

# 夸克-强子二重性综述

杨涛<sup>①②</sup>, 李家才<sup>①②\*</sup>

① 核探测与核电子学国家重点实验室, 北京 100049;

② 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049

\* 联系人, E-mail: lijc@ihep.ac.cn

2012-03-25 收稿, 2012-05-21 接受

国家自然科学基金(10675138)资助

**摘要** 利用电生介子实验测量方法研究夸克-强子二重性, 尤其在  $\sqrt{s}=2$  GeV 附近的深度非弹性条件下的单举电子核子散射实验, 是验证其共振态二重性最佳的能量区域. 本文描述了依据夸克-强子二重性来研究固定靶实验在单举反应中的共振态现象, 并描述了利用共振态的数据进行数据分析的方法. 计算了介子系统能动量、四动量、散射角等相关参数, 同时讨论了实验测量方法, 从理论与实验的角度说明了北京试验束装置上的固定靶电子散射实验是研究夸克-强子二重性的重要实验数据库.

## 关键词

夸克  
介子  
夸克-强子二重性  
散射角  
四动量

在标准模型中, 粒子最基本单元——夸克, 通过彼此间交换胶子而发生相互作用, 从而构成介子、重子等. 关于所有原子核内的夸克作用, 知之甚少. 当夸克彼此非常接近时, 他们是渐近自由的; 而当夸克到达一个大距离时, 它就统统被禁闭起来, 逃逸不出去<sup>[1]</sup>. 而在中高能的电子散射和光核反应中, 揭示出了大量有关粒子的夸克结构的性质. 光核反应又是检验强子模型的基本工具. 电生介子  $e+N \rightarrow \pi+N$  是研究强相互作用的最佳反应<sup>[2]</sup>, 在中能区, 这些反应用来研究核子共振态的性质以及“核子-介子”自由度到“强子-夸克”自由度的转换. 而用来研究核子共振态常使用长寿命介子束流, 介子与核子的相互作用为强相互作用, 反应截面大, 而且终态相互作用比较简单, 容易进行同位旋自由度的研究. 因此, 带电  $\pi$  介子诱导原子核激发的反应结果仍然为实验数据库的主要来源. 通过对共振态分波和本底贡献的参数化, 不同的研究组对  $\pi$  介子诱导反应进行了复杂的多极化分析, 这些分析仍然是当前获知核子共振态性质的主要依据. 通过比较夸克模型给出核子共振态激发谱与目前已经实验确认的激发谱, 产生了所谓的“共振缺失”问题, 即理论预测的共振态远多于实验确认

的共振态. Koniuk 和 Isgur 认为, 存在“共振缺失”的原因是对  $\pi$  介子诱导反应的分波分析排除了其他可能存在的共振态, 而确认这些共振态需要分析其他方式的诱导反应<sup>[3]</sup>. 验证这种假说最理想的做法是利用相应的其他介子诱导核子反应, 但是其他介子寿命都很短, 使得其作为二次粒子束流的可能性微乎其微, 而电磁诱导介子生成倒是研究核子共振态的一种选择. 特别是强相互作用的物理过程都是依赖于量子色动力学解释, 而当今原子核结构在量子色动力学中仍是一个挑战, 而目前的挑战是所发现的强子和核子自由度的性质不同于出现在量子色动力学的拉格朗日变换中的胶子与夸克, 为了解释该现象而引入了夸克-强子二重性, 它说明了强相互作用最基本的问题, 特别是从量子色动力学的微扰区过渡到非微扰区<sup>[4]</sup>. 在低能区和高能区之间的内在关系是夸克-强子二重性的现象, 其中一个发现是某种情况下所观察到的现象就依托于夸克自由度的解释, 或者是强子态的变量, 因此二重性建立了共振区与深度非弹性区之间的关系. 事实上, 夸克-强子二重性是布卢姆和吉尔曼在共振态和标度偏离中分析电子与核子散射时给出的. 布卢姆和吉尔曼发现在质子

能量  $W$  低的情况下单举核子结构函数  $g_2$  表示了一个标度现象,而在质心能量  $W$  高的情况下结构函数也能说明这些数据,然而夸克-强子二重性并不能解释混合部分子局域性和共振态的标度偏离<sup>[5]</sup>.因此对其数据的补充和实验的设计是实验物理学家和理论物理学家比较关心的研究领域.

定量研究夸克-强子二重性的理论是通过在约肯顿  $x$  区域的部分子动力学分析其参量,并考虑其参数的测量方法及装置.依托北京试验束装置和特有的电子加速器的能量区域,为我们做高动量跃迁下一系列的单举电子质子、电子中子散射研究,及其核子共振态测量( $s=W^2<4\text{ GeV}^2$ )提供了方便.投入运行的北京试验束装置是由北京正负电子对撞机直线加速器提供的电子束流,束流的能量可达到  $1\sim 2.5\text{ GeV}$ ,脉冲电流  $0.6\sim 1.6\text{ A}$ ,束流频率  $25\sim 50\text{ Hz}$ ,脉冲时间  $20\text{ ps}\sim 1.6\text{ }\mu\text{s}$ <sup>[6]</sup>,因此在  $\sqrt{S}=1.3\sim 2\text{ GeV}$  范围内单 $\pi$ 电致产生  $e+N\rightarrow\pi+N$  实验数据能有效证明结构函数的夸克-强子二重性理论,同时也能明晰强相互作用过程.特别是在高能下的单举反应截面  $d\sigma/dt\sim\text{s}^{-7}$  要大于变举反应.所以在单举反应的实验中, $\pi$ 介子产生靶的设计, $\pi$ 介子分类,磁谱仪和电子-核子动力学性质都是研究的对象.这些实验数据的质量将远远高于二重性发现以前的数据,是对该能区电子散射和共振态数据的有效补充.

## 1 电子散射和介子产生

电致介子产生的途径有两种:韧致辐射和康普顿背散射中实光子过程<sup>[7]</sup>,以及核子中的虚光子过程.产生韧致辐射的过程是让加速器中的电子束流撞击到一个制动器上(通常是一个薄的金属片)产生散射,同时生成韧致辐射光子;康普顿背散射则在激光辐照到加速器储存环中的电子束流上产生.康普顿背散射的优点是可以将激光的极化自由度转移到高能量的康普顿背散射光子中去,缺点是由于强激光的场强干扰,减弱了储存环中电子束流强度的积累,而不能产生高强度的光子束流.一般情况下,监测光生反应的探测器和探测散射电子的磁谱仪进行复合测量,从而获得每个反应事件所对应的单个入射光子的能量.应用韧致辐射技术的实验室有 ELSA, CE-BAF, CLAS, JLab 和 MAMI.应用康普顿背散射技术的实验室有 LEGS@BNL, ESRF@GRAAL 以及 LEPS@Spring-8,而基于北京电子直线加速器的试验

束装置就是利用韧致辐射技术中的实光子,以及核子中的虚光子作用过程来产生介子.

为了说明具体的产生原理,图 1 给出了介子电致产生的图解过程.研究强作用就是一个光子和单强子态之间的撞击.碰撞出的夸克动量是  $xp$ ,  $x$  是由轰击靶原子核,分裂部分子动量系数,而  $z$  是一个关于出射介子、光子和介子和靶的四动量,关系为  $z=(p\cdot m)/(p\cdot\gamma^*)$ .靶分裂后的部分子四动量变成了  $z=E_m/\nu$ ,虚光子分裂的部分子变成了介子.在弹性条件的限制下,  $z=1$ ,即介子吸收了光子的能量,但对于虚光子介子系统中定义  $p_\perp$  为介子的横向动量,同时规定探测到的粒子的质量为  $m_x$ ,并且在单举反应中  $W'$  和  $W$  是相同的量.由此,忽略介子质量,  $W'^2=W^2-2z\nu(m_p+\nu-|\vec{q}|\cos\theta_{qm})$ ,式中  $\nu=E-E'$ ,  $\theta_{qm}$  为实验室系下虚光子动量  $|\vec{q}|$  和出射介子动量  $|\vec{q}'|$  之间的夹角.正如一般的单举事例一样,单举中质量  $W$  的平方的本质是  $W^2=m_p^2+Q^2(1/x-1)$ .如果限定出射介子动量就是碰撞的虚光子动量,且要求  $Q^2/\nu\sim 1$ ,我们就能得出  $W'^2$  为  $W'^2=m_p^2+Q^2(1-z)(1/x-1)$ ,依赖于  $z$  和  $Q^2$  值.

在能下,期望微扰量子色动力学找到一个因式是关于虚光子夸克作用产生的夸克-强子态.也就是说,反应截面能分成两部分,一部分是夸克强子态  $f(z)$ ,另一部分是强烈的夸克光子相互作用<sup>[8]</sup>,即  $g(x,Q^2):\sigma\propto f(z)g(x,Q^2)$ .在低能下,似乎并不能解释出这种简化假设.在这种条件下,通常认为原子核就是由这些夸克组成,但并不清楚反应截面的具体物理过程.由此,为了区分靶核分裂区域的各个部分子的式子,把电子束流的能量降到了  $2.0\text{ GeV}$  以下;为了获得部分子的光谱,我们把质量范围确定在  $1.0\text{ GeV}^2<W<4.0\text{ GeV}^2$  区域,质心四动量的范围在

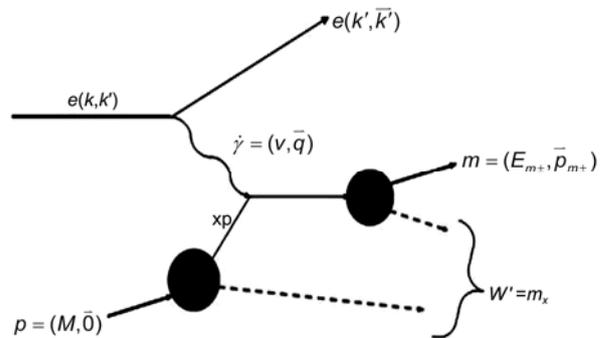


图 1 介子电致产生的图解

在这个过程中我们探测出射电子为  $e$ , 出射介子为  $m$

$0.3(\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 1.5(\text{GeV}/c)^2$ . 所以, 用结构函数来确定测量的不同反应截面  $\sigma$ , 即

$$\frac{\sigma\nu Q^4}{4\alpha E'^2} = g_2 \left[ \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + 2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{1+\nu^2/Q^2}{R+1} \right], \quad (1)$$

式中,  $\alpha$  是一个结构因子,  $\theta$  是电子散射角, 而  $E'$  为散射电子能量.  $R = \sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$  是反应截面的垂直截面与平行截面比. 而  $R$  值已在杰弗逊实验室测量. 而在  $Q^2 \geq 1(\text{GeV}/c)^2$  时共振态的  $R$  值的不确定度为  $\pm 100\%$ , 所以  $R$  值确定了结构函数  $g_2$  的数据的误差为  $2\%$ . 但对于 1969 斯坦福直线加速器实验给出了  $\omega$  (或者  $x$ ) 的定义为

$$\omega = \frac{2M\nu}{Q^2}, \quad x = \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2M\nu}. \quad (2)$$

$$2MW_1^{el}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2M} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) = \frac{Q^2}{2M\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right), \quad (3)$$

$$\nu W_2^{el}(\nu, Q^2) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right). \quad (4)$$

而(3)和(4)式中的结构函数  $2MW_1^{el}$  和  $\nu W_2^{el}$  仅仅是  $\frac{Q^2}{2M\nu}$  的函数, 这里的  $x$  是无量纲的函数. 总之, 共振结构函数的确定是由深度非弹性散射的共振态质量与在其范围的标度参量  $\omega' = 1 + W^2/Q^2$  来确定的, 这里的  $W$  是质子质量. 因此, 依据夸克-强子二重性来研究在约肯顿  $x$  下用共振态数据去拟合量子色动力学中的部分子分类函数不确定性是可行的. 从而, 在一定的动力学条件下, 所发现的强子的描述, 应如上面所述的物理图景. 所以, 介子电致产生的复杂的动力学和拟合过程描述是验证夸克-强子二重性理论的有效手段.

## 2 实验方法和动力学

### 2.1 实验装置

对单电荷散射电子而言, 电致产生过程  $ep \rightarrow \pi+n$  和  $en \rightarrow \pi+p$  的反应截面测量是获取实验数据的重要手段, 而这个实验的主要过程可在北京试验束装置(位于 10 号实验大厅)上进行. 电子束流的能量范围在 1.1~2.5 GeV, 同时电流范围在 40~500 mA 之间. 束流通过束流管道从 BEPC II 直线加速器引入 10 号实验大厅. 在束流输运线上有很多检测装置测量束流的能量、位置、流强和束流的形状. 靶上的束流宽

度约为 0.3~2 cm 可调. 在实验期间, 束流的打靶位置变化小于 0.2 mm.

试验束装置在 10 号厅, 实验靶是标准碳靶和铍靶, 束流在打靶测量前经过了一个铜箔. 为精确地决定实验的亮度必须知道靶的厚度、密度等其他方面的条件. 这些条件都影响了亮度的研究和修正. 同时, 这些分析要求靶的有效长度来决定亮度的计算. 如果束流和靶的中心在一条线上, 有效面积相当于中心靶的所有靶原子之和. 如果束流与靶心之间有个位移, 则有效长度是  $2\sqrt{r^2 - dx^2}$ , 这里的  $r$  是核的内部半径而  $dx$  是束流到靶心的偏移长度. 所以决定有效长度的因素是下面的一些条件: 提供测量的靶, 靶原子的厚度和靶的直径, 靶相对于轴的距离及束流偏离轴的距离. 确定的反应截面下的有效靶长为  $L_{\text{effic}}$  为  $5.4 \pm 0.002$  cm 长的碳靶和铍靶, 参照试验束的束流参数得知单位时间束流团密度  $N_e$  为  $5 \times 10^{11}$ , 产生靶的亮度  $^{[9]} d\zeta/dt = N_e \rho L_{\text{effic}} N_A (Z/A)$  约为  $1.33 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $N_A$  是阿弗加德罗常数,  $\rho$  是铍靶的密度 ( $1.85 \text{ g/cm}^3$ ),  $Z$  是产生靶的原子核序数(4),  $A$  是产生靶的原子量 ( $9.012 \text{ g/mol}$ ), 靶内粒子近似为点状粒子, 反应截面  $\sigma_s^{ep} = \varepsilon \sigma_o^{ep} \sim 1 \text{ pb} = 10^{-36} \text{ cm}^2$ , 而一个电子产生  $10^{-3}$  gamma(光子), 即  $\varepsilon = 10^{-3}$ , 则介子产生的截面是  $\sigma_o^{ep} = 10^{-30} \text{ cm}^2$ , 一个月有效运行的机器时间  $t$  约为  $1 \times 10^6 \text{ s}$  (考虑束流的质量与强度), 则有效机时内产生靶的总事例率约是  $N = t \times d\zeta/dt \times \sigma_o^{ep} = 1.33 \times 10^{12} \text{ event}$ , 期望每脉冲产生 1 个粒子(或长脉冲内有效计数), 在短脉冲情况下, 根据 Poisson 分布, Poisson 分布几率  $P(x=k) = \lambda^k e^{-\lambda}/k!$ ,  $\lambda$  为每脉冲粒子个数期望值;  $k$  为每脉冲可能的粒子数, 对单粒子期望值来说, 每脉冲 1 个介子的产生几率是 0.368, 双介子的几率是 0.184, 每脉冲总事例数是 0.552, 考虑磁谱仪最大探测效率是 62%, 输运效率是 50%, 有效机时内总的介子粒子数是  $2.27 \times 10^{11}$ .

由于需要磁谱仪系统筛选与探测粒子, 在此对北京试验束 2Q2D 型磁谱仪系统结构和参数说明如下. 北京试验束装置上磁谱仪能测量次级粒子的动量, 通过动量对粒子进行判选, 其硬件部分包括 2 台聚焦磁铁, 一个准直器(slit), 2 台二极磁铁(DM2), 两个闪烁光纤位置探测器(SH1 和 SH2), 一个飞行时间测量系统(TOF), 一个气体契伦克夫计数器(C1), 三个多丝正比室(MWPC)及电磁量能器(EMC)等. C1 气体契伦克夫计数器用于区分动量在 0.3~1.2 GeV/c 之

间的  $e^-$  和  $\pi^-$ , 且该契伦克夫计数器填充了气压为 1.02 atm (1 atm =  $1.013 \times 10^5$  Pa) 的二氧化碳气体, 并对电子非常灵敏. SH1 与 SH2 闪烁探测器是一维位置探测器, 三个多丝正比室 (MWPC) 是二维径迹位置探测器, 不仅可以提供粒子的位置信息, 更重要的功能是区分单双粒子. 利用径迹系统提供的三个位置信息可以准确地重建 DM2 中粒子的径迹, 进而获得粒子的动量, 准直仪决定次级粒子束的范围. 该试验束装置的动量分辨率为  $\delta = \Delta p/p$ , 即优于  $\pm 1\%$ <sup>[10]</sup>. 而该实验散射电子由飞行时间测量系统 (TOF) 和气体契伦克夫计数器 (C1) 确定, 即用单臂磁谱仪测量单举反应截面, 同时测量质心角在  $50^\circ \sim 90^\circ$  之间的散射电子, 相关理论计算将在如下的动力学分析中体现. 同时, 该实验条件下由电致产生测量的大量实验数据, 也是夸克-强子二重性分析数据的补充.

## 2.2 动力学分析

以  $\gamma + P \rightarrow N + \pi^+$  反应为例, 反应示意图如图 2 所示.

先考虑光子与质子的作用, 已知  $\gamma$  光子的动量  $E_\gamma = P_\gamma$ , 质子静止质量  $M_p$ , 出射  $\pi^+$  实验室系中的角度为  $\theta$ , 则系统的总能量  $\sqrt{S}$  和动量转移  $t$  为

$$\begin{aligned} S &= (P_\gamma + P_p)^2 = (P_\pi + P_N)^2 = 2 \times E_\gamma \times M_p + M_p^2, \\ t &= (P_\gamma - P_\pi)^2 = (P_p - P_N)^2 \\ &= -2 \times E_\gamma \times E_\pi + 2 \times \vec{P}_\gamma \times \vec{P}_\pi + M_\pi^2, \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $\vec{q} = \sqrt{E^2 - M^2}$  为四动量.

质心系相对于实验室系有沿 Z 方向运动, 根据相对论原理有

$$\begin{aligned} \beta_{cm} &= P_\gamma / (E_\gamma + M_p), \\ \gamma_{cm} &= 1 / \sqrt{1 - \beta_{cm}^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

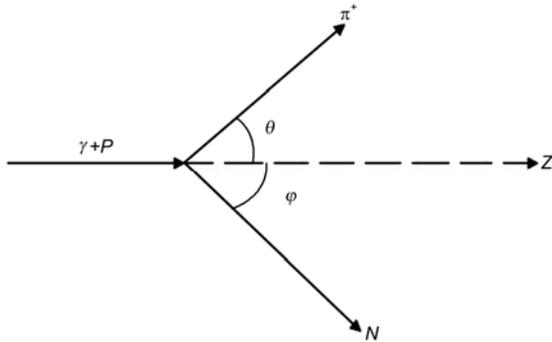


图 2 散射反应示意图

在质心系中, 根据 S 的洛伦兹不变性及能量守恒, 计算粒子的动量:

$$\begin{aligned} E_{\gamma_{cm}} &= \frac{S - M_p^2}{2 \times \sqrt{S}}, E_{p_{cm}} = \frac{S + M_p^2}{2 \times \sqrt{S}}, \\ E_{\pi_{cm}} &= \frac{S + M_\pi^2 - M_N^2}{2 \times \sqrt{S}}, \\ E_{N_{cm}} &= \frac{S - M_\pi^2 + M_N^2}{2 \times \sqrt{S}}. \end{aligned} \quad (7)$$

如果考虑在质心系中的  $\pi$  和  $\gamma$  的夹角  $\theta_{cm}$ , 将  $\pi$  的动量经洛伦兹变换转换回实验室坐标系, 分为 2 个部分, 沿 Z 轴的和与 Z 垂直方向的, 变换公式为

$$\begin{pmatrix} E \\ P_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{cm} & \gamma_{cm} \times \beta_{cm} \\ \gamma_{cm} \times \beta_{cm} & \gamma_{cm} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{cm} \\ P_{cm} \times \cos \theta_{cm} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

从而在实验室系中可计算  $\theta$  值为

$$\theta = \arctan \left( \frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}} \right). \quad (9)$$

对于角度  $\varphi$  可用同样的方法计算获得.

在电子散射的描述中, 动力学参量是  $W$  和  $Q^2$  ( $s = W^2$  和  $t = -q^2 = Q^2$ ) 表示质心系总能量的平方和四动量. 费曼图的电子散射中, 单举介子产生夸克和强子二重性可表示为<sup>[11]</sup>(图 3(a)和(b))

$$s = W^2 = (p_1 + p_3)^2 = m_p^2 + m_e^2 + 2m_p E_e^L, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} t = -q^2 &= (p_3 - p_4)^2 = Q^2 \\ &= -2m_e^2 - 2p_3 p_4 \cos \theta + 2E_3 + E_4, \end{aligned} \quad (11)$$

$$W^2 = m_p^2 + Q^2 (1 - z) \left( \frac{1}{x} - 1 \right), \quad (12)$$

这里的  $W_H^2 = M_{\text{resonance}}^2$  是夸克结合成共振态的质量,  $p_i$  和  $q$  是四动量且由电子和激发的原子决定,  $M$  是原子的质量,  $E$  表示入射电子的能量,  $E'$  表示出射电子的能量,  $\theta$  是散射角.

单举产生的优点在于在终态中标记确切的介子就能识别原子核里的单夸克种类, 使能决定系统夸克与反夸克的自旋和味. 在较低能量下能分解到一个什么程度是一个有待完善的问题, 而在单举散射的共振态中的二重性也是在研究终态中体现. 单举强子产生将是一个非常有效的研究夸克-强子二重性理论的手段. 图 4 展示了电子散射和  $\pi$ -核子反应示意图. 通过动力学计算来区分散射电子的动量和介子的动量及能量, 找出共振态的数量和散射的电子动

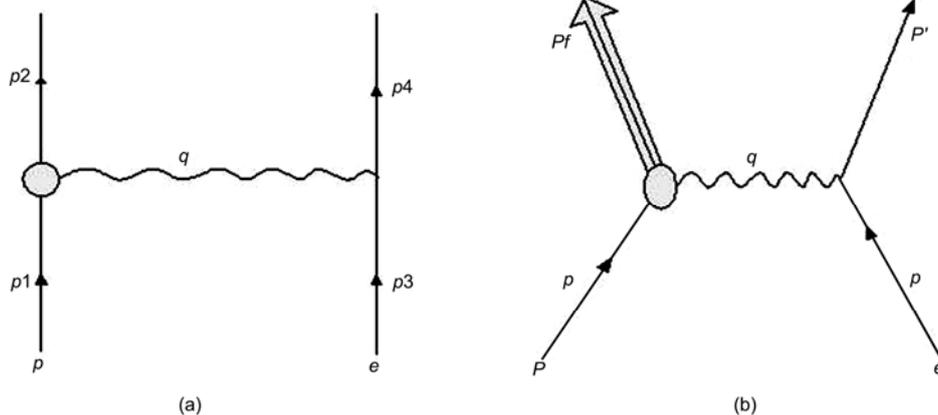


图3 e-p 散射的费曼图(a)及非弹性散射(激发共振态)(b)

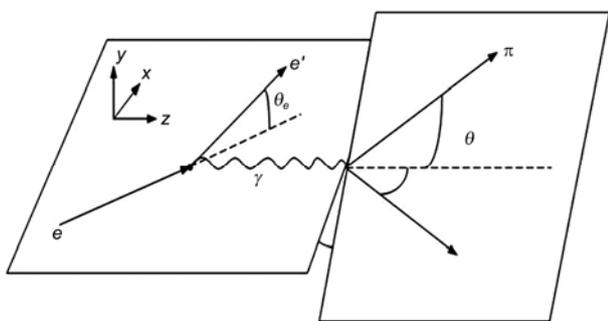


图4 电子散射和 $\pi$ -核子反应示意图

质心系相对于实验室系沿 Z 方向运动, 质心系中 $\pi$ 与入射电子的夹角为 $\theta_{cm}$ ,  $\pi$ 能经洛伦兹变换转换回实验室坐标系, 分为两部分, 沿 Z 轴方向和与 Z 轴垂直方向,  $\theta_e$ 是电子散射角

JLab 实验室通过电子撞击固定靶实验的数据与理论计算数据比较获知<sup>[12]</sup>, 夸克-强子二重性提供了解决量子色动力学中从强作用到弱作用的统一, 该理论解决了微扰量子色动力学与手征理论不能解释的强相互作用, 因此深度研究夸克-强子二重性的重要实验是在电子散射实验中确定的角度上测量 $\pi$ 介子的截面与动量. 特别是在确定能量的入射束流轰击固定的混合靶在 $\theta_{ab}, \theta_{cm}=41^\circ$ 产生 $\pi$ 的测量. 而北京试验束装置电子束的能量在 1.1~2.5 GeV 之间, 而其质心系能量在 1.445~2.67 GeV 范围, 是研究夸克-强子二重性的重要能区, 也是对 CEBAF, CLAS@JLab 实验

室在该能区 $\pi$ 介子截面测量数据的重要补充. 因此, 研究在高  $Q^2$  下高精度共振态数据显然是很有用的, 对共振态的测量是证实动力学条件下量子色动力学中标准行为的重要证据. 假如在共振态位于大约肯顿  $x$  范围的数据可知, 夸克-强子二重性的实验能作为一种手段在大约肯顿  $x$  值的区域内, 为其理论预言提供所需实验的限定方案.

### 3 总结

利用共振态中新的单举反应数据, 已是最近十年来实验验证夸克-强子二重性的重要实验手段. 从深度非弹性散射中介子和散射电子动量的大量测量数据中给出了在电子散射中二重性的精确检验. 在上述对夸克-强子二重性研究讨论得出, 通常在共振态中  $Q^2$  变大不存在大的破缺事例. 因此涉及到数据和理论讨论的时候, 基于计算的部分子结构函数能解释单个约肯顿  $x$  值对应的数据情况, 在大约肯顿  $x$  值下的讨论得到了充分的证实. 在动力学计算和基于北京试验束装置上对于电致反应  $e+N \rightarrow \pi+N$  不同反应截面测量的结果将是在 1.1~2.5 GeV 能区上更详尽的测量结果, 尤其是对靶碎片上二重性的理解符合电子散射实验, 并且是对 JLab 研究强子与二重性实验数据的重要补充<sup>[13]</sup>.

### 参考文献

- 1 Krusche B, Schadmand S. Study of non-strange baryon resonances with meson photoproduction. Prog Part Nucl Phys, 2003, 51: 399-485
- 2 Chen W, Mibe T, Dutta D, et al. A measurement of the differential cross section for the reaction  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  from deuterium. Phys Rev Lett, 2009, 103: 021301

- 3 Koniuk R, Isgur N. Where have all the resonances gone? An analysis of baryon couplings in a quark model with chromodynamics. *Phys Rev Lett*, 1980, 44: 845–848
- 4 Zhao Q, Frank E. Locality of quark-hadron duality and deviations from quark counting rules above resonance region. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 022004
- 5 Navasardyan T, Adams G S, Ahmidouch A, et al. Onset of quark-hadron duality in pion electroproduction. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 022001
- 6 李家才, 吴元明, 崔象宗, 等. BEPC 电子直线加速器束流线改进和  $e, \pi$  试验束. *高能物理与核物理*, 2004, 28: 1269–1277
- 7 韩运城. 高能光子轰击氦核产生带电  $\pi$  介子的实验研究. 博士学位论文. 兰州: 兰州大学, 2010. 13–14
- 8 Matsui K, Sato T, Lee T S H, et al. Quark-hadron duality and parity violating asymmetry of electroweak reactions in the  $\Delta$  region. *Phys Rev C*, 2005, 72: 025204
- 9 Reece M, Wang L T. Searching for the light dark gauge boson in GeV-scale experiments. *J High Energy Phys*, 2009, 7: 05112
- 10 杨涛, 李家才, 唐兴华, 等. BEPCII-LINAC 试验束次级粒子的模拟分析及质子能谱测量. *核技术*, 2011, 34: 261–266
- 11 Melnitchouk W, Ent R, Keppel C E, et al. Quark-hadron duality in electron scattering. *Phys Rep*, 2005, 406: 127–301
- 12 Qian X, Allada K, Dutta C, et al. Single spin asymmetries in charged pion production from semi-inclusive deep inelastic scattering on a transversely polarized  $\text{He}^3$  target at  $Q^2=1.4\text{--}2.7\text{ GeV}^2$ . *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 072003
- 13 Zhu L Y, Arrington J, Averett T, et al. Cross section measurements of charged pion photoproduction in hydrogen and deuterium from 1.1 to 5.5 GeV. *Phys Rev C*, 2005, 71: 044603

## A survey of quark-hadron duality

YANG Tao<sup>1,2</sup> & LI JiaCai<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049, China;

<sup>2</sup>Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

It is an important method to study the quark-hadron duality through the mesons produced by electron scattering, and the exclusive electron-nuclei scattering, under deep inelastic scattering at energy region around  $\sqrt{S}=2\text{ GeV}$ , is optimal for verifying the duality of the resonance state. This paper describes the resonance states of exclusive reaction through fixed target experiments, which is based on quark-hadron duality. The analyzing method using data from the resonance states is introduced. The characteristics of the mesons system have been calculated, including the four-momentum and scattering angle, and the experimental method is also discussed. In conclusion, it is demonstrated, theoretically and experimentally, that the fixed target electron scattering equipment on Beijing test-beam line is an important database to study the quark-hadron duality.

**quark, meson, quark-hadron duality, scattering angle, four momentum**

doi: 10.1360/972012-532