(Q^2)$ 的行为。

由于双极化技术的困难, 仅在近年德国 Mainz 大学的 MAMI ($m_\pi \leq \epsilon \leq 800$ MeV) 和 Bonn 大学的 ELSA (600 MeV $\leq \epsilon \leq 3$ GeV) 用 IBS 圆极化、标记的光子装置联合测量了 GDH 同 ϵ 的关系^[7]. 美国 JLab 分别采用中子和质子靶, 得到了初步的 Q^2 关系^[3, 8]. 最近美国 SLAC 制定了新的测量 GDH 的计划, 采用纵向极化电子的韧致辐射产生圆极化光子, $\epsilon = 5-40$ GeV, 用极化的 NH_3 靶和 ND_3 与 ^3He 靶分别测量质子和中子的 GDH, 用于检验高能向前的 Compton 散射幅度是否是自旋无关的^[9]. 德国 DESY 实验室的 HERMES 也系统地分析了 GDH 同 Q^2 的关系. 今后应进一步测量中子和质子的 GDH, 检验同位旋关系; 测量 GDH 同光子能量 ϵ 的进化关系; 测量 GDH 同各个共振态及其衰变道的关系; 利用带电轻子测量 GDH 同 Q^2 的进化关系等。

5.3 电磁和自旋相关的极化率

实光子在核子上的弹性散射, 也称为核子 Compton 散射, 是研究核子的电磁和自旋相关极化率的最好手段. 由于理论上极化率可用 χ PT 计算, 所以精确的实验数据将检验它的正确性^[10].

(1) 极化率来自低能展开 核子 Compton 散射的 6 个独立的幅度 A_i 可分解成

$$A_i = A_i^s + A_i^m + A_i^{\text{NB}}, \quad i = 1, \dots, 6 \quad (7)$$

其中 A_i^s 是实光子与核子电荷相互作用的幅度, 称为 Thomson 项; A_i^m 是与核子磁矩相关的幅度; A_i^{NB} 是与核子结构相关的非 Bonn 幅度. A_i^s 和 A_i^m 与核子结构无关. 在低能, 即 π 产生阈以下, A_i^{NB} 可按实光子能量展开. 在展开到 ω^2 时,

$$A_i^{\text{NB}} = \omega' \omega \cdot [\alpha \epsilon' \epsilon + \beta (n' \times \epsilon') (n \times \epsilon)], \quad (8)$$

其中 ω , n 和 ω' , n' 分别是入射和散射光子的能量和单位方向, $n \cdot n' = \cos\theta$, θ 是在 Lab 系的散射角, α 和 β 分别是电和磁的偶极极化率. 在电磁场的作用下, α 和 β 分别是对核子的点电荷和磁矩的第一级修正, 它们决定了核子的动力学变形, 但与核子的自旋无关^[11, 12]. 在展开到 ω^3 时, 可得到另外

8 个与核子结构有关的展开系数, 它们是: 两个衍射极化率 $\alpha_{E\nu}$ 和 $\beta_{E\nu}$, 是对偶极极化率的修正; 两个四极极化率 α_{E2} 和 β_{E2} ; 和 4 个自旋极化率 γ_{E1} , γ_{M1} , γ_{E2} 和 γ_{M2} . γ_{E1} 和 γ_{M1} 分别描写了 $E1 \rightarrow E1$ 和 $M1 \rightarrow M1$ 的电和磁偶极-偶极的跃迁幅度, γ_{E2} 和 γ_{M2} 分别描写了 $E1 \rightarrow M2$ 和 $M1 \rightarrow E2$ 的偶极-四极的跃迁幅度. 4 个自旋极化率 γ_i 是光子电磁场与核子组分夸克的自旋的相互作用, 它们对核子的自旋结构是灵敏的^[13]. 在 γ 射线前角和后角的 Compton 散射中, 可定义前角和后角的自旋极化率:

$$\gamma_0 = -\gamma_{E1} - \gamma_{M1} - \gamma_{E2} - \gamma_{M2}, \quad (9)$$

$$\gamma_\pi = -\gamma_{E1} + \gamma_{M1} + \gamma_{E2} - \gamma_{M2}. \quad (10)$$

在 $E_\gamma < 130$ MeV, 低能展开是有意义的, 10 个极化率是实验上可测量的。

(2) 衍射理论 在 $E_\gamma > 130$ MeV, 低能展开没有意义. 根据 L'vov 的衍射理论^[11],

$$\text{Re}A_i(\nu, t) = A_i^{\text{pole}}(\nu, t) + A_i^{\text{NB}}(\nu, t), \quad (11)$$

$$\nu = \frac{s-u}{4m} = \frac{E_\gamma + t}{4m},$$

$$t = (k - k')^2,$$

其中 s , u 和 t 是 Mandelstam 的 Lorentz 不变量, k 和 k' 是入射和出射 γ 射线的四动量, E_γ 是入射 γ 射线的能量. 在 $\theta=0$ 和 π 角的散射中, $\nu=0$ 和 $t=0$, 在共振区极化率的和律可以用 $A_i^{\text{NB}}(0, 0)$ 表示, 在下面 $A_i^{\text{NB}}(0, 0)$ 简写成 A_i^{NB} :

$$\alpha + \beta = -\frac{1}{2\pi} [A_3^{\text{NB}} + A_6^{\text{NB}}], \quad (12)$$

$$= \frac{1}{2\pi^2} \int_{\epsilon_0}^{\infty} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) \frac{d\epsilon}{\epsilon^2}, \quad (13)$$

$$\alpha - \beta = -\frac{1}{2\pi} A_1^{\text{NB}}, \quad (14)$$

$$\gamma_0 = \frac{1}{2\pi m} A_4^{\text{NB}}, \quad (15)$$

$$= \frac{1}{4\pi^2} \int_{\epsilon_0}^{\infty} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) \frac{d\epsilon}{\epsilon^3}, \quad (16)$$

$$\gamma_\pi = \frac{1}{2\pi m} [A_2^{\text{NB}} + A_5^{\text{NB}}]. \quad (17)$$

(13) 式称为 Baldin 和律^[14], 其中 $\sigma_{\text{tot}}(\epsilon)$ 是总的光吸收截面. 现在评价的质子和中子的 $\alpha_p + \beta_p = 14.0 \pm 0.3$, $\alpha_n + \beta_n = 15.2 \pm 0.5$. α 和 β 可从 (13) 和 (14) 式导出. 前角自旋极化率需要圆极化光子和纵向极化靶的双极化测量, 后角自旋极化率可采用非极化测

量. 如果实验上在共振区测量了在 $\theta=0$ 和 π 角的 6 个独立的 A^{NB} , 上述 4 个和律能够得到.

(3) 实验状况 在低能, 人们已经利用非极化束和靶测量了质子和中子的电和磁偶极极化率. 质子的 $\alpha_p = 12.2 \pm 0.3(\text{stat}) \pm 0.4(\text{syst}) \pm 0.3(\text{model})$, $\beta_p = 1.8 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.4(\text{syst}) \pm 0.4(\text{model})$, 单位是 10^{-4} fm^3 . 现在 Lundin 等^[15] 在 MAX-Lab 用连续实光子, E_γ 为 55 和 66 MeV, 液体氘靶及 3 个反符合屏壁的 $25.4 \text{ cm} \times 25.4 \text{ cm} - 35.5 \text{ cm}$ NaI(Tl) 探测器测量散射的 γ 射线, 得到中子的 $\alpha_n = 9.2 \pm 2.2$, $\beta_n = 6.0 \pm 2.2$.

在共振区, MAMI 的 Kossert 等^[13, 16] 利用 $E_\gamma = 0.2 - 0.4 \text{ GeV}$ 的 γ 射线与 $\phi 4.6 \text{ cm} \times 16.3 \text{ cm}$ 的液体氢和氘靶的准自由的 Compton 散射测量 $\alpha - \beta$. 实验装置是: 用放置在离靶 60 cm 和相对入射束 136° 的 $\phi 48 \text{ cm} \times 64 \text{ cm}$ 的 NaI(Tl) 探测 Compton 散射的 γ 射线; 用放置在离靶 250 cm 和相对入射束 18° 的 $\phi 15 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ 的 30 个六角形的 NE213 液体闪烁测量反冲质子或反冲中子, 它称为 SENECA, 具有 $n-\gamma$ 脉冲形状甄别; NaI(Tl) 和 NE213 探测器表面都有禁戒带电粒子用的有机闪烁体薄层; NaI(Tl) 和 NE213 信号脉冲分别做起始和停止信号测量反冲核子的飞行时间. 实验上测得

$$\alpha_n - \beta_n = 9.8 \pm 3.6(\text{stat}) + 2.1 - 1.1(\text{syst}) \pm 2.2(\text{model}).$$

结合 Baldin 和律能得到

$$\begin{aligned} \alpha_n &= 12.5 \pm 1.8(\text{stat}) + 1.1 - 0.6(\text{syst}) \pm 1.1(\text{model}), \\ \beta_n &= 2.7 \pm 1.8(\text{stat}) + 0.6 - 1.1(\text{syst}) \pm 1.1(\text{model}). \end{aligned}$$

Kossert 和 Lundin 的结果仍有很大的差异. 现在各种理论, 如夸克模型、 π 介子云效应、衍射关系、手征袋模型和手征微扰理论等计算的结果都不同于实验结果. 在 LEGS^[14] 和 MAMI^[17] 的非极化的后角测量分别得到

$$\begin{aligned} \gamma_*(\text{LEGS}) &= 27.1 \pm 3.1, \\ \gamma_*(\text{MAMI}) &= 38.7 \pm 1.8, \end{aligned}$$

两者有显著的差异. MAMI 已经得到了在 $E_\gamma = 0.2 - 0.8 \text{ GeV}$ 的 (6) 式的积分, $\gamma_0 = -187 \pm 8(\text{stat}) \pm 10(\text{syst}) \times 10^{-6} \text{ fm}^4$ ^[7].

实验上, 两个衍射极化率 α_{Ev} 和 β_{Ev} , 两个四极极化率 α_{E2} 和 β_{E2} , 单个的自旋极化率 γ_{E1} , γ_{M1} , γ_{E2} 和 γ_{M2} 等都还没有测量, 准确的 β_p , α_n 和 β_n 仍有待测量.

5.4 核介质效应

在原子核里, 强子的性质可能有别于自由状态的, 也就是说在核介质里的强子可能改性, 这种现象称为核介质效应, 如在原子核内部产生的共振态的寿命和衰变分宽度等将不同于自由的共振态. 核介质效应可能来源于夸克部分去禁闭和手征对称性部分还原.

由于光子在原子核里有较强的穿透本领, 平均穿透的有效密度高, 所以光产生反应有利于核介质效应的研究. 这种实验有一定的难度, 必需区分其它的效应, 例如终态相互作用. 在 MAMI 实验室利用 TAPS 谱仪研究了 $A(\gamma, \pi^0 \pi^0)$ 反应, $A = {}^1\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$ 和 Pb , 发现了明显的核介质效应^[18].

5.5 寻找窄的奇异共振态

在 1950 年人们发现了 $\Delta(1232)$ 共振态, 质量差 $m_N - m_\Delta$ 用夸克自旋-自旋相互作用得到解释, 现有理论预言在核子和 Δ 间没有共振态存在. 在 1997 年利用 $pp \rightarrow p\pi^+ X^0$ 反应发现了奇异的窄宽度的中性共振态, 特别是在 π 产生阈以下, 发现了激发能为 1 004, 1 044 和 1 094 MeV, 共振宽度约 5 MeV 的共振态^[19]. 利用 $pd \rightarrow ppX^0$ 反应^[20]、光致 $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ (Bonn) 和 $\gamma n \rightarrow p\pi^- \pi^0$ (MAMI) 反应也能找到窄宽度的中性共振态.

窄宽度的中性共振态不能用 3 个价夸克 qqq 结构描述. 可解释为有色的双夸克集团, $\overline{q}^n q^m - \overline{q}^p q^r$, 及一个或两个核子与多个轻的赝标量约 20 MeV 的粒子 π' 组成.

$pp \rightarrow p\pi^+ X^0$ 和 $pp \rightarrow p\pi^+ n$ 及 $ep \rightarrow e\pi^+ X^0$ 和 $ep \rightarrow e\pi^+ n$ 反应的截面比约 10^{-3} , 产生窄宽度的中性共振态概率比较小, 实验有一定的困难. 今后在实验上, 除测量这些共振态的质量、宽度, 进一步验证它们的存在外, 还需要测量它们的自旋、宇称和衰变方式及寻找新的窄宽度的共振态等.

5.6 光子-强子相互作用中的宇称不守恒

在强子结构和反应中, 弱相互作用效应被强的和电磁的所掩盖. 由于圆极化光子在非极化质子靶

的单极化不对称 A_γ 能够过滤宇称守恒的电磁相互作用, 及由于没有带电轻子与强子交换 W^\pm 和 Z^0 产生的单极化不对称, 所以利用圆极化光子与非极化核子的 A_γ 能够研究强子结构中的弱相互作用效应. 实验上可检验 χ PT 和 $HB\chi$ PT 计算的强子弱相互作用的顶点参数 $h_{\pi NN}^1$ 和 d_{Δ}^\pm 同 A_γ 的关系.

在 Δ 共振下, 如 $E_\gamma = 200$ MeV, 测量 $\gamma \uparrow p \rightarrow \pi^+ n$ 或 $\gamma \uparrow p \rightarrow \gamma p$ 反应的 A_γ 得到强子的弱相互作用的耦合常数 $h_{\pi NN}^1$, 其中箭头表示光子是圆极化的. 对于 $\gamma \uparrow p \rightarrow \pi^+ n$ 反应, 在手征极限得:

$$A_\gamma = \sqrt{2} \cdot f_\pi (\mu_p - \mu_n) \frac{h_{\pi NN}^1}{g_A m_N} \approx \frac{h_{\pi NN}^1}{2}. \quad (18)$$

$f_\pi = 93$ MeV 是 π 衰变常数, 用 $HB\chi$ PT 估算 $A_\gamma \approx 2 \times 10^{-7}$ [21].

在 $N \rightarrow \Delta$ 跃迁中, 例如 $E_\gamma = 300$ MeV, $\gamma \uparrow p \rightarrow \pi^+ n$ 和 $\gamma \uparrow n \rightarrow p \pi^-$ 反应的 A_γ 可写成

$$A_\gamma^\pm(Q^2 = 0) = \frac{-2d_{\Delta}^\pm M_N}{C_3^V \Lambda_\chi}, \quad (19)$$

其中上标 \pm 表示质子和中子的光致 π^\pm 产生反应, d_{Δ}^\pm 是强子弱相互作用的低能标度; Λ_χ 是手征对称破缺的标度, 约 1 GeV; $C_3^V \approx 2$ 是实验上已测量的矢量流的耦合常数. 用 $HB\chi$ PT 估算 $A_\gamma^\pm \approx 10^{-6}$ [22]. 在实验上, 为了测量 A_γ 需要较高强度的光子束.

5.7 终态相互作用

终态相互作用(FSI)对于正确地描述核结构和反应过程是重要的. 光子引起的核反应适合研究反

应产物间的终态相互作用, 如在 π 和 η 产生阈附近, 利用 $\gamma d \rightarrow n p \pi$, $\gamma d \rightarrow n p \eta$ [23] 可研究核子-核子的和核子-介子的终态相互作用.

5.8 η 介子的原子核

众所周知, 早在 20 世纪 30 年代, 人们认识到原子核由中子和质子构成, 在 20 世纪 50 年代人们发现了含超子的原子核, 称为超核. 在 1985 年 Peng 预言存在 η 介子与原子核构成的束缚态, 称为 η 介子的原子核, 但后来的实验没有找到. 在 2001 年 Sokol 等人利用 $E_\gamma = 650$ 和 850 MeV 的 $\gamma^{12}C \rightarrow p(n) + {}^{11}_\eta B({}^{11}C) \rightarrow \pi^+ n X$ 反应, 声称找到了 η 介子的原子核 [24].

6 总结

SLEGS 将是品质优良的中能极化的 γ 射线, 它适应了现代核物理对电磁探针的要求. 利用 SLEGS 的极化 γ 射线与核子和原子核相互作用的 Compton 散射、单 π 和双 π 及 η 的产生反应, 研究过渡区内核子及其共振态的结构, 检验和发展非微扰 QCD 的各种理论. 它将使我国核物理研究步入国际先进行列, 也将填补国内核物理在实验上的空白. 今后相当长的时期里, 利用它可开展理论和实验上都相当活跃的丰富的前沿的研究.

致谢 作者感谢丁声耀、李华芝、段曦微、刘挺进、王书暖、于洪伟、赵凤泉和孙正军等同志给予的帮助.

参 考 文 献:

- [1] Nefkens B M K. Meson-nucleon Physics, Past, present and future[Z]. arXiv: nucl-ex/0202006.
- [2] Close F E. Light Hadron Spectroscopy, Theory and experiment[Z]. arXiv: hep-ph/0110081.
- [3] Burkert V D. Nucleon Structure in the Resonance Region [Z]. arXiv: nucl-ex/0109004.
- [4] Joo R, Smith L G, Burkert V D, et al. Q^2 Dependence of Quadrupole Strength in the $\gamma^* p \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow p \pi^0$ Transition [Z]. arXiv: hep-ex/0110007.
- [5] Beck R, Leukel R, Schmidt A. New Results and Future Plans with Real Photons at MAMI[C]. TAPS workshop VI, Krzyze, Poland, 2001.
- [6] Drell S D, Hearn A C. Exact Sum Rule for Nucleon Magnetic Moments[J]. Phys Rev Lett, 1966, 16 (20): 908.
- [7] Ahrens J, Altieri S, Annand J R M, et al. First Measurement of the Gerasimov-Drell-Hearn Integral for 1H from 200 to 800 MeV[J]. Phys Rev Lett, 2001, 87: 022003-1.
- [8] Amarian M, Auerbach L, Averett T, et al. The 2Q Evolution of the Generalized Gerasimov-Drell-Hearn Integral for the Neutron Using a 3He Target [Z]. arXiv: nucl-ex/0205020.
- [9] Ghazikhanian V, Igo G, Trentalange S, et al. Proposal to Measure $\Delta\sigma^{\gamma N}(k)$ and the High Energy Contribution to the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule[Z]. SLAC-Proposal E-159.
- [10] Schumacher M. Studies on the Electromagnetic Structure of the Nucleon by Free and Quasi-free Compton Scattering at

- MAMI[Z]. arXiv: nucl-ex/0211011.
- [11] Olmos V de Leon, Wissmann F, Achenbach P, *et al.* Low-energy Compton Scattering and the Polarizabilities of the Proton[J]. *Eur Phys J*, 2001, **A10**: 207.
- [12] Kossert K, Camen M, Wissmann F, *et al.* Quasi-free Compton Scattering and the Polarizabilities of the Neutron [Z]. arXiv: nucl-ex/0210020.
- [13] Babusci D, Giordano G, L'vov A I, *et al.* Low-energy Compton Scattering of Polarized Photons on Polarized Nucleons[J]. *Phys Rev*, 1998, **C58**: 1 013 1.
- [14] Baldin A M. Polarizability of Nucleons[J]. *Nucl Phys*, 1960, **18**: 310.
- [15] Lundin M, Adler J O, Glebe T, *et al.* Compton Scattering from the Deuteron and Neutron Polarizabilities[Z]. arXiv: nucl-ex/0204014.
- [16] Kossert K, Camen M, Wissmann F, *et al.* Neutron Polarizabilities Investigated by Quasi-free Compton Scattering from the Deuteron[Z]. arXiv: nucl-ex/0201015.
- [17] Camen M, Kossert K, Wissmann F, *et al.* Backward Spin Polarizability γ_{π} of the Proton[Z]. arXiv: nucl-ex/0112015.
- [18] Messchendorp J G, Janssen S, Kotulla M, *et al.* In Medium Modifications of the Interaction in Photon-induced Reactions [Z]. arXiv: nucl-ex/0205009.
- [19] Tatischeff B. Low Mass Exotic Baryons: Myth or reality[Z]. arXiv: nucl-ex/0207004.
- [20] Fil'kov L V. Supernarrow Dibaryon and Exotic Baryons with Small Masses[Z]. arXiv: nucl-th/0208028.
- [21] Chen J W, Ji X D. Measuring the P-odd Pion - nucleon Coupling $h_{\pi NN}^{\pm}$ in π^+ - photoproduction Production near the Threshold [Z]. arXiv: hep-ph/0011230.
- [22] Zhu S L, Maekawa C M, Sacco G, *et al.* Electroweak Radiative Corrections to Parity Violating Electroexcitation of the Δ [Z]. arXiv: hep-ph/0107076.
- [23] Elster Ch, Sibirtsev A, Schneider S, *et al.* Photoproduction of the η Meson from the Deuteron near Threshold[Z]. arXiv: nucl-th/0207052.
- [24] Sokol G A, Pavlyuchenko L N. Discovery of η -mesic Nuclei [Z]. arXiv: nucl-ex/0111020.

Researching Nuclear Physics Using SLEGS at Quark-gluon Level

SHI Zong-ren , XU Kung, XING Yu

(*Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

GU Jia-Hui, CAI Xiang-Zhou , SHEN Wen-qing

(*Shanghai Institute of Nuclear Research, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

Abstract: The proposed SLEGS (Shanghai Laser -Electron backscattering Gamma Source) will be a circular and linear polarization, new generation, high quality γ -ray source with $E_{\gamma}=0.2-0.87$ GeV. The major scientific focus of nuclear physics research at SLEGS will be investigations of the microscopic quark-gluon aspects of nucleons , nucleon resonance states and nuclei to test and develop non-perturbative QCD. Using polarized photon-induced reactions on unpolarized and polarized nucleon target such as $\gamma N \rightarrow \gamma N$, $\gamma N \rightarrow \pi N'$, $\gamma N \rightarrow \pi \pi N'$ and $\gamma N \rightarrow \eta N$ etc. and measuring the spin observables will investigate hadron spectroscopy, polarizabilities of nucleons, GDH sum rule, nuclear medium effects, finding narrow exotic structure of baryons, parity-violating photoproduction and so on.

Key words: laser -electron backscattering gamma source; circular and linear polarized γ -ray; non-perturbative QCD; polarizabilities of nucleon; GDH sum rule