

美国连续束电子加速器的能量升级到 12GeV 的科学实验设备

石宗仁[†]

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 驱动美国托马斯杰斐逊国家加速器装置(Thomas Jefferson National Accelerator Facility, 简称 JLab)的能量升级到 12GeV 的科学是研究胶子激发和色禁闭的起因,研究原子核的构件——核子是如何由夸克和胶子构成的,研究原子核的结构及寻找新物理等的一门科学. 实验设备是 12GeV 的加速器、各种超导磁谱仪及极化靶等. 在能量为 12GeV 的加速器中,将采用深度遍举过程和极化实验.

关键词 胶子激发,色禁闭,普适的部分子分布,连续束电子加速器,超导磁谱仪,深度遍举过程,极化

The experimental equipment for the 12GeV upgrade of CEBAF at JLab

SHI Zong-Ren[†]

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

Abstract The upgrade at JLab of the continuous electron beam accelerator facility to 12GeV was based on the requirements for research on gluonic excitations and the origin of quark confinement, how nucleons are built up from quarks and gluons, the structure of nuclei, and new physics. The upgraded experimental equipment includes the 12GeV accelerator, superconducting magnetic spectrometers and polarized targets.

Keywords gluonic excitations, color confinement, generalized parton distributions, continuous electron beam accelerator, superconducting magnetic spectrometer, deep exclusive processes, polarization

1 引言

核物理学是一门研究原子核性质及其结构的基础科学,是核工程的物理基础,是研究物质起源和演化的基础,也是研究星际燃料来源的基础,是理论与实验紧密结合、不断深入和发展、需要长期研究的科学. 它在国防、能源、医学、材料分析及其改性、环境科学和空间探索等方面都已发挥了重要的作用. 在 21 世纪,核物理学将面临新的机遇和挑战.

美国将核物理学作为国家级的科学,是美国技术大厦的支柱之一,也是培养人材的摇篮. 在 1979 年,美国能源部和美国国家自然科学基金委员会的

核科学咨询委员会第一次制定了核科学的长远规划 LRP (a Long range plan for nuclear science),它评估过去、展望和计划未来. 在随后的 1983、1989、1996 和 2002 年都做过 LRP. 在 1989 年的 LRP^[1]中,将标准模型(standard model,简称 SM)作为核物理学的理论基础,其中强相互作用理论是量子色动力学 (quantum chromo dynamics, QCD)它标志着核物理学新的里程碑.

在文献 [1]中,也明确地提出了原子核组成的四个层次:原子核类似于有表面振动和集体转动的液滴;原子核由核子组成;原子核由核子、介子和核子激发态等强子组成,也称为介子-重子模型(mes-

2006-03-10 收到初稿 2006-04-28 修回

[†] Email: zrshi@iris.ciae.ac.cn

on - baryon model); 原子核由夸克和胶子组成等. 前两个层次构成了低能核物理. 前三个层次统称传统核物理(conventional nuclear physics). 在夸克和胶子的层次上研究强子和原子核的性质称为现代核物理(contemporary nuclear physics). 在 2002 年的 LRP^[2] 中, 明确地提出现代核物理包含 5 个科学目标(1) 核子的 QCD 结构及其相互作用(2) 原子核的结构及其稳定性(3) 高能密度的 QCD 及热核物质的性质(4) 在核天体中元素的起源及物质的演化; (5) 寻求新物理. 美国托马斯杰斐逊国家加速器装置(Thomas Jefferson National Accelerator Facility, 简称 JLab) 是基于第一、第二和第五个科学目标.

总之, 现代核物理以标准模型为理论基础, 在夸克和胶子的层次上研究核物质的性质. 当前研究非微扰 QCD、色禁闭(color confinement) 机制以及 QCD 真空的结构是重要的科学任务. 它的研究内容已经大大地超出了传统的范围. 当然, 人们最终希望用 QCD 统一地描述强子和原子核及其在各种极端条件下核物质的性质, 它将是 21 世纪核物理学面临的机遇和挑战.

为此, 对构成核物理实验的炮弹(入射粒子束)、靶、探测器、电子学线路和数据获取及其处理程序, 以及实验方法等都提出了新的要求. 首先, 人们需要多种类型的加速器, 以提供参与电磁、弱和强相互作用的高品质的多种初级和次级粒子束(初级的如电子、质子和重离子, 次级的如 γ 射线、反质子和中微子等), 从而探知强子的电磁、弱和强相互作用方面的结构及极端条件下核物质的性质. 其中高品质电子加速器具有头等重要的作用. 这是由于电磁相互作用在理论上清楚, 可微扰计算, 大多数反应是单步过程, 具有远高于弱相互作用的强度, 以及通过调节电子转移四动量的平方(Q^2) 可改变空间和时间分辨率等优点. 借改变 Q^2 , 能够观察到在核子内组分夸克模型 CQM(constituent quark model) 和分子模型(parton model) 之间以及在原子核内 4 个层次及其间的过渡性质.

在 1956 年, Hofstadter 等人^[3] 通过电子弹性散射, 测量了质子内部的电荷和电流分布, 说明了质子不是点粒子, 而是有结构的, 由此 Hofstadter 获得了诺贝尔奖; 在 1968 年, Friedman 等人^[4] 在斯坦福直线加速器中心(Stanford linear accelerator center, SLAC) 通过电子深度非弹散射(deep inelastic scattering, DIS) 发现了质子内部有后来称为夸克的微小颗粒存在, 为此获得了诺贝尔奖; Prescott 等人^[5,6] 利

用极化电子 - 非极化靶, 测量电子极化不对称度, 证明了弱相互作用中存在中性流; 在 1983 年欧洲合作组 Aubert 等人^[7] 利用电子在原子核上的 DIS, 发现了原子核的结构不同于自由核子集体的结构, 它称为 EMC 效应; Ashman 等人^[8] 利用极化电子 - 极化靶, 测量极化不对称度, 发现了夸克对质子自旋的贡献约 20%, 而相对论 CQM 预言约 70%, 这是著名的至今仍在研究的热门课题“自旋危机”(spin crisis). 大量事实已证明, 电子是研究强子和原子核性质的强有力的探针.

在虚光子携带能量等于零的 Breit 框架中, 虚光子的波长 $\lambda = h/(2\pi Q)$, Q 越大, λ 越小, 空间分辨率也越高. 用高能量的电子能获得大的 Q 值. 由于反应截面反比于 Q^n , 一般 $n = 4$, 所以 Q 越大, 截面越小, 为补偿小截面, 需要强束流. 实验上, 由于需要采用对夸克和胶子场算符矩阵元灵敏的遍举和极化测量, 所以分别要求电子束流的占空因子(duty factor) $\sim 100\%$ (也称连续束), 以及电子自旋具有取向的极化束. 总之, 需要高能、强流、极化和连续束的电子加速器.

现在, JLab 具有 6GeV、强流、极化、连续电子束的加速器装置(continuous electron beam accelerator facility, 简称 CEBAF). 随着 QCD 的进展, 如色禁闭的流管模型被第一原理的格点(lattice) 规范 QCD 计算所证实, 新的包含丰富强子结构信息的普适的部分子分布(generalized parton distributions, GPD) 理论的出现等, 驱使人们采用 12GeV 或更高能量的 CEBAF. 目前, 由于技术上的成熟, 将 6GeV 提高到 12GeV 是现实的, 预计 2010 年即可实现. 12GeV 将为人们提供新的运动学的区域, 打开许多新的前所未有的研究窗口, 以及在已有的运动学区域提供统计不确定度小的实验数据. 在 12GeV, 将采用深度遍举过程 DEP(deep exclusive processe) 和极化实验.

本文第 2 节介绍驱动 12GeV 的核科学, 第 3 节是 JLab 的发展历史, 加速器和超导磁谱仪等的现状和未来, 在结束语中简单地介绍国际上在核物理方面正在筹建的大型加速器. 在附录 I, 简要地介绍了 SM 和 QCD, 在附录 II, 介绍了实验上相关的问题: 遍举和极化测量, 运动学变量和反应类型, 观测量和因子化定理等. 本文主要参考了 JLab 在 2004 年 6 月的“CEBAF12GeV 改进的科学和实验装置的预概念设计报告”^[9], 及有关的文献.

2 驱动 12GeV 的核科学

胶子激发和色禁闭的起因、原子核构件是如何由夸克和胶子构成的、原子核物理和检验对称性及寻找新物理等四个方面的科学动机驱动了 12GeV. 下面分别叙述它们,但着重说明前两个.

2.1 胶子激发和色禁闭的起因

通过研究胶子的性质及其在强子中的作用,能得出色禁闭的起因,而寻找和研究含有胶子自由度的混合介子(hybrids)则是重要的手段.在 JLab 新建的 D 厅里,胶子激发(gluonic excitations)合作组(简称 Glue X 组)将通过线极化的实光子与核子相互作用产生混合介子,利用密封性的谱仪测量混合介子的各种衰变产物.实验上将得到普通介子、轻夸克的混合介子、胶球(glueball)、介子分子态(meson-meson molecules)的质量谱,特别是奇异混合介子的质量谱^[9,10].

2.1.1 流管-色禁闭的起因

早在 1970 年,Nambu Y 在芝加哥大学没有发表的报告中,谈到在粒子内部夸克是由弦联系在一起的.在 1985 年,Isgur 和 Paton^[11]提出了胶子的流管(gluonic flux-tube)模型.在 1995 年,Bali 等人^[12]用格点 QCD 计算表明,介子中的正反价夸克间形成了由胶子构成的流管.图 1 表示出量子电动力学 QED 和 QCD 的场线和力同介子的正反价夸克间距的关系.图的上部分显示出 QED 单位面积的电力线数和力反比于 r^2 ,而势能将反比于 r , r 越大,势能越小.图的下部分显示出 QCD 单位面积的色力线数和力与 r 无关,势能将随 r 线性增加, r 越大,势能越大.QCD 和 QED 的性质截然不同.色禁闭起源于流管的形成,GlueX 实验将检验它是否正确.

2.1.2 普通介子的 J^{PC}

根据 CQM,在夸克和反夸克构成的普通介子中,胶子自由度被冻结了,普通介子用 $q\bar{q}$ 表示. $q\bar{q}$ 的总角动量 $J=L+S$,宇称量子数 $P=(-1)^{L+1}$,电荷共轭量子数 $C=(-1)^{L+S}$.其中 L 是正反夸克的相对轨道角动量;总自旋 $S=s_1+s_2$, s_1 和 s_2 分别是等于 $1/2$ 的正反夸克的自旋.当 $L=S=0$ 时, $J^{PC}=0^{-+}$,对应于九重赝标量介子(pseudoscalar meson) π, η, η' 和 K ;当 $L=0, S=1$ 时, $J^{PC}=1^{-+}$,对应于九重矢量介子(vector meson) ρ, ω, ϕ 和 K^* .

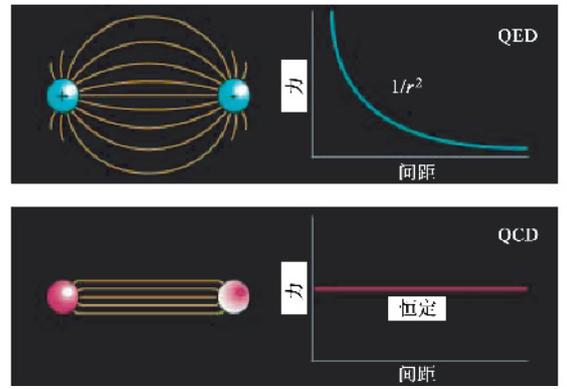


图 1 在 QCD 和 QED 中的场线和力同正反价夸克间距的关系

具有整数自旋 J ,宇称 $P=(-1)^J$ 的称为自然宇称的粒子, $P=(-1)^{J+1}$ 的称为非自然宇称的粒子.自然性(naturality)量子数 $\tau=P(-1)^J$,自然宇称和非自然宇称粒子的 τ 分别为 $+1$ 和 -1 .赝标量介子的 $\tau=-1$,矢量介子的 $\tau=+1$.

2.1.3 混合介子的 J_H^{PC}

CQM 不能描述用 $q\bar{q}g$ 表示的混合介子,它的存在表明,在低能 QCD 有价胶子自由度.流管基态的角动量 $L'=0$,最低的胶子集体激发态是 $L'=1$,它相当流管的顺时针和逆时针的两种转动态,两者的线性组合构成了 $J_G^{PC}=1^{-+}$ 和 1^{+-} 的退化态. J^{PC} 与 J_G^{PC} 耦合可得到 $q\bar{q}g$ 的 J_H^{PC} ,见表 1.

从表 1 能够看出, J_G^{PC} 与 $L=S=0$ 的 J^{PC} 耦合产生的 $J_H^{PC}=1^{-+}$ 和 1^{+-} ,在 $S=1$ 的 J^{PC} 中有其副本. J_G^{PC} 与 $S=1$ 的 J^{PC} 耦合产生的 J_H^{PC} 有两类:一类是 $\tau=-1$,如 $0^{+-}, 2^{-+}, 1^{+-}, \dots$,在 $S=0$ 的 J^{PC} 中有其副本;另一类 $\tau=+1$,如 $1^{-+}, \rho^{+-}, 2^{+-}, \dots$,在 J^{PC} 中没有副本. J_H^{PC} 与 J^{PC} 相同的称为普通的 $q\bar{q}g$,不同的称为奇异(exotic)的 $q\bar{q}g$.由此得出,奇异的 $q\bar{q}g$ 能够通过 $S=1$ 的矢量介子的胶子集体激发产生,但不能通过 $S=0$ 的赝标量介子产生.在高能,由于光子可看作是由自旋平行的虚的正-反夸克构成的矢量介子,所以它能够产生奇异的 $q\bar{q}g$.在表 1 也列出了 $L \neq 0$ 的 J_H^{PC} .

由于普通的 $q\bar{q}g$ 与 $q\bar{q}$ 能够产生组态混合,所以实验上很难区分两者.如果在实验上找到了奇异的 $q\bar{q}g$,如 $J_H^{PC}=1^{-+}$,那么 $q\bar{q}g$ 就被唯一的确定了.格点 QCD 已经预言了轻夸克 $q\bar{q}g$ 的谱及其衰变方式,

表1 J^{PC} 和 J_H^{PC}

	S	L		
		0	1	2
J^{PC}	0	0^{-+}	1^{+-}	2^{-+}
	1	1^{--}	$(0,1,2)^{++}$	$(1,2,3)^{--}$
J_H^{PC}	0	$1^{--}, 1^{++}$	$(0,1,2)^{++}, (0,1,2)^{--}$	$(1,2,3)^{--}, (1,2,3)^{++}$
	1	$(0,1,2)^{-+}, (0,1,2)^{+-}$	$(1,0,1,2,1,2,3)^{+-}, (1,0,1,2,1,2,3)^{-+}$	$(0,1,2,1,2,3,2,3,4)^{-+}, (0,1,2,1,2,3,2,3,4)^{+-}$

式,其中最低的 1^{-+} 的奇异 $q\bar{q}g$ 质量为 $1.9\sim 2.0$ GeV.图2表示在 $2.7\text{GeV}/c^2$ 以下的 $q\bar{q}$ 、胶球、 $q\bar{q}g$ 和介子分子态的质量谱.从图可以看出,在 $1.3\sim 2.7\text{GeV}/c^2$ 的区间,除奇异 $q\bar{q}g$ 具有 $0^{-+}, 1^{-+}, 2^{-+}$ 量子数外,其他的都没有,所以实验上找到具有此量子数的介子就是奇异的 $q\bar{q}g$.

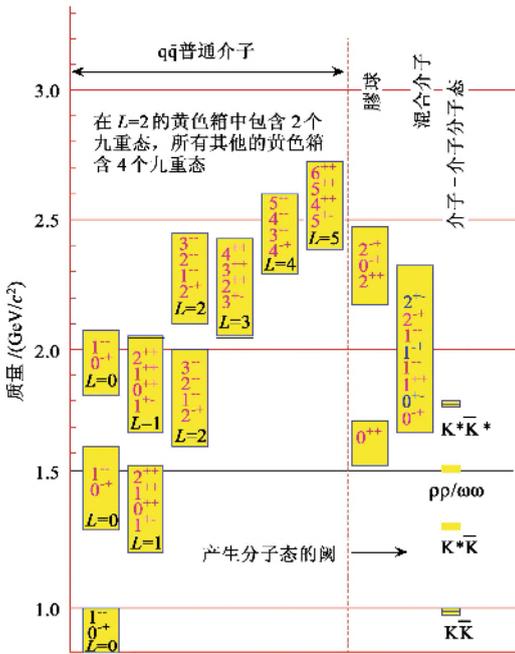


图2 普通介子、胶球、混合介子和分子态的质量谱

2.1.4 光致反应

除光子等效矢量介子外,由于能够得到高品质、高强度、线极化的光子束,所以用光致反应产生 $q\bar{q}g$,特别是奇异的 $q\bar{q}g$,是有效和现实的.光致反应

$$\gamma_{\uparrow} N \rightarrow X_{\uparrow} N',$$

$$s = (p_{\gamma} + p_p)^2,$$

$$t = (p_{\gamma} - p_X)^2,$$

其中 X 是具有确定 J^P 的 $q\bar{q}g$; \uparrow 表示 γ 射线是线极化的,及在实验上测量 X 的极化; N 和 N' 分别是初态核子和末态重子,洛伦兹标量 s 和 t 分别是在质

心系的能量和四动量转移,称为Mandelstam变量.在图3的 t 道反应中,当没有重子数交换时,可以通过交换介子或坡密子(pomeron)等实现.在小 t 时,主要是交换 π^{+13} .实验上光子和核子靶分别是线极化和非极化的,测量反冲核子(但不测其极化)并测量 X 衰变产物的角分布.通过角分布能够导出 X 的极化方向和极化度.当交换坡密子时反应截面 σ 与随 s 无关;当交换介子时 σ 随 s 增大而减少, σ 与 t 满足指数衰减关系 $\sigma \sim e^{-\alpha|t|}$.

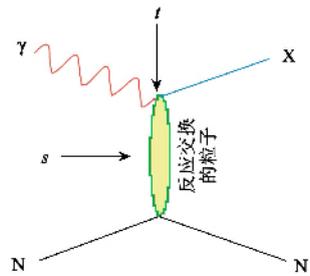


图3 光致产生混合介子的 t 道反应

2.1.5 线极化光子

使用线极化光子的意义在于通过测量 X 的极化,如果交换粒子的自然性知道了,就能知道 X 的自然性,反之亦然; X 的极化方向与光子的线极化方向是相互关联的,并与 X 的自然性有关.线极化光子的波函数为

$$|x\rangle = (|-1\rangle - |+1\rangle) / \sqrt{2},$$

$$|y\rangle = i(|-1\rangle + |+1\rangle) / \sqrt{2},$$

其中 $|-1\rangle$ 和 $|+1\rangle$ 分别是左和右手圆极化光子的本征态.在光子和 X 的三动量方向构成的产生平面里, $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 分别是在其内和与其垂直的线极化光子.由于 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 分别是左和右圆极化光子的差与和,所以它们对应的幅度分别是 $J_X \lambda_X |T| J_{\gamma} \lambda_{\gamma} J_{ex} \lambda_{ex}$ 与 $J_X \lambda_X |T| J_{\gamma} - \lambda_{\gamma} J_{ex} \lambda_{ex}$ 的差与和. J_{ex} 和 λ_{ex} 分别是交换粒子粒子的角动量和螺旋性.螺旋性定义为粒子自旋在其运动方向上的投影,其取值为 $-s$ 至 s .在相互作用顶点,根据宇称和角动量守恒, $J_X \lambda_X |T| J_{\gamma} \lambda_{\gamma} J_{ex} \lambda_{ex} \propto \tau J_X - \lambda_X |T| J_{\gamma} - \lambda_{\gamma} J_{ex} - \lambda_{ex}$ [14,15] 其中 $\tau = \tau_X \tau_{ex}$.从测量 X 的

极化,可判定 $\tau = +1$ 或 $\tau = -1$, 于是如果 X 的 τ_X 知道了, 交换粒子的 τ_{ex} 就知道了, 反之亦然. 当 t 道交换 π^+ 时, 如果 $\tau_X = -1$, X 的线极化方向与光子的线极化方向平行, 如果 $\tau_X = +1$, X 的线极化方向与光子的线极化方向垂直^[13]. 非极化和圆极化光子不具备这种性质.

2.1.6 分波分析

分析实验数据的重要工具是分波分析 PWA (partial wave analysis). 螺旋性的反应幅度能够多极展开:

$$T_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = 16\pi \sum_{J \geq \mu} (2J+1) T_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}^J(s) d_{\lambda\lambda'}^J(\theta_s), \quad (5)$$

$\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, $\lambda' = \lambda_3 - \lambda_4$, $m = \max(|\lambda|, |\lambda'|)$, 其中 $T_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}^J$ 是分波的系数; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 和 λ_4 分别是光子、N、X 和 N' 的螺旋性; J 是分波的阶数; $d_{\lambda\lambda'}^J(\theta_s)$ 是转动矩阵 $d_{00}^J(\theta_s) = P^J(\theta_s)$; 在质心坐标系中 λ 和 λ' 分别是碰撞前后总角动量在运动方向上的投影. 通过拟合角分布和各种极化观测量, 确定分波系数, 然后得到共振参数及 J^{PC} 等. PWA 具有固有的缺点: 当增加分波时, 强分波串到弱分波, 这种现象称为 Dannachie 的连续模糊性或称泄漏. 为了减少泄漏, 建立密封性、质量分辨好、允许高计数率、对各种衰变方式灵敏、效率随角度变化均匀的探测器是必要的. D 厅的探测器正是根据这些要求设计的.

2.2 原子核构件——核子的基本结构

核子是原子核的基本构件, 它的质量、自旋及相互作用性质直接取决于其内部的夸克和胶子的运动, 它可用附录(I)的(1)式描述, 研究核子结构是 QCD 的突出任务.

在 1994 年以后, Muller^[16], Ji^[17] 和 Radyushkin^[18] 等人提出了新的一般化的部分子分布函数(GPD), 它普适于硬的遍举过程, 这些过程如: 深度虚光子的康普顿散射 DVCS (deeply virtual Compton scattering), $ep \rightarrow e\gamma$; 深度虚介子产生过程 DVMP (deeply virtual meson production), $ep \rightarrow e\pi$; 深度虚光子的双轻子产生, $ep \rightarrow e\mu\mu$ 等. DVCS 和 DVMP 的手袋(handbag)见图 4, 从 DVCS 的手袋图看出, 电子发射的虚光子 γ^* 从质子击出一个夸克, 高速夸克传播距离 z 发射实光子 γ 后返回质子. 在 DVMP 中, 高速夸克发射的胶子转变成正反夸克对 $q\bar{q}$, 其中 q 返回质子, \bar{q} 与被击中的夸克形成赝标量或矢量介子.

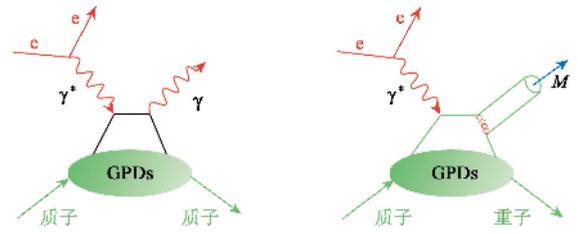


图4 DVCS 和 DVMP 的手袋图

GPD 打开了新的研究非微扰 QCD 的窗口. 它是形状因子 FF (form factor)、部分子分布函数 PDF (parton distribution functions)、分布幅度的统一. 它给出了许多新的预言: 夸克轨道角动量同 GPD 的关系; 矢量介子产生反应对胶子灵敏; 冲击参数分布能够给出纵向动量比例 x 和冲击参数 b_\perp 关联的三维图像, 称为核子的断层扫描^[19]; 通过 DVCS 和 BH (Bethe-Heitler) 相干项可以得到反应幅度的相位参数, 实现强子的全息照相^[20]; GPD 的二次矩是引力理论中的能量-动量张量形状因子等. 由于它包含了丰富的强子结构信息, 所以利用 12GeV 测量 GPD 是重点之一.

在 12GeV, 通过单举、半单举和遍举及极化测量, 研究价夸克极化的 PDF、微扰 QCD 的组分标度、强子螺旋性守恒、核子自旋结构、横动量相关的分布函数、高级 twist 效应、普适的 GDH (gerasimov drell hearn) 求和规则、夸克-强子二重性等广泛的课题.

2.2.1 一般化的部分子分布函数(GPD)

在硬反应(hard reaction)中, 夸克场算符^[21]为

$$\begin{aligned} \mathcal{O}(x) &= 1/4\pi \cdot \int dz^- \exp(xP^+ z^-) \bar{q}(-z/2) \\ &\Gamma_i W[-z/2, z/2] q(z/2) |_{z^+=0, z=0}, \quad (6) \\ \Gamma_i &= \gamma^+ \gamma^i \gamma_5 \sigma^{ij} \gamma_5, \end{aligned}$$

$$W[-z/2, z/2] = P \exp(-ig \cdot \int ds z_\mu A^\mu(sz)),$$

其中 P^+ 是强子动量的正分量; xP^+ 是激活夸克动量的正分量 $x = (x_i + x_f)/2$, x_i 和 x_f 分别是初、末态激活夸克携带强子正动量的比例; $\gamma^+, \gamma^i, \gamma_5, \sigma^{ij} \gamma_5$ 分别是矢量、轴矢量和张量的 Dirac 算符; $\bar{q}(-z/2)$ 和 $q(z/2)$ 分别是在位置 $-z/2$ 和 $z/2$ 的共轭夸克和夸克的场算符; Wilson 连线 W 保证了算符的规范不变性, 积分从 $-z/2$ 到 $z/2$, A^μ 是胶子场. 当取光锥规范时 $A^+ = 0$, Wilson 连线等于 1. 算符 $\mathcal{O}(x)$ 是用光锥坐标表示的, 光锥坐标定义为, $v^\pm = v^0 \pm v^3$, $\boldsymbol{v} = (v^1, v^2)$; 夸克 q 与其共轭夸克 \bar{q} 的间距, 即虚光子

吸收点和光子或介子的发射点的间距 z 满足光锥条件 $z^2 = 2z^+ z^- - z^2 = O(1/Q^2)$ $z^+ \sim Mx_B/Q^2$ $z^- \sim 1/Mx_B$.

夸克场算符的强子矩阵元为

$$F_i(x, \xi, t) = \int dz^- / 4\pi \exp(i x P^+ z^-) \langle p', s' | \bar{q}(-z/2) \Gamma_i q(z/2) | p, s \rangle, \quad (7)$$

其中 p, s 和 p', s' 分别表示初、末态强子的动量和自旋的极化. 在弹性散射、DIS 和 DEP 中, 矩阵元分别对应: $z = 0, p' \neq p, z \neq 0, p' = p$ 和 $z \neq 0, p' \neq p$ 三种情况. $z = 0$ 和 $z \neq 0$ 分别称为局部和非局部算符. 矩阵元可用矢量、轴矢量和张量的基展开, 在 twist-2 的层次上,

$$\Gamma_i = \gamma^+ F_i(x, \xi, t, Q^2) = 1/2P^+ [H(x, \xi, t) \bar{u} \gamma^+ u + E(x, \xi, t) \bar{u} (i\sigma^{+\alpha} \Delta^\alpha / 2m) u], \quad (8)$$

$$\Gamma_i = \gamma^+ \gamma_5, F_i(x, \xi, t, Q^2) = 1/2P^+ [\bar{H}(x, \xi, t) \bar{u} \gamma^+ \gamma_5 u + \bar{E}(x, \xi, t) \bar{u} (\gamma_5 \Delta^+ / 2m) u], \quad (9)$$

$$\Gamma_i = \sigma^{+j} \gamma_5, F_i(x, \xi, t, Q^2) = -i/2P^+ [H_T(x, \xi, t) \bar{u} \sigma^{+j} \gamma_5 u + \bar{H}_T(x, \xi, t) \bar{u} (\varepsilon^{+j\alpha\beta} \Delta_\alpha P_\beta / m^2) u + E_T(x, \xi, t) \bar{u} (\varepsilon^{+j\alpha\beta} \Delta_\alpha \gamma_\beta / 2m) u + \bar{E}_T(x, \xi, t) \bar{u} (\varepsilon^{+j\alpha\beta} P_\alpha \gamma_\beta / m) u], \quad (10)$$

其中 $2P^+ = (p' + p)^+ 2\xi = (x_f - x_i) = (p' - p)^+ / P^+, t = \Delta^2, \Delta = p' - p$. H, E 和 \bar{H}, \bar{E} 分别是自旋平均和螺旋性相关的手征偶(chiral even)的 GPD, H_T, \bar{H}_T, E_T 和 \bar{E}_T 分别是横向自旋相关的手征奇(chiral odd)的 GPD, 共 8 个 GPD. 它们是洛伦兹标量 x, ξ, t 和 Q^2 的函数. 在 Bjorken 极限, $\xi = x_B / (2 - x_B)$. ξ 和 x 的范围在 -1 和 1 之间. $-\xi \geq x \geq -1, -\xi \leq x \leq \xi$ 和 $\xi \leq x \leq 1$ 分别是反夸克区、中心区和夸克区, 中心区的 GPD 是强子内部存在介子的概率. 对于胶子可写成类似的算符和 GPD^[22].

DVCS 对夸克味量子数不灵敏, 其反应截面 $\propto Q^{-4}$. 在 DVMP 中, 产生的赝标量介子选 \bar{H} 和 \bar{E} 及其对自旋灵敏, 矢量介子选择 H 和 E 及其对自旋不灵敏, DVMP 的反应截面 $\propto Q^{-6}$ ^[23].

(1) GPD 同 PDF 和 FF 的关系

PDF 是 GPD 在 $\xi = t = 0$ 的极限, 即

$$H(x, 0, 0) = f_1(x), \bar{H}(x, 0, 0) = g_1(x),$$

$$H_T(x, 0, 0) = h_1(x), \quad (11)$$

其中 $f_1(x), g_1(x)$ 和 $h_1(x)$ 分别是在非极化、纵向和横向极化的核子中存在相应极化的夸克具有 x 的概率. 实验上 $f_1(x)$ 和 $g_1(x)$ 已经测量了. 由于 $h_1(x)$ 是手征奇的, 实验上很难测量, 人们正期待德国 GSI 未来极化质子和反质子的对撞实验.

定义 GPD 的 Mellin 矩 $= \int dx x^{n-1}$ GPD. 它将非局部夸克和胶子的场算符转换成局部算符, 便于用格点 QCD 计算. 核子电磁的 FF 可表示成 $n=1$ 的矩,

$$F_1(t) = \sum e_q \int dx H^q(x, \xi, t) \quad (12)$$

$$F_2(t) = \sum e_q \int dx E^q(x, \xi, t)$$

轴矢量和张量 FF 同 GPD 有类似的关系. 在实光子的康普顿散射中, 相应的 FF 是 GPD 的 $n=0$ 的矩:

$$R_V(t) = \sum e_q \int dx \frac{1}{x} H^q(x, \xi, t),$$

$$R_T(t) = \sum e_q \int dx \frac{1}{x} E^q(x, \xi, t),$$

$$R_A(t) = \sum e_q \int dx \frac{1}{x} \bar{H}^q(x, \xi, t), \quad (13)$$

所有的积分限从 -1 到 +1.

(2) 季向东的求和规则

当 $n=2$ 时得到季向东^[17]的求和规则:

$$J^q = \frac{1}{2} \Delta \Sigma^q - L^q = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx d\xi [H^q(x, \xi, 0) + E^q(x, \xi, 0)], \quad (14)$$

其中 $J^q, \Delta \Sigma^q$ 和 L^q 分别是味 q 夸克的总角动量、自旋和轨道角动量. 通过测量 H^q 和 E^q 能够计算出 J^q , 扣出从 DIS 实验得到的 $\Delta \Sigma^q$, 可求出 L^q . 最新的测量结果表明, 胶子对核子自旋的贡献很小^[24], 所以 L^q 对解答自旋危机是十分关键的.

(3) 冲击参数分布

冲击参数分布 IPD(impact parameter distribution) 是在 $\xi = 0, \Delta_\perp \neq 0, \Delta_\parallel = 0$ 时的 GPD 的富利叶变换^[21]. 如自旋平均的 IPD

$$H(x, b_\perp) = \int d^2 \Delta \exp(i b_\perp \Delta_\perp) H(x, \xi=0, \Delta_\perp) (2\pi)^2, \quad (15)$$

其中 b_\perp 是相对横动量中心 $R_\perp = \sum_i x_i r_{i\perp}$ 的距离, x_k 和 $r_{k\perp}$ 分别是第 k 个部分的纵向动量及其横向位置. 8 个 GPD 对应的 IPD 具有概率解释. 在图 5, 从左至右, FF 是二维 b_\perp 的函数, PDF 是一维 x 的函数, IPD 则将两者联立起来得到三维分布. 测量核子的 IPD 将使人们对核子结构有突破性的认识.

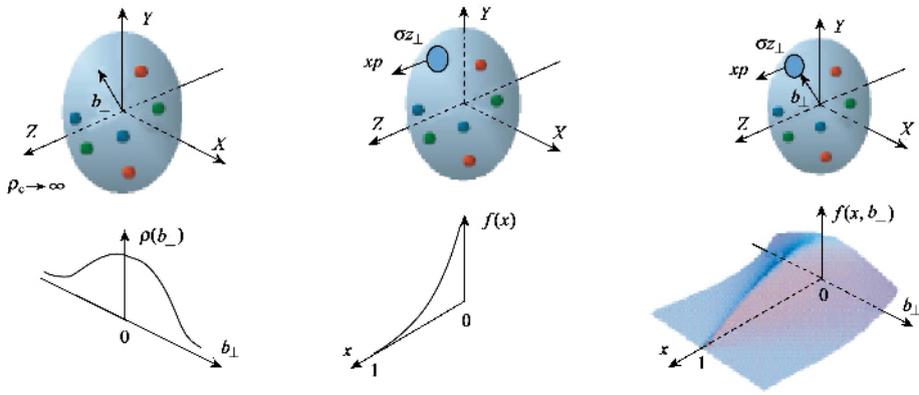


图5 FF、PDF 和 IPD 的关系

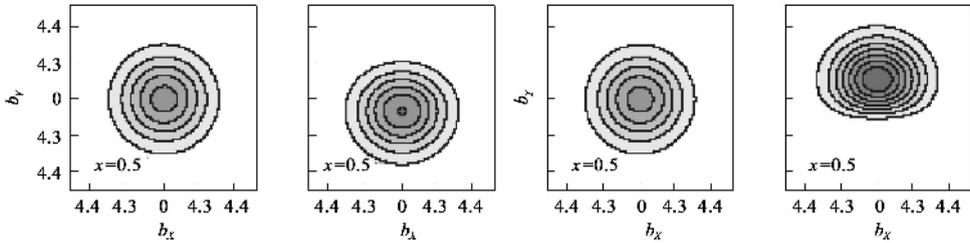


图6 在非极化和横向 X 方向极化质子中非极化夸克的 IPD

(4) IPD 的极化效应

从 IPD 得到了两种新的极化效应^[25]：

第一,在横向 X 方向极化的核子中,味 q 非极化的密度 $q_X(x, b_\perp)$ 不是轴对称的,并在 Y 方向移位. 它可写成如下形式：

$$q_X(x, b_\perp) = \mathcal{Q}(x, b_\perp) - \partial/\partial b_y [E_q(x, b_\perp)] / 2M4\pi^2, \\ E_q(x, b_\perp) = \int d^2\Delta_\perp E_q(x, 0, -\Delta_\perp) \exp(-ib_\perp \Delta_\perp) \quad (16)$$

其中 $\mathcal{Q}(x, b_\perp)$ 是在非极化核子中的非极化夸克的 IPD. 在图 6 左侧的两个图分别是在非极化和 X 方向极化的质子中,纵向动量 $x = 0.5$ 的 u 夸克的 IPD. 非极化时 IPD 是轴对称的,极化时 IPD 是非轴对称的,并在 Y 方向移位. 在图 6 右侧的两个图分别是 d 夸克对应的 IPD. d 夸克比 u 夸克的变形大,两者的移位方向相反. 平均移位和方向正比于该夸克的反常磁矩 k_q 及其符号,平均移位可表示成：

$$d_y^q = \int dx \int d^2b_\perp \mathcal{Q}(x, b_\perp) b_y \\ = 1/(2M) \int dx E_q(x, 0, 0) = k_q/2M, \quad (17)$$

其中 M 是核子的质量 $d_y^q \sim 0.2\text{fm}$.

第二,在非极化的核子中,味 q 的夸克横向极化的密度分布

$$q(x, b_\perp) = -s^i e^{ij} \partial/\partial b_j [2\bar{H}_q(x, \bar{b}) + E_T(x, b_\perp)] / 2M4\pi^2, \quad (18)$$

其中 s 是夸克自旋的分量 $i, j = X$ 或 Y . $q_i(x, b_\perp)$ 具有类似的变形. 在文献 [26] 中,明确地给出了 IPD 与横动量相关的时间反演不守恒的 PDF 的关系: $f_{1T}^+ \leftrightarrow -E'$, $h_{1T}^+ \leftrightarrow -(E'_T + 2\bar{H}''_T)$, $h_{1T}^+ \leftrightarrow 2\bar{H}''_T$, 其中 $f' = (\partial/\partial b^2) f$, $f'' = (\partial/\partial b^2)^2 f$. IPD 极化效应说明了 SSA 起源于夸克密度分布变形和位移,它是强子自旋物理的焦点之一,并有待实验上的验证.

(5) GPD 的测量方法

实验上将采用两类遍举极化实验测量 GPD. 第一类利用高 Q^2 的弹性散射和共振跃迁、高 $-t$ 值的康普顿散射和高 $-t$ 值及低 Q^2 的电产生介子等反应得到相应的 FF, 它们同 GPD 的关系见 (12) 和 (13) 式. 反应概图分别表示在图 7 中的 (a) (b) (c) 和 (d). 在图 7 (a) 中,核子内的一个价夸克吸收入射的虚(实)光子后,立刻返回核子,并迅速地将其能动量传递给其他的价夸克,最后核子获得了能动量. 在图 7 (b) 中,高能动量的夸克返回核子,使核子处在激发态. 在图 7 (c) 和 7 (d) 中,高能动量的夸克飞行距离 z 后放射一个实光子或介子并返回核子. 第一类测量将约束 GPD 在高 $-t$ 值和小 b_\perp 的行为. 第二类是利用高 Q^2 和小 $-t$ 值的 DVCS 和 DVMP 等直接地测量 GPD (见图 4).

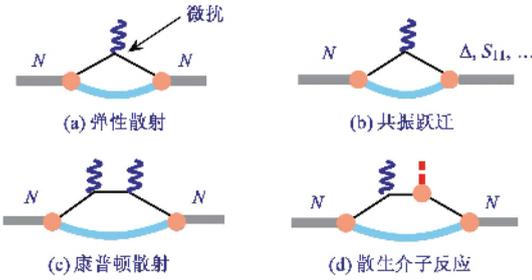


图7 形状因子反应的概图

2.2.2 大 Q^2 物理

大 Q^2 物理的内容很多,主要是研究从非微扰向微扰的过渡.以 $\mu_p G_E^p / G_M^p$ 同 Q^2 关系为例说明 Jlab 的重要成果及大 Q^2 的必要.在 $e \uparrow p \rightarrow ep' \uparrow$ 弹性极化迁移反应中,在单光子交换下,质子电磁形状因子的比 G_E^p / G_M^p 正比于反冲质子 p' 的横向和纵极化度 P_T 和 P_L ,

$$G_E^p / G_M^p = - P_T / P_L \cdot (E + E') \tan(\theta/2) (2M)^{-1}, \quad (19)$$

其中 E 和 E' 是入射和出射电子的能量 θ 是入射和出射电子间的夹角.在图8中,绿点表示 $\mu_p G_E^p / G_M^p$,它随着 Q^2 增大线性地减少,说明在质子内电荷和电流的分布不同^[27,28],其中 μ_p 是质子的磁矩.过去通过非极化的 Rosenbluth 分离方法得到的 $\mu_p G_E^p / G_M^p$ 在 1.0 附近,说明电荷和电流的分布相同.极化和非极化两种实验方法得出两种截然不同的结论,在实验和理论上产生了极大的反响.在实验上, JLab 再次用 Rosenbluth 方法测量说明过去的结果是正确的.在理论上, Guichon 等人^[29]提出了除单光子交换外还有双光子交换,双光子交换部分对非极化的结果贡献大,对极化的贡献小.目前,实验上正在测量单-双光子交换在电子散射中的比例.

现在需要知道 Q^2 等于多少 $\mu_p G_E^p / G_M^p$ 才能达到微扰 QCD 的预言值?在 12GeV Q^2 可达 14GeV^2 .

2.2.3 大 x 物理

从图12对 DVCS 的运动学复盖范围能够看出,强流 12GeV 为研究大 x 物理提供了新的机遇.根据大量非极化质子的实验数据,在 $x = 0.5-1.0$ 的区域,海夸克(sea quark)的贡献可以忽略,是一个纯的价夸克区.在该区,目的是研究价夸克和胶子的动力学,从而检验 $SU(6)$ 对称的价夸克模型、 $SU(6)$ 破缺、微扰 QCD 的强子螺旋性守恒等理论.另外,为高能强子-强子碰撞和寻找新粒子及新物理提供数据.过去在 $x > 0.3$ 的区域,由于价夸克的分布概率也很小,所以实验数据很少,即便有,数据的不确定度也很小.

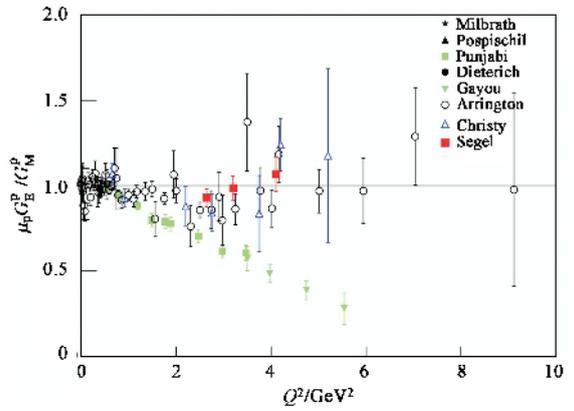


图8 G_E^p / G_M^p 同 Q^2 的关系

大,不能鉴别理论模型.图9显示出中子纵向极化不对称 A_1^n 同 x 的关系,绿点是 6GeV 的数据,红点是 A 厅计划测量的数据^[30].

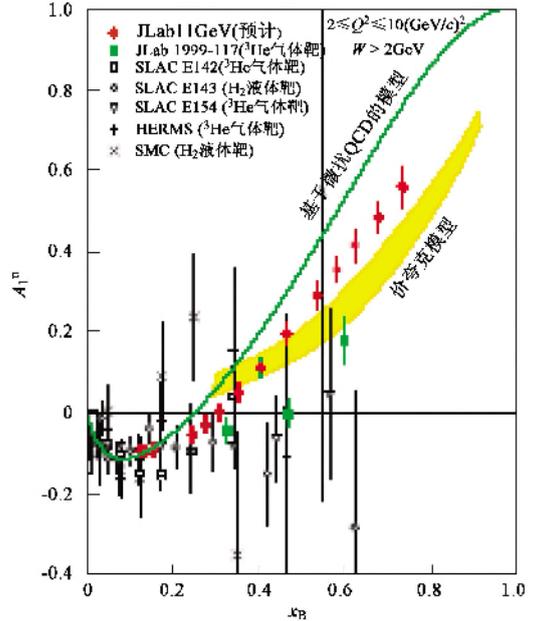


图9 A_1^n 同 x 的关系

2.3 原子核物理

原子核物理分为研究原子核本身性质和将原子核作为研究 QCD 的实验室等两个方面.前者研究强子在核介质中的改性,核子-介子自由度在什么标度是可靠的,核子-介子自由度如何过渡到夸克-胶子自由度,核子-核子相互作用中的长程($> 2\text{fm}$)张量力和短程排斥力的 QCD 基础等;后者研究色透明性,夸克强子化的时空特性,高密度夸克分布的性质等.图10表示出在原子核内两个核子重叠的概率很高,在重叠区域核子密度达到 $\sim 5-10$ 倍于正常值,它为

研究高密度和夸克部分去禁闭及中子星的性质提供了难得的条件. 实验上通过测量 $x > 1$ 的 PDF 能够认识高密度的性质.

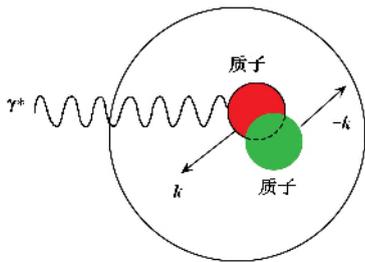


图 10 在原子核内两个核子重迭

2.4 检验对称性和寻找新的标准模型

JLab 将通过 Primakoff 效应测量轻的赝标量介子 $\pi^0, \eta, \eta' \rightarrow \gamma\gamma$ 的衰变宽度和跃迁形状因子, 研究手征自发破缺和手征反常^[31].

世界上, 通过极高能的反应寻找新粒子及新相互作用力, 和在低能比较 SM 预言的参数与测量值的偏离等两种方法检验 SM 和寻求新物理. JLab 将通过低能宇称不守恒的电弱相干散射测量质子的弱荷, 以及电弱混合角 $\sin^2\theta_w$ 与 SM 预言相比较.

3 美国托马斯杰斐逊国家加速器装置 (简称 JLab) 的状况

JLab 属于美国能源部, 由美国东南大学研究协会管理. 它是 NSAC 在 1979 年的 LRP 中优先推荐建造的占空因子为 100%、能量为 4GeV 的电子加速器, 于 1987 年在 Virginia Newport News 建造, 它是工作在液氦温度的超导射频共振腔加速电子的直线加速器, 该加速器于 1994 年夏运行, 在 1996 年电子能量提高到 6GeV. 在 2010 年电子能量将达到 12GeV, 以后能量提高到 24GeV 也是可能的. 目前, JLab 的 CEBAF 是世界上最大的超导电频率直线加速器, 它的束流品质超过了其他连续电子束加速器. 除初级电子束外, 通过纵向极化电子在重金属上的韧致辐射和在薄片晶体上的相干韧致辐射, 分别产生圆极化和线极化的实光子. 韧致辐射后的电子在磁偶极场的作用下偏转到电子焦面探测器, 电子信号与光子反应产物信号符合, 从电子能量能够确定对应光子的能量, 这种光子称为标记光子.

在 20 世纪 90 年代初, 世界上出现了连续束电子加速器, 如德国 Mainz 大学的 0.85GeV 的 MAMI (Mainz Microtron), 美国 MIT 大学的 1.1GeV 的

Bates、德国 Bonn 大学的 3.5GeV 的 ELSA (Electron Stretcher Accelerator) 及荷兰 NIKHEF (National Institute for Nuclear Physics and High - Energy Physics) 的 0.9GeV 的 AmPS (Amsterdam Pulse Stretcher). 除 MAMI 是电子感应方式实现连续束外, 其余都是贮存拉长环 (storage/ stretcher) 方式. 目前, NIKHEF 已关闭, Bates 于 2005 年结束了核物理计划, MAMI 的能量将提高到 1.5GeV, ELSA 还在运行.

3.1 加速器

6GeV 和未来 12GeV CEBAF 的结构和实验厅的布局见图 11. 经预直线加速器, 能量为 45MeV 的电子注入到 80m 长的超导直线加速段, 能量达到 0.56 GeV, 经弧形轨道 arc 进入另一个 80m 的超导直线加速段, 能量达 1.12GeV. 在 2 个直线加速段回转 5 次, 电子能量达到 5.6GeV. 在 A、B、C 3 个实验厅能同时工作, 并各自可以工作在不同的电子能量, 能量分别是 1.1、2.2、3.3、4.4 和 5.6GeV. 其束流品质为: 平均束流强度 $I = 200\mu A$, 发散度 $\varepsilon \sim 2 \times 10^{-9} m \cdot rad$, 能散度 $\sigma_E/E = 2 \times 10^{-5}$. 用极化的激光照射拉伸或非拉伸的 GaAs 光阴极, 通过光电效应产生纵向极化度 $P_e = 70\% - 85\%$ 的电子. 光子的能量及其分辨率分别为 $E_\gamma < 6GeV$ 和 $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 10^{-3}$. 电子的纵向极化度利用莫特 (Mott)、Moller 和康普顿散射极化仪测量.

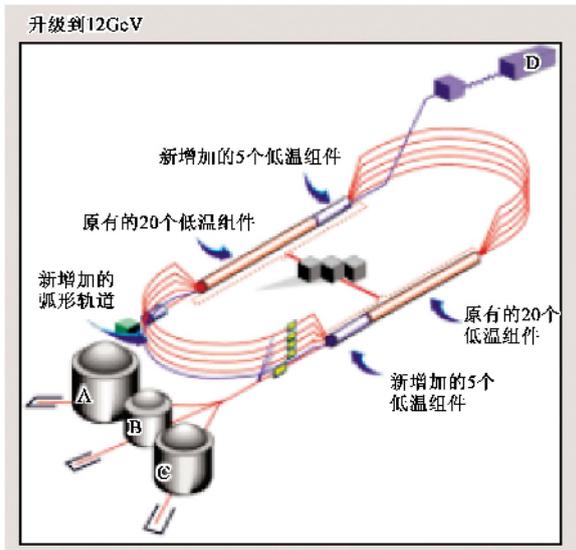


图 11 JLab 加速器的结构和实验厅的布局

美国核科学家在建造 4GeV 时, 就认识到其能量是低的, 因而在直线加速段的隧道内留有一定的空间. 刚开始运行时, 即 1994 年, 就酝酿提高能量的物理和需要的设备. 在 2001 年 2 月, 形成了之《驱动

12GeV CEBAF 的科学》白皮书. 在 2004 年 6 月, 形成了《CEBAF 12GeV 改进的科学和实验装置的预概念设计报告》^[9]. 从图 11 看出, 12GeV 是在原有的基础上, 在每个直线加速段上增加 5 个含有 8 个超导射频腔的低温组件, 增加弧形轨道的磁场强度, 改进低温站, 增加第 10 个弧形轨道, 及新的地上的实验厅 D. 在 A、B 和 C 3 个厅可同时分别地获得 2.2、4.4、6.6、8.8 和 11.0GeV 的电子. 第 10 个弧形轨道使电子再通过左侧直线加速段, 然后进入 D 厅, 电子能量达 12.1GeV. 通过 12GeV 纵向极化的电子入射到 0.02mm 厚金刚石薄片上, 通过相干韧致辐射产生 $E_\gamma = 9\text{GeV}$ 的标记的线极化光子, 其强度和线极化度分别为 10^8 光子/s 和 50%. 在 A 和 C 厅的最高束流为 $85\mu\text{A}$. 由于 B 和 D 厅采用 4π 型探测器, 束流限定为 $5\mu\text{A}$.

运动学复盖范围: 实验上能达到的 Q^2 和 x_B 的区间称为运动学复盖范围. 它依赖于加速器的能量、流强、探测器的效率及反应类型等. 范围越大能获得的信息越多. 图 12 显示出在 DVCS 中, 德国 DESY - HERMES 的 27.5GeV 正(负)电子, CERN - COMPASS 的 200GeV 中子, JLab B 厅的 6 和 12GeV 等在固定靶上的覆盖范围. 从图清楚地看出, JLab 的 12GeV 能够达到的最大 Q^2 和 x_B 分别是 9.0GeV^2 和 0.75 . 现有的 6GeV 的是 4.5GeV^2 和 0.57 , COMPASS 的是 6.5GeV^2 和 0.28 和 HERMES 的是 4.2GeV^2 和 0.23 . 显然, 12GeV 的特点是大 Q^2 和大 x_B .

3.2 磁谱仪

所有谱仪都由超导磁场系统和粒子探测系统两

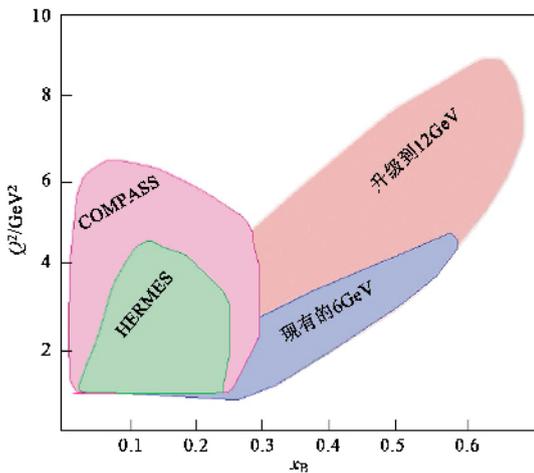


图 12 12GeV 的运动学的复盖范围

部分构成. 用于分析粒子动量的磁场形状分别是偶极、螺线管和环形等. 粒子探测系统由触发、径迹、粒子类型鉴别、能量测量等探测器组成.

现在 A 厅有两台高分辨率的谱仪, 分别用于测量散射电子和反应产生的强子; B 厅有主要用于研究强子谱学的 4π 型大接收度的谱仪; C 厅有短轨道谱仪和高动量谱仪.

为了配合 12GeV, 在 A、B 和 C 3 个厅将分别建立 3 个新的适合高计数率的满足各厅物理计划的磁谱仪. 在 A 厅建一台大角和大动量接收度的、中等动量分辨率和好的角分辨率的超导偶极四极磁谱仪, 称为 MAD (medium acceptance device), 它能同时探测电子和强子, 用于照度高达 $10^{39}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 的大 x 物理, 并进行高分辨率的 GPD 测量; 在 B 厅, 建造主要用于研究 GPD 的 CLAS12, 取代 CLAS; 在 C 厅, 建造适合 $Q^2 = 18\text{GeV}^2$ 的超高动量谱仪, 称为 SHMS (super high momentum spectrometer), 它主要用于在大 Q^2 下的 π 形状因子、色透明性、夸克强子二重性、 N^* 的形状因子等测量.

在 HRS、MAD、SHMS 等磁谱仪的焦面都可放置测量质子极化的极化仪.

3.2.1 D 厅的实验装置和探测器

在 D 厅, GlueX 的实验装置示于图 13. 从左至右, 纵向极化的电子通过钻石薄片产生线极化的实光子, 散射电子经磁偶极偏转到电子阵列探测器, 准直的线极化光子与位于探测器入口处的液态氢靶相互作用, 反应产生的带电粒子和光子被探测系统测量. 由于质心运动对产生粒子速度的增强作用, 所以靶位于磁谱仪的入口. 探测系统由后角光子禁戒探测器、中心磁谱仪、复盖角区 $< 14^\circ$ 的前角探测器等组成.

后角探测器由交替安放 18 层 1cm 厚的闪烁体和 18 层低碳钢板组成, 前 12 个钢板厚 0.635cm, 后 6

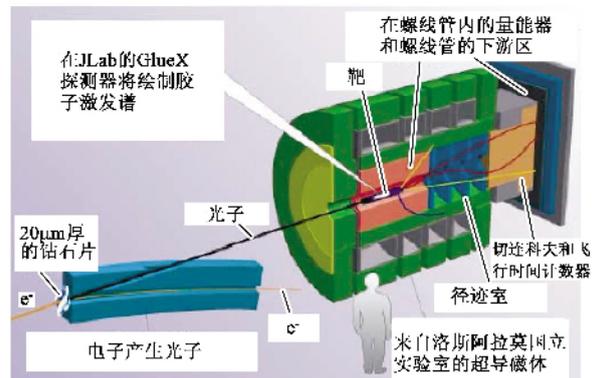


图 13 GlueX 的实验装置

层钢板厚 1.270cm,它用于禁戒反冲重子衰变向后放出的 γ 射线. 中心磁谱仪由 2T 的超导磁螺线管和各种探测组件构成. 超导螺线管内层是由铅玻璃阵列和闪烁纤维组成的桶形取样量能器,它复盖角为 $14^\circ - 138^\circ$. 量能器内分为靶区和非靶区. 在靶区 靶周围是顶点探测器 VTX(vertex system),它提供精确的接近靶的粒子径迹以及快触发和飞行时间信号,VTX 由 10 个 BC404 闪烁体片构成的圆桶形阵列. 用于定时. VTX 的外部由 3349 个麦杆(straw tube)室组成的圆柱形漂移室,用于测量粒子在 r, φ, z 3 个方向的径迹. 在非靶区是板形漂移室. 径迹探测器也提供 dE/dx 信息,用于粒子类型鉴别. 前角探测器包含用于粒子鉴别的 Cerenkov 阈值计数器和飞行时间闪烁体及测量电磁能量的 3000 个铅玻璃单元. 探测系统具有随角度变化均匀的接收度,好的 $K - \pi$ 粒子分辨,能重建各种多体终态等. 实验将在 2011—2012 年开始.

3.2.2 CLAS12 探测器

示于图 14 的 CLAS12 由中心探测器、环状电磁量能器、CO₂ 气体的高阈 Cerenkov 计数器、漂移室、前角飞行时间计数器、预簇射量能器、前角电磁量能器等组成. 在图中没有标出中心探测器的超导螺线管磁体,整个谱仪处在一个超导环型磁场内. 它探测带电粒子和光子,特点是:照度可达 $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$,适合探测前角高动量带电粒子;在较大的动量范围,借飞行时间和阈气体 Cerenkov 探测器,鉴别电子、 π 、K 和质子;在大角度探测反冲重子,可实现新的中子标记技术;对带电粒子和光子有良好的密封性,能够运行固体极化靶等.

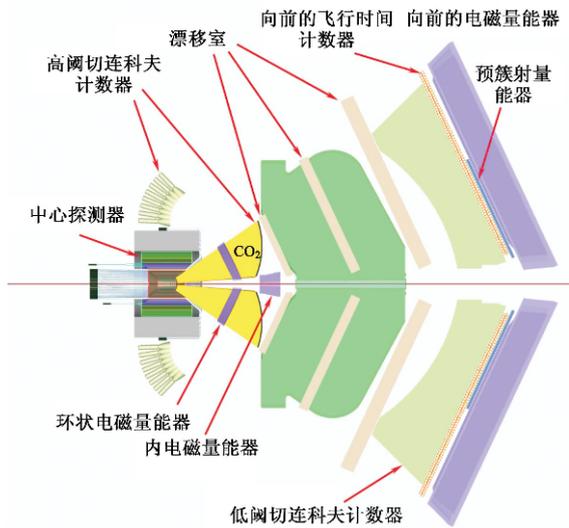


图 14 CLAS12 探测器的概图

3.3 核子靶

非极化和极化的质子靶分别采用液体氢和 NH₃ 固体靶. 由于没有自由的中子靶,将用氘和 ³He 原子核靶代替. 非极化中子靶采用液体氘和 ND₃ 固体靶,极化的采用 ND₃ 和 ³He 气体. ³He 气体靶的压力为 10atm(1atm $\approx 10^5 \text{ Pa}$),纵向和横向的极化度可达 40%,可接受的束流为 10—15 μA ,照度 $10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. 通过动力学极化的低温 NH₃ 和 ND₃ 固体靶的极化度分别为 75% 和 40%,可接受的束流 $\sim \text{nA}$,照度 $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

4 结束语

美国能源部科学办公室在 2003 年 11 月制订的《未来 20 年的科学装置展望》文件中,已将 CEBAF 提高到 12GeV 作为近期要实现的目标. 另外,用于研究奇异同位旋的原子核结构及强相互作用性质的稀少同位素加速器 RIA(rare isotope accelerator)也将在近期建成. 美国 BNL(Brookhaven National Lab)的 RHIC(relativistic heavy ion collider)提高 10 倍亮度的改进和建造主要用于研究小 x 物理的电子 - 离子对撞装置 eRHIC 分别被列入中期和后期实现. 德国的 GSI 正在筹建 30GeV 的反质子加速器及极化反质子束,从事极化反质子实验,简称 PAX(Polarized Antiproton eXperiment),它通过极化的质子和反质子的对撞研究核子的自旋物理,特别是 $h_1(x)$. 美国和欧洲正在研究和开发每年产生 10^{20} 个中微子的工厂从事中微子本身的性质及其与核子和原子核的散射研究. 这些都使核物理学的发展呈现出美好的未来.

致谢 作者感谢张焕乔院士、顾以藩研究员和周书华研究员给予的支持.

参考文献

- [1] Nuclei ,Nucleons ,Quarks Nuclear Science in the 1990's. A Long Range Plan by the DOE/NSF Nuclear Science Advisory Committee ,Dec. 1989
- [2] Opportunities in Nuclear Science. A Long Range Plan by the DOE/NSF Nuclear Science Advisory Committee , April. 2002
- [3] Meaallister R M ,Hofstadter R ,Phys. Rev. ,1956 ,102 851
- [4] Bloom E Det al. Phys. Rev. Lett. ,1969 23 930
- [5] Prescott C Y et al. Phys. Lett. B ,1978 77 347
- [6] Prescott C Y et al. Phys. Lett. B ,1979 84 524
- [7] Aubert J J et al. Phys. Lett. B ,1983 123 275

- [8] Ashman J *et al.* Phys. Lett. B, 1988, 206: 364
- [9] Pre-Conceptual Design Report (pCDR) for the Science and Experimental Equipment for the 12GeV Upgrade of CEBAF, Jefferson Lab, June 11, 2004
- [10] D. S. Carma (GlueX). The search for gluonic excitations at JLab. arXiv hep-ph/0207047
- [11] Isgur N, Paton J. Phys. Rev. D, 1985, 31: 2910
- [12] Bali G S, Schilling K, Schlichter C. Phys. Rev. D, 1995, 51: 5165
- [13] Afanasev A V, Szczepaniak A P. Phys. Rev. D, 2000, 61: 114008
- [14] Schilling K, Seyboth P, Wolf G. Nucl. Phys. B, 1970, 15: 397
- [15] Cohen-Tannoudji G, Salin Ph, Morel A. Nuovo Cimento, 1968, LVA(3) 412
- [16] Muller D *et al.* Fortschr. Phys, 1994, 42: 101; ArXiv hep-ph/9812448
- [17] Ji X. Phys. Rev. Lett, 1997, 78: 610
- [18] Radyushkin A. Phys. Lett. B, 1996, 380: 417
- [19] Burkardt M. Hadron tomography, arXiv hep-ph/0509316
- [20] Belitsky A, Mueller D. Nucl. Phys. A, 2000, 711: 118; arXiv: hep-ph/0206306
- [21] Burkardt M. Impact parameter space interpretation for generalized parton distributions, arXiv hep-ph/0207047
- [22] Muller D. Nucl. Phys. A, 2005, 755: 71; ArXiv hep-ph/0501158
- [23] Diehl M. Generalized parton distributions: recent results, arXiv: hep-ph/0512201
- [24] Bedfer Y. Direct measurement of DG/G at COMPASS arXiv: hep-ex/0601034
- [25] Burkardt M. GPD's and SSA's, arXiv hep-ph/0510408
- [26] Diehl M. Spin densities in the transverse plane and generalized transversity distributions, arXiv hep-ph/0504175
- [27] Punjabi V, Perdrisat C F, Aniol K A, *et al.* Proton elastic form factor ratios to $Q^2 = 3.5 \text{ GeV}^2$ by polarization transfer, arXiv nucl-ex/0501018
- [28] Gayou O *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 88: 092301
- [29] Guichon P A M, Vanderhaeghen M. Phys. Rev. Lett., 2003, 91: 142303
- [30] Chen Jian-ping. Neutron spin structure measurements in JLab, arXiv nucl-ex/0409027
- [31] Gan Li-ping. Chiral symmetry and electromagnetic properties of pseudoscalar mesons, CCAST WL Workshop series: Mediate energy physics and QCD, eds. Zhou Shu-Hua, Ye Yun-Xiu, Beijing, P. R. China, July 12 - 16, 2004, 165-161

附录

(I) 标准模型和量子色动力学

标准模型 SM 是基于对称群 $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 的规范理论. 它描述了强的、弱的和电磁的三种相互作用力. 力的传播子分别是 8 个有色量子数的无质量的胶子、重的 W^\pm 和 Z^0 和 1 个无质量的光子, 它们都是自旋等于 1 的矢量玻色子. SM 含有 2 个各自独立的电弱相互作用理论和 QCD 理论. SM 说明物质由自旋为 1/2 的费米子, 即三代夸克和三

代轻子组成, 它们分别是 (u, d) , (c, s) , (t, b) 和 (ν_e, e) ; (ν_μ, μ) , (ν_τ, τ) . 每个括号表示一代, 一代有两种味, 后代比前代的质量大. 夸克参于短程强的、长程电磁的、极短程弱的相互作用力和长程引力, 轻子参于后三种相互作用力. 四种力的强度比是 $1: 10^{-2}: 10^{-5}: 10^{-38}$. 在核物理学中, 引力可以忽略, 原子核的性质主要取决于强相互作用力. 参与强相互作用的粒子统称强子. 在组分夸克模型 CQM, 强子分成由三个价夸克 $qq'q''$ 组成的重子和由正-反价夸克 $q\bar{q}'$ 组成的介子, 核子是重子的一种. 夸克具有红、绿、兰三种色量子数, 但所有的强子都是色中性的, 或者说是色单态. 寻找 CQM 之外的强子, 如 $\bar{q}qg$ 、胶子球 gg 或 ggg 、五夸克态 $qqqqq\bar{q}$ 等对检验 QCD 是十分关键的.

SM 能解释大量的实验事实, 某些情况下精确到 0.1%—1%, SM 是很好的理论. 但为什么有三代费米子? 它们的差异仅仅是质量吗? 决定 CP 不守恒的动力学机制是什么? 等等 SM 不能回答的问题, 及 SM 包含了过多的自由参数, 以及明显地没有包含引力等, 所以它不是完备的理论. 新的中微子振荡实验已经证明 $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \tau$ 和 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 的跃迁确实存在, 它说明中微子有质量和 SM 之外存在新物理.

量子色动力学 QCD 是满足 $SU(3)$ 群、色局部规范不变和可重整化的夸克和胶子的强相互作用理论. 像电磁相互作用理论 QED 一样, QCD 的 Lagrangian 也具有简洁地形式:

$$L_{\text{QCD}} = \bar{q} (i\gamma^\mu D_\mu - m) q - 1/4 G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a, \\ D^\mu = \partial_\mu - ig \sum_{a=1}^8 \lambda_a A_\mu^a / 2, \\ G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf_{ajk} A_\mu^j A_\nu^k, \quad (1)$$

其中 q 和 \bar{q} 分别是 6 个味、3 色、4 个 Dirac 分量的夸克和反夸克场, a, j, k 是色量子数, μ, ν 是洛伦兹 4 分量的标号, m 是夸克质量, D^μ 是规范协变导数, A_μ^a 是胶子场, $G_{\mu\nu}^a$ 是色量子数 a 的胶子场的张量, λ_a 是 Gell-Mann 矩阵, f_{ajk} 是反对称的 $SU(3)$ 群结构常数. 由于 QCD 是非 Abelian 的, 不同于 QED, 胶子携带色荷, 而光子不带电荷, 所以存在 3 个和 4 个胶子间的相互作用, 它常常是一些特殊现象的起因, 如色禁闭. 在核子中, QCD 具有三个区域: 短距离 ($< 0.2 \text{ fm}$) 是可微扰计算的渐进自由区; 长距离 ($0.2 \text{ fm} - 0.86 \text{ fm}$) 是难计算的非微扰区; 在 $> 1 \text{ fm}$ 是夸克-胶子凝集的真空 (vacuum) 和色禁闭区. 在自然界, 没有自由的夸克, 夸克仅存在于强子内部, 这种现象称为色禁闭.

(1) 式具有极丰富的现象、结构、对称性和相图. 图 1 是以核物质的温度 T 为纵坐标和以重子密度为横坐标的 QCD 相图, 它分为重子密度等于零的真空、正常核物质、低温高密度、强子气体、夸克-胶子等离子体和超导体等相区. 从夸克-胶子去禁闭的临界温度 $T_c \sim 170 \text{ MeV}$ 起的红带表示强子至夸克-胶子等离子体的过渡区. 早期宇宙处在真空状态. 两条细箭头线分别表示 RHIC、SPS 和 AGS 实验上可研究的轨迹. RHIC (relativistic heavy ion collider) 是美国布鲁海文国家实验室的相对论重离子对撞加速器, 每核子对的能量 $E_p = 200 \text{ GeV}$; AGS (alternating gradient synchrotron) 是美国布鲁海文国家实验室的

交变梯度同步加速器, $E_p \sim 5\text{GeV}$; 欧洲核子研究中心 CERN (european organization for nuclear research) 的超级质子同步加速器 SPS (super proton synchrotron), $E_p \sim 20\text{GeV}$. QCD 相图具有极丰富的有待研究的物理内容. 在图 1 的横坐标上, 粗箭头线表示 JLab 研究的范围.

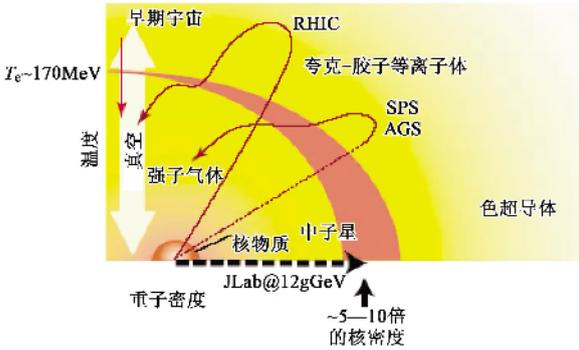


图 1 QCD 相图

(II) 实验上的相关问题

(1) 遍举测量和极化实验

在电子和强子的相互作用中, 仅测量散射的电子, 不测量反应产生的强子, 称单举测量 (inclusive), 测量散射电子和反应产物中的一个强子, 电子和强子信号符合称半单举测量 (semi-inclusive), 同时测量散射电子和反应产生的所有强子, 电子和强子信号符合, 称为遍举测量 (exclusive).

如果电子或者靶核是极化的, 或者测量出射粒子的极化, 以及它们间的各种组合, 统称为极化实验. 极化实验的类型是 (a) $eN \rightarrow eN'$ (b) $e^\uparrow N \rightarrow eX$ (c) $eN^\uparrow \rightarrow eX$ (d) $eN \rightarrow eN^\uparrow$; (e) $e^\uparrow N^\uparrow \rightarrow eX$ (f) $N^\uparrow \rightarrow eN^\uparrow$ (g) $e^\uparrow N \rightarrow eN^\uparrow$. 在反应式左边的箭头表示电子束或核子靶是极化, 在反应式右边的表示测量出射粒子的极化. (a) 称非极化 (b)、(c) 和 (d) 称单重极化 (e)、(f) 和 (g) 称双重极化. 由于横向极化电子对截面的贡献很小, $\sim m/Q$ m 是电子的质量, 所以一般不考虑电子的横向极化.

(2) 运动学变量和反应类型

通常, 取交换的虚光子的空间三动量方向为 z 轴, 它分别与入射电子、靶极化方向和出射强子方向构成了散射平面、靶极化平面和强子产生平面. 散射平面与后两个的夹角分别为 ϕ_l 和 ϕ_h . 散射电子相对入射电子的角度为 θ , 靶极化和出射强子相对 z 轴的极角分别为 θ_l 和 θ_h . 微分截面和不对称度是这些角度的函数. 在电子散射中, 洛伦兹变换下的不变量称为洛伦兹标量, 运动学标量是:

$$q^2 = (k - k')^2 = -4EE' \sin^2(\theta/2), \quad (2)$$

$$v = pq/M = E - E', \quad (3)$$

$$x_B = Q^2/2Mv, \quad (4)$$

$$W^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2Mv - Q^2, \quad (5)$$

$$\eta = E_h/v, \quad (6)$$

其中 k E 和 k' E' 分别是入射和散射电子的四动量和能量, q^2 是虚光子的能量和四动量的平方, M 是强子的质量, $Q^2 = -q^2$, x_B 称为 Bjorken 变量, W 是末态强子的质量, η 是产生强子的能量相对 v 的比例. 在 (2)–(6) 式中, 忽略了电子的质量. 在电子散射中, q^2 总是负值, 所以称其为类空的 (space-like) 散射.

电子-核子散射有四种类型: 当 $x_B = 1$, $Q^2 = 2Mv$ 称为弹性散射; 当 W 等于共振态的质量 M_R 时, $M_R^2 - M^2 = 2Mv - Q^2$, 称共振反应; 当 $Q^2 \rightarrow \infty$, $v \rightarrow \infty$ 时, 但 x_B 取 0–1 的有限值, 称 DIS; 当 $Q^2 \rightarrow \infty$, $v \rightarrow \infty$ 时, 称 Regge 反应. 在电子-原子核散射中有电子-原子核的弹性散射, 非弹性的原子核激发和巨共振, 与原子核中核子的准弹性散射、核子共振、DIS 等反应.

(3) 观测量和因子化定理

实验上可测量的微分截面和极化不对称度等统称观测量. 对于自旋等于 1/2 的电子和核子, 在单光子交换、电磁流守恒、宇称和时间反演守恒等条件下, 微分截面

$$\sigma = \sigma_0(1 + S_B A_B + S_T A_T + S_B S_T A_{BT}), \quad (7)$$

其中 σ_0 是非极化截面, S_B 和 S_T 分别是电子和核子的极化矢量, A_B 和 A_T 分别是它们的单自旋不对称度, A_{BT} 是双极化不对称度. 实验上,

$$A_B = 1/S_B(\sigma^{+0} - \sigma^{-0})/(\sigma^{+0} + \sigma^{-0}), \quad (8)$$

$$A_{BT} = 1/(S_B S_T)[(\sigma^{++} - \sigma^{--}) + (\sigma^{+-} - \sigma^{-+})]/(\sigma^{++} + \sigma^{+-} + \sigma^{-+} + \sigma^{--}), \quad (9)$$

其中第一和第二上标分别表示电子和核子的极化方向; + 和 - 表示两个相反的极化方向, ρ 表示非极化. σ 和 A 是洛伦兹标量, 是标量 v , Q^2 和 x_B 的函数.

在高能核物理中, 关键的因子化定理说明了在 twist-2 层次上反应幅度因子化成微扰计算的基本粒子间的相互作用幅度和非微扰的与强子结构有关的分布函数的卷积. 以介子产生反应 $\gamma^* N \rightarrow mN'$ 为例, 反应幅度写成

$$\sum_{ij} \int_0^1 dz \int dx f_i(x, x - x_B, z, \mu) H_{ij}(Q^2 x/x_B, Q^2 z, m) \phi_j(z, \mu), \quad (10)$$

其中 i 和 j 表示夸克味, f_i 是核子内夸克味 i 的 GPD, ϕ_j 是 j 夸克味强子化成介子的分布幅度, 它们是普适的, 与反应类型无关; H_{ij} 是微扰计算的基本粒子间的相互作用幅度. 因子化定理适用时的虚光子质量 Q^2 称为因子化的标度, 当 $Q \gg \Lambda_{QCD}$ 时, 强相互作用标度 $\Lambda_{QCD} \approx 200\text{MeV}$, 虚光子的波长很短, 它们仅与单个夸克和胶子相互作用, 这种反应称硬过程, 因子化定理适用. 在单举测量中, 因子化的标度比预想的低, $Q^2 = 1 - 2\text{GeV}^2$. 在遍举测量中, 因子化的标度远高于 $1 - 2\text{GeV}^2$, 究竟是什么原因有待研究.