中国极化电子离子对撞机(EicC)物理及探测器设计研究

曹须^{1,2}, 陈旭荣^{1,2*}, 龚畅³, 梁羽铁^{1,2}, 刘天博⁴, 王荣^{1,2}, 肖博文⁵, 许怒^{1,2*}, 杨一玻⁶, 杨智^{1,2}, 姚德良⁷, 赵宇翔^{1,2}, 郑亮⁸

1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;
2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049;
4. 山东大学前沿交叉科学青岛研究院, 青岛 266237;
5. 华中师范大学夸克与轻子教育部重点实验室和粒子物理研究所, 武汉 430079;
6. 中国科学院理论物理研究所, 北京 100190;
7. 湖南大学物理与微电子科学学院, 长沙 410082;
8. 中国地质大学(武汉)数学与物理学院, 武汉 430074

*联系人, 陈旭荣, E-mail: xchen@impcas.ac.cn; 许怒, E-mail: nxu@impcas.ac.cn

收稿日期: 2020-07-08; 接受日期: 2020-08-05; 网络出版日期: 2020-10-13

中国科学院B类先导科技专项培育项目(编号: XDPB09)资助

摘要 核子(质子和中子的总称)大约占宇宙中可见物质总质量的99%。作为构成宇宙可见物质中的最主要成分, 核子也是研究强相互作用, 尤其是禁闭区非微扰QCD的重要实验室。电子离子对撞机(Electron Ion Collider, EIC), 被称作当代卢瑟福散射实验, 是人类认识物质世界深层次结构, 特别是核子与原子核结构的理想工具。中国极化电子离子对撞机项目设想在已开建的HIAF高能离子束的基础上升级改造中国电子-离子对撞机(EIC in China, EicC), 为我国核物理与粒子物理以及相关科学领域提供大型综合实验平台。本文综述了EicC在核子内不同味道海夸克的一维自旋味道结构、横动量依赖部分子分布函数、广义部分子分布函数测量的理论和模拟研究, 展示了EicC在以上测量中可达到的预期精度, 以及与现有测量精度的对比。另外, 本文也综述了EicC在质子质量起源、重味强子谱、核介质效应及 π 介子的内部结构等重要物理问题中的潜在贡献, 以及EicC探测器概念设计。EicC装置将有力地促进人们对核子自旋和质量的起源、夸克胶子禁闭机制等基本问题的理解。

关键词 电子离子对撞机, 量子色动力学, 核子结构, 核子自旋, 质子质量, 重味强子谱, 核介质效应

PACS: 21.10.Gv, 29.20.db, 21.90.+f, 21.10.Hw, 21.10.Dr

引用格式: 曹须, 陈旭荣, 龚畅, 等. 中国极化电子离子对撞机(EicC)物理及探测器设计研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 112005
Cao X, Chen X R, Gong C, et al. Physics and detector design of polarized Electron Ion Collider in China (EicC) (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 112005, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0258](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0258)

1 电子离子对撞机介绍

核物理学是研究在极小费米尺度下可见物质微观结构及其组成部分之间相互作用的重要物理学领域。核子以及原子核内部结构和强相互作用性质的研究是核物理学研究的前沿问题之一。随着科学研究对核子内夸克-胶子结构认识的不断深入, 核物理学让人们从新的角度去审视核子和原子核。我们可以将核子和原子核视为通过强相互作用紧密结合起来的多体复杂系统, 从而去探索在费米尺度下多体系统的特殊结构和行为。

20世纪60年代开始的美国的电子散射实验、欧洲的缪子散射实验等确定了质子具有更深层次夸克-胶子内部结构, 但是它们各自及其相互作用对核子质量、自旋等内禀属性的贡献, 人们知之甚少, 亟需更加深入的研究。

极化的电子离子对撞机(Electron Ion Collider, EIC)利用轻子作为探针扫描核子的内部结构, 是研究核子结构及强相互作用的“具有超高分辨率的立体电子显微镜”。目前美国和欧洲都在提出建设新一代EIC^[1-3], 并且已经有了一些概念设计和物理研究。美国核物理中长期规划已确定EIC是其发展的重点, 并要通过建造EIC来力争世界前沿核物理及其相关领域的领导地位。2018年7月24日, 美国国家科学院电子离子对撞机评估委员会发布了《美国电子离子对撞机科学评估报告》¹⁾: “核子质量及自旋如何产生等重大科学问题需要一个高极化率的电子和离子束流对撞机, 这个对撞机要有足够高的亮度以及足够且可调的质心系能量; 这样一个EIC装置将使美国在世界上保持核物理、加速器科学以及对撞机技术上的领导地位, 并有助于保持更广泛领域的科学领导地位。”

2 中国的电子离子对撞机概述

基于我国2050年大科学装置发展路线图的规划²⁾, 提出在强流重离子加速器装置(High Intensity heavy-ion Accelerator Facility, HIAF)基础上进行升级: 将离子束流升级成15–25 GeV的极化束流, 建设3–5 GeV高

能极化电子束流, 实现质心系能量为10–20 GeV双极化电子-离子对撞, 建设主要运行在海夸克能区的极化电子离子对撞机(Electron Ion Collider in China, EicC)。2020年2月, 《中国极化电子离子对撞机计划》以白皮书形式正式发表在《核技术》期刊^[4], 这代表了我国科学家近几年集体努力的成果和领域内的共识。本文在白皮书的基础上加以凝练, 以综述的形式概要性地介绍中国电子离子对撞机项目。本文聚焦在EicC的物理问题、科学意义和社会价值, 希望借此推动中国电子离子对撞机项目, 并促进核科学研究的发展与相关加速器等技术的进步。

EicC的总体设计方案为双极化束流, 质心能量为15–20 GeV, 亮度为 $2 \times 10^{33} - 4 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。图1为国际上电子-离子装置(包括拟建)亮度和质心系能量比较, 与中国极化电子离子对撞机相比, 美国计划中的EIC的目标聚焦在高速区域, 更有利于胶子相关的研究。图2为运动学覆盖区域比较。

在多年反复讨论的基础上, 目前, 国内外专家总结出EicC主要科学目标如下:

- (1) 核子的自旋-味道结构;
- (2) 动量空间的三维结构: 横向动量分布函数;
- (3) 核子的三维成像: 广义部分子分布函数;
- (4) 质子质量的QCD结构和重味粒子产生;
- (5) 原子核中的强子化和夸克胶子结构;
- (6) 介子的结构函数研究。

以下几节将对这些物理目标及EicC对其的重要贡献进行展开讨论, 并简要介绍EicC探测器的模拟与设计。其中物理模拟采用的EicC电子-质子束流能量分别为3.5和20 GeV, 电子-氦-3束流能量分别为3.5 GeV和40/3 GeV/u; 电子极化度为80%, 质子和氦-3的极化度为70%。

3 核子的自旋-味道结构

质子的自旋结构问题一直是一个高能核物理前沿极受关注的科学问题。半个世纪以来, 通过深度非弹性散射和其他对撞机实验, 人们发现质子内部的结构可以通过夸克和胶子的自由度来描述。20世纪80年代,

1) 美国电子离子对撞机科学评估报告http://eicug.org/web/sites/default/files/NAS_report2018.pdf.

2) 中国2050年大科学装置发展路线图规划http://www.gov.cn/jrzq/2009-06/10/content_1336915.htm.

图 1 国际上电子-离子装置(包括拟建)亮度和质心系能量比较^[4]

Figure 1 Comparison of luminosity and center-of-mass energy of the electron ion colliders (including proposed) in the world [4].

图 2 国际上电子-离子装置(包括拟建)运动学区域比较^[4]

Figure 2 Comparison of kinematic coverage of the electron ion colliders (including proposed) in the world [4].

EMC合作组利用缪轻子探针发现^[5], 质子内部所有夸克的自旋之和远不足以描述质子的自旋. 最新的实验结果表明夸克自旋的贡献大约只有质子自旋的三分之一. 当前人们对质子自旋结构的理论认识是, 质子的自旋在光锥规范下可以被分解成夸克自旋部分和胶子的自旋部分, 以及夸克轨道角动量和胶子的轨道角动量这四个组成部分. 在夸克自旋贡献中, 除了价夸克的部分, 很多实验结果还表明海夸克也具有一定的自旋结构分布. 通过高亮度双极化的深度非弹性碰撞过程, EicC不但能够提供精确测量海夸克自旋贡献的机遇, 而且能够分离不同夸克味道的贡献. 这将有助于更加深入地研究核子的自旋结构并且推动量子色动力学领域的研究探索.

借助于EicC, 能够通过高精度的实验数据去深入

研究实验上有关海夸克自旋结构的一系列有趣的问题和现象. 首先, 可以精确测量轻味海夸克($\Delta\bar{u}$, $\Delta\bar{d}$)分布不对称度. 在高精度非极化实验中, 非极化的 $\bar{u}$ 和 $\bar{d}$ 的分布被发现超出预期的不对称性^[6-9], 这暗示极化轻味海夸克也应该具有相应的不对称性分布^[10-12]. 值得一提的是, 美国布鲁克海文实验室利用质子-质子对撞探测W玻色子末态产额的单自旋不对称性, 发现极化的质子内 $\Delta\bar{u}-\Delta\bar{d}$ 在 $0.05 < x < 0.25$ 区域大于零^[13]. 对于极化轻味海夸克的不对称性, EicC可以提高测量精度并扩大探测的运动学区域, 由此精确检验相关理论预言. 其次, 还可以探究奇异(s)夸克的极化分布和其对质子自旋贡献问题. 基于SU(3)味对称性的假设, 通过对深度非弹性散射数据进行分析^[14,15], 可以发现极化的奇异夸克对质子自旋的贡献约为-0.1. 但是, 由于一些实验条件的限制, 通过半单举深度非弹性散射实验直接测量奇异夸克的极化分布还有一定的困难^[16,17]. 此外, 奇异夸克分布函数是否随着x的变化而改变符号也是一个受关注的有趣的研究课题^[18].

如果在双极化电子-核子散射中只测量末态电子, 通常在实验上测量到的结构函数在夸克部分子模型中可以被表述为 g_1 结构函数, 如式(1)所示.

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [\Delta q(x, Q^2) + \Delta \bar{q}(x, Q^2)], \quad (1)$$

这里对 q 求和只考虑轻味夸克 u, d, s 的贡献. 通过SU(3)味对称性的假设, 可以在夸克-部分子模型中抽取各种轻味夸克的极化分布函数. 然而, 这种方法较强烈地依赖模型的假设和输入, 同时该方法对不同味道夸克贡献的分离能力不强. 另外一个更好的途径是通过半单举过程^[19]从实验数据中提取更精确的夸克和强子的味道信息. 在半单举过程中, 质子中的一个夸克被电子辐射出的虚光子击打出来, 由此脱离质子的束缚并产生一簇由末态强子组成的喷注. 如果测量末态强子的分布, 只需在计算过程中加上描述喷注中强子产生过程的强子碎裂函数即可. 由于末态中强子的产生依赖于初态被击打出来的夸克的味道, 因此该过程的研究可以提供一种更好的标记初态夸克味道的方法. 具体来说, 如果在半单举过程中标记一个 π 介子或者K介子, 能够提高实验测量对不同味夸克的敏感度.

通过正负电子湮灭和深度非弹性散射等实验, 人们对不同强子碎裂函数已经有了较为深入的认识. 而

且, 全球相关数据的拟合同时包含双极化单举和半单举深度非弹性散射的数据. 因此, 在研究极化夸克分布函数的同时, 还能更全面地研究不同的强子碎裂函数. 如果把强子碎裂函数作为输入, 可以从大量的双极化的半单举过程的散射数据中较为完全地分解进而抽取各种味道的夸克和反夸克极化分布函数.

图3和4很好地展示了EicC上双极化半单举过程的数据对于不同味极化夸克分布的测量精度能产生的重要影响. 在这两幅图中, 三角形数据点标记的是EicC上预期能测量的数据点. 当前NNPDF合作组^[20]对全球数据分析所给出的误差区域由淡蓝色的区域给出. 与之相比, EicC双极化半单举过程(包括电子-质子、电子-氦-3散射)能够明显地提高测量的精度. 若对半单举过程的数据进行一阶分析(Leading Order), 在图中采用红

图3 质子中极化的价夸克分布函数的EicC预期测量精度与当前NNPDF合作组给出的拟合结果的比较. 其中, 分图(a)和(b)分别对应上夸克和下夸克的结果^[4]

Figure 3 Comparison of the projected EicC precision of the polarized valence quark distribution in the proton with the fitted result from NNPDF collaboration, where the subfigures (a) and (b) correspond to the results for the up quark and the down quark, respectively [4].

色的区域来标记所得到的测量精度. 在这两幅图中, 对于电子-质子和电子-氦-3对撞过程, 计算中采用的积分亮度均为 50 fb^{-1} .

特别值得一提的是, 得益于高精度的数据所带来的对统计误差的影响, 图4中EicC在海夸克的极化分

图4 质子中极化的海夸克分布函数的EicC预期测量精度与当前NNPDF合作组提供的拟合结果的比较. 其中, 分图(a), (b)和(c)分别对应反上夸克, 反下夸克和奇异夸克的结果^[4]

Figure 4 Comparison of the projected EicC precision of the polarized sea quark distribution in the proton with the fitted result from NNPDF collaboration, where the subfigures (a), (b) and (c) represent the results for the up anti-quark, down anti-quark and strange quark, respectively [4].

布的测量方面拥有很明显的优势. 要达成这一重要的物理目标, 不仅需要与之对应的对撞能量和高亮度的加速器设计, 还需要能覆盖全方位角以及具备末态粒子种类鉴别能力的探测器.

4 动量空间的三维结构: 横向动量分布函数

要全面理解核子的自旋结构, 在精确测量夸克的-维极化分布函数得到其自旋贡献的基础上, 还需要获取其轨道角动量分布的信息. 这要求对夸克在核子内的横向分布进行测量. 横动量依赖的部分子分布函数(TMD)可以看作是对-维纵向分布函数的推广, 它描述了夸克在动量空间的三维分布. 如果考虑自旋自由度, 极化的TMD可以反映夸克横动量与自身或核子自旋之间的关联, 从而揭示更为丰富的核子自旋味道结构信息.

半单举深度非弹散射(Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering, SIDIS)是测量TMD的最重要的反应过程之一. 在单光子交换近似下, 其微分散射截面可以由18个结构函数表示, 分别对应于电子核子不同的极化组合和末态的方位角分布^[21]. 类似于单举深度非弹散射过程, 虚光子较大的离壳度 Q 提供了获取核子内部分子分布结构的探针. 而末态探测到的强子、 π 介子或K介子等的横动量 p_T 提供了一个可变化的动量标度. 在流碎裂运动学区间, 可以近似认为末态强子是由核子中的夸克吸收了电子发射的虚光子获得能动量后碎裂

产生. 在 p_T 相对于 Q 很小的情况下, 末态强子的横动量分布敏感于夸克的横动量分布. 此时, 可以基于TMD因子化将结构函数表示为横动量依赖的分布函数和碎裂函数的卷积, 从而提取TMD. 如表1所示, 领头扭度可以定义八个不同的夸克TMD. 如果不考虑夸克的横动量, 表中只有对角线上三个黑色的分布函数: f_1 , g_{1L} 和 h_1 是非零的, 也就是前面介绍的三个-维分布函数. 表中两个红色的分布函数: Sivers函数和Boer-Mulders函数, 是朴素时间反演为奇(T-odd)的分布函数. 在量子色动力学中, 它们的存在源于连接不同时空点夸克场算符的Wilson线, 以保证规范不变性^[22], 物理图像上体现为末态或初态相互作用^[23,24]. 因子化定理指出在SIDIS和Drell-Yan过程中由于Wilson线的反向, 夸克的Sivers函数和Boer-Mulders函数会改变一个符号^[25]. 因而对它们的精确测量是对强相互作用理论的一个重要检验.

在过去近20年间有多个实验组对这些TMD进行了探索, 如HERMES, COMPASS和JLab等. 除非极化的TMD外, 迄今研究最多的是Sivers函数. 在实验上, 人们可以通过测量核子横向极化的SIDIS过程中的一个单自旋不对称度来提取Sivers函数. 非零的结果已经在多个实验中得到了验证^[26,27], 为理解核子结构提供了重要信息, 但是与精确提取还相距甚远, 特别是对海夸克的分布还知之甚少^[28]. EicC的运动学区间为测量海夸克的分布提供了机遇. 利用电子束和离子束的不同极化组合, 可以对SIDIS过程的所有结构函数进行

表 1 领头扭度夸克横动量依赖的分布函数. 外部黑色箭头代表核子自旋方向, 内部红色箭头代表夸克自旋方向, U, L, T分别代表非极化、纵向极化和横向极化^[4]

Table 1 Leading twist TMDs. Outer black arrows indicate the nucleon spin, and inner red arrows show the quark spin. U, L, and T represent unpolarized, longitudinal polarized and transverse polarized, respectively [4]

TMDs		夸克极化(Quark polarization)		
		U	L	T
核子极化 (Nucleon polarization)	U	f_1 Unpolarized		$h_1^\perp$ Boer-Mulders
	L		g_{1L} Helicity	$h_{1L}^\perp$ Longi-transversity
	T	$f_{1T}^\perp$ Sivers	g_{1T} Trans-helicity	h_1 Transversity $h_{1T}^\perp$ Pretzelosity

测量. 为分离不同味道夸克的贡献, 需要测量不同末态强子(如 π 介子和K介子等)的产生过程, 并同时结合质子束流和氦-3束流的数据. 图5给出了EicC对Sivers函数测量的模拟结果. 在模拟中采用了积分亮度为 50 fb^{-1} 的电子-质子散射数据和 50 fb^{-1} 的电子-氦-3散射数据. 由于奇异夸克s(或反奇异夸克 $\bar{s}$)是K介子的价夸克组分, 对K介子SIDIS产生过程的测量可以有效地分离奇异夸克与其他轻味夸克的贡献. 然而, 世界上现有的极化SIDIS产生K介子的数据在数量和精度上都有限, 并且其覆盖的运动学范围只有一小部分处在流碎裂区间以用于提取TMD. 这使得人们对奇异夸克的Sivers函数的了解还几乎为零^[28]. 相比于世界上现有的SIDIS实验, EicC可以在流碎裂运动学区间提供高统计精度的K介子SIDIS产生过程的数据, 从而对获取奇异夸克TMD具有不可替代的作用. 结合 π 介子SIDIS产生的数据, 可以分离全部轻味夸克: u, d, s, $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$ 的贡献.

结合EicC对海夸克测量和当前正在运行的JLab-12对价夸克测量与未来US-EIC对胶子测量, 可以获得核子内夸克胶子的横动量分布及其与自旋味道关联的完整信息. 此外, 它们对运动学区更完整的覆盖为研究TMD的演化效应提供了良好的实验基础.

5 核子三维成像: 广义部分子分布函数

另外一组描述核子三维结构的分布函数为广义部分子分布(Generalized Parton Distributions, GPD)^[29-33]. 在领头扭度下每种味道夸克或胶子存在八种类型的GPD函数(如表2所示). 其中四种为手征偶的GPD, 另外四种为手征奇的GPD. GPD函数(比如 H)对 t 变量的傅里叶变换, 在偏差度(Skewness) ξ 为零时就是三维的部分子分布函数(比如 $f(x, \mathbf{b}_T)$), 它们直接描述了核子内部夸克在二维横向坐标空间和一维纵向动量空间中的分布.

GPD函数除了与横向空间中夸克的分布息息相关以外, GPD函数测量有助于人们理解质子自旋的起源. 现代理论物理研究表明, 质子的自旋源于夸克的总角动量和胶子的总角动量. 并且, 夸克的总角动量由夸克的自旋和夸克的轨道角动量组成. 用公式表示如下:

$$\frac{1}{2} = J_q + J_g = \frac{1}{2} \Delta \Sigma + L_q + L_g. \quad (2)$$

图5 三维夸克分布函数——Sivers函数的投影模拟. 灰色区域代表对世界上已有实验数据的拟合结果. 红色区域代表加入了EicC模拟数据后的拟合结果. 这里EicC的数据只包含了统计误差. 其中, 分图(a), (b)和(c)分别对应上夸克, 下夸克和奇异夸克的结果^[4].

Figure 5 Projection of the 3-dimensional Sivers TMD function for quarks. Here only statistical error is shown. The grey bands represent fitted results to the current world data, and the red are the fitted results including EicC simulated data where the subfigures (a), (b) and (c) represent the results for the up quark, down quark and strange quark, respectively [4].

表 2 八种类型GPD函数以及它们所对应的部分子极化和核子极化的关联**Table 2** Eight type GPDs and their corresponding descriptions on the correlations between parton polarization and nucleon polarization

GPDs	夸克极化		
	U	L	T
U	H		$\tilde{E}_T = 2\tilde{H}_T + E_T$
核子极化 L		$\tilde{H}$	$\tilde{E}_T$
T	E	$\tilde{E}$	$H_T, \tilde{H}_T$

Ji^[34]指出了夸克(胶子)总角动量为其GPD函数的二阶梅林矩的二分之一:

$$J_{q,g} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx x [H_{q,g}(x, \xi, 0) + E_{q,g}(x, \xi, 0)]. \quad (3)$$

所以GPD函数的测量可以提供各类夸克和胶子的总角动量. 再结合对夸克自旋的测量, 可以了解夸克的轨道角动量对质子自旋的贡献.

另外, 对GPD函数 H 的精确测量还可以研究核子的力学性质. 核子最基本的力学性质可以通过其能动量张量的引力形状因子来表征. 引力形状因子之一 $d_1(t)$ 是夸克所受到的切向应力空间分布的傅里叶变换, 包含核子内部压力分布的信息. 在 $-\xi < x < \xi$ 区间的GPD函数包含了引力形状因子的信息. GPD函数 H 对 x 的复变函数积分称为康普顿形状因子 $\mathcal{H}$ (Compton Form Factor, CFF). 一种间接但相对简单地探测 $d_1(t)$ 的方案是通过测量康普顿形状因子 $\mathcal{H}$ 的实、虚部并利用色散关系来抽取. 质子内部压力分布 $p(r)$ 的球贝塞尔函数的积分正比于引力形状因子 $d_1(t)$ ^[35]:

$$d_1(t) \propto \int \frac{j_0(r\sqrt{-t})}{2t} p(r) d^2r, \quad (4)$$

其中 $j_0(r\sqrt{-t})$ 是零阶球贝塞尔函数. Burkert等人^[35,36]的初步分析表明质子的核心压力远高于中子星核心的压力.

GPD理论在20世纪90年代被提出并在之后的20多年得到了巨大的发展, 但是目前实验测量还在起步阶段. 完整地抽取所有的GPD函数需要来自更多反应道和更广运动学区间的精确实验数据. 在多个测量GPD函数的反应过程中, 深度虚康普顿散射(Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS)和深度虚介子产生(Deeply

Virtual Meson Production, DVMP)最为重要.

在DVCS反应过程中, 利用高能电子与核子散射并测量一个末态实光子和未被击碎的核子, 提取反应截面或者极化依赖的非对称度分布, 从而获取康普顿形状因子. 电子-质子或电子-中子散射过程中的DVCS微分截面, 以及极化电子或者极化核子的DVCS不对称度, 对不同的CFF具有不同的敏感度^[37,38]. 为了完整区分不同的CFF, 需要精确测量这些观测量随着多个物理量(Q^2 , x , $-t$)的改变, 以及对应于方位角 ϕ 的分布(ϕ 为末态实光子平面与轻子散射平面之间的夹角). 例如, 对于电子-质子散射, 非极化的微分截面的 ϕ 角分布敏感地依赖于CFF因子 $\mathcal{H}$ 的实部; 纵向极化电子的微分截面对称度 A_{LU} 的 ϕ 角分布敏感地依赖于CFF因子 $\mathcal{H}$ 的虚部. 横向极化质子束流条件下的DVCS测量可以对当前认识模糊的GPD函数 E 和 $\tilde{E}$ 进行细致的研究. 完整地测量GPD函数 H 和 E 将丰富人们对夸克轨道角动量的认识, 并有潜力揭示核子自旋的组成.

DVCS反应的末态粒子是不含味道信息的实光子, 所以其测量的GPD函数是所有味道夸克贡献的总和. 而DVMP反应则能针对性地测量来自不同味道夸克的GPD^[39]. 通过测量不同类型的末态介子, 比如各种赝标量介子($\pi^{0,\pm}$, $K^\pm$, η ,.....)的DVMP过程可以研究价夸克的极化GPD函数 $\tilde{H}$ 和 $\tilde{E}$, 以及扭度为三的因子化理论框架下的奇手征GPD函数^[40]. 矢量介子(ρ^0 , ϕ , ω ,.....) DVMP过程的测量能很好地确定海夸克和胶子的GPD函数. 利用不同极化状态的电子和不同极化状态的核子对撞, DVMP反应过程极化截面对称度的方位角分布截然不同, 依赖于不同类型的GPD函数. 类似于SIDIS实验中分离不同类型的TMD函数, 通过测量不同束流极化状态的DVMP过程, 并振幅分析末态介子的方位角分布, 就能有效分离出不同类型的CFF^[41]. 通过比较不同末态介子的DVMP过程, 能抽取不同味道夸克的GPD函数. 然而, 由于夸克配对到介子的非微扰因子, DVMP的理论处理比起DVCS过程更加复杂, 针对各种高阶和高扭度修正的理论计算现在还处于起步阶段. 一般认为, 只有在 $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ 的情况下, DVMP过程的理论不确定性才可以得到有效控制^[42,43]. 目前国际上已收集的赝标介子DVMP实验数据都还没有满足该要求. 通过观测电子-极化核子散射产生 $\pi^\pm$ 的DVMP过程的非对称性, 在 $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ 时可以在一定程度上控制高阶和高扭度效应. 目前只有在JLab

SoLID上的一个极化靶DVMP实验被批准在该区间进行非常初步的测量. 在EicC的能量区间, DVMP的产生截面更大, 在测量不同味道的GPD方面将具有很大的优势.

EicC装置可以利用其极化电子束流、极化质子束流和较高对撞质心能量($\sqrt{s} \sim 17$ GeV), 对DVCS和DVMP反应过程进行高精度测量. 美国JLab在12 GeV升级后, DVCS实验测量的运动学范围为 $0.1 < x < 0.6$, $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ [44–47], 对应于价夸克区域. 计划中的美国EIC主要侧重于胶子区域, 而其对应的 Q^2 又极高, 相应的DVMP反应截面变得很小. EicC探测的比约肯变量 x 最小可达到0.004左右, 对应于海夸克区域, 且 Q^2 刚好满足测量DVCS和DVMP的要求而又不致于太高. 值得说明的是, DVCS和DVMP实际测量的是在 $x=\xi$ 限制下的GPD函数, 以及GPD函数对 x 的积分. EicC将提供精确的较宽 Q^2 范围的极化和非极化DVCS和DVMP新数据. 与JLab-12 GeV的实验数据相结合, 将有望区分不同味道的价夸克和海夸克的GPD函数, 从而获取有关核子内部结构的三维图像, 更加直接地理解夸克的自旋和轨道角动量对质子自旋的贡献. 与此同时, 对康普顿形状因子 $\mathcal{H}$ 的精确测量能够给出质子内部压力分布.

图6展示了EicC上的一个横向极化质子DVCS实验的模拟结果. 该实验重点测量极化截面不对称度对应于 $\sin(\phi-\phi_S)\cos\phi$ 调制的振幅 $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\cos\phi}$. 它可以用来提取GPD函数 $E(\phi_S$ 为质子极化矢量的横向分量与轻子散射平面之间的夹角). 可以看到, EicC上DVCS实验观测量的统计误差很小, 并且该实验可以覆盖很宽的运动学区间, 为精确地提取GPD函数 E 提供了非常好的机遇. 另外, 把DVMP数据和DVCS数据结合起来整体分析, 人们将能较好地得到不同味道夸克的GPD函数, 即味道分离. 最后, EicC上的赝标量介子的DVMP过程可以敏感地窥探目前知之甚少的GPD函数 $\tilde{E}$, 也是目前观测奇手征GPD的有效手段.

由此可见, EicC装置将是在 $x \sim 0.01$ 动力学区间对DVCS和DVMP反应进行精确测量的装置. EicC大科学装置将有望探索目前JLab实验和未来美国EIC装置难以测量到的运动学区间, 填补核子结构高精度测量的一段重要的空白区域, 并且提供了一个研究各种味道海夸克GPD函数的极好平台.

图6 EicC对撞能量下, 横向极化质子DVCS反应的微截面不对称度 $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\cos\phi}$ 的统计误差. 上图展示了在积分亮度 50 fb^{-1} 的情况下, 一个典型运动学区间 $Q^2 \sim 2 \text{ GeV}^2$ 的模拟结果. 横坐标为质子动量转移的平方 $-t$, 左边纵坐标为比约肯变量 x . 每个点的统计误差棒的大小由右边的纵坐标表示(有些数据点的误差棒太小而被图标遮住). 误差棒仅展示了预测的统计误差

Figure 6 The projected statistical errors of the differential cross-section asymmetry $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\cos\phi}$ for DVCS reaction on transversely polarized proton target at EicC collision energy. The projection is made under an integrated luminosity of 50 fb^{-1} , for a typical kinematical domain of $Q^2 \sim 2 \text{ GeV}^2$. The horizontal coordinate shows the square of the proton momentum transfer $-t$, the vertical coordinate on the left shows the Bjorken variable x . The statistical error bar of each point is measured by the vertical coordinate on the right (the error bars of some data points are so small to be visible). The error bars only show the predictive statistical uncertainties.

6 质子质量与重味粒子产生

质量是粒子的最基本性质之一. 基本粒子夸克与胶子通过强相互作用结合为核子(质子和中子), 从而提供了可见物质绝大部分的质量. 阐明零质量的胶子和小质量的夸克如何通过强相互作用决定质子的质量, 是从粒子物理标准模型出发理解可见物质质量的基础.

希格斯玻色子的存在解释了夸克和其他基本费米粒子的质量, 但是如图7所示, 最轻的三种夸克的质量[48–50]只贡献了质子总质量的9%. 剩余的贡献基于QCD能动量张量(EMT)存在多种求和规则: 其中矩阵迹的求和规则要求其余91%都来自于强相互作用的量子效应迹反常[51], 而能量分量的求和规则中迹反常效应只贡献91%/4 $\approx$ 23%, 剩余91% $\times$ (3/4) $\approx$ 68%对应于部分子的动能[52,53], 此外也可以将EMT分解为能量与压强[54]. 各种求和规则中对迹反常的研究是最少的, 这

图 7 在修改的最小减除方案 2 GeV 下仅考虑 u, d, s 三种轻夸克贡献时, 夸克质量只贡献质子总质量的约 9%. 剩余的贡献基于 QCD 能动量张量中不变质量和静止系能量的两种求和规则, 可以有不同的理解

Figure 7 For the three light flavor quarks u, d, s at modified minimal subtraction scheme 2 GeV, their masses only contribute 9% of the nucleon mass. Based on the QCD EMT sum rules of the invariant mass and the rest frame energy, there are different understandings on the contributions from the other pieces.

一项没有经典对应, 完全是由于正规化紫外发散产生的标度不变性破坏效应, 在不同正规化下具有基本相同的形式, 只在次次领头阶有差别. QCD 通过迹反常求和规则^[51]预言, 在夸克质量为零时, 所有质量非零的强子的质量都来自于迹反常. 因而这个预言与严格证明 QCD 存在禁闭(七大千禧年数学难题之一)具有直接联系. 随着算法和硬件的进步, 格点 QCD 已经有能力严格计算迹反常的形状因子, 以及它对质子及其他强子的质量贡献. 于是最终检验迹反常求和规则的预言, 就取决于是否能进行相关的实验测量并与格点计算相互印证.

20 世纪末在对光子与质子碰撞产生重夸克偶素过程的研究中, 提出了一个从实验上检验 QCD 迹反常求和规则的有效方法. 例如, $\gamma + N \rightarrow J/\psi + N$ 是一个粲夸克

偶素 J/ψ 介子产生的过程, 在质心系能量 W 远高于阈值时, 散射振幅的虚部在截面中占主导地位; 但是当 W 靠近阈值时, 振幅的实部可以对总截面有显著增强^[55,56]. 这个实部主要正比于色电场的平方在 $t_{\min} = -2.23 \text{ GeV}^2$ 时的形状因子. 基于 QCD EMT 的求和规则, 可以推算出对于 $t = 0$ 的情形, 色电场平方的核子矩阵元中约 80% 的部分与 QCD 迹反常在核子中的矩阵元成正比. 如果 QCD 色电场和色磁场的形状因子对 t 的依赖并无差别, 那么最终上述 J/ψ 介子产生过程的截面在阈值附近的值也将显著依赖于迹反常求和规则是否正确^[57]. 格点 QCD 通过数值计算, 可以确定色电场的核子形状因子在阈值附近正确的行为, 从而检验截面与迹反常求和规则关系的有效性. 同时, 底夸克偶素 Υ 介子由于拥有 J/ψ 的 3 倍质量, 在阈值附近 $t_{\min} = -8.09 \text{ GeV}^2$ 约为 J/ψ 的 3.6 倍, 所以通过研究 Υ 产生的过程, 可以从 J/ψ 产生过程完全不同的动力学区间检验迹反常求和规则, 同时使用重夸克有效理论计算其截面也会更加准确. 如图 8 所示, LHCb, ZEUS, H1 和 CMS 等对于底味夸克偶素 Υ 介子的实验测量都在远离阈值的 $W > 90 \text{ GeV}$ 区间^[58-62], 而各种模型的计算^[63-67], 包括 DVMP 的经验公式 (Favart), Brodsky 的 2-gluon 交换模型, Gryniuk 的参数化公式, Martynov 的玻密子交换模型 (光子虚度 $Q^2 = 0, 10, 50 \text{ GeV}^2$) 在阈值附近给出了不一致的结果. 美国 JLab 实验室未来仅专注于精确测量粲味夸克偶素 J/ψ 介子的近阈产生. EicC 的碰撞能量在底味夸克偶素 Υ

图 8 $\gamma p \rightarrow \Upsilon p$ 的截面随质心系能量的变化. EicC 能区 (黑色箭头) 刚好在 Υp 的产生阈值 (红色虚线) 附近^[4]

Figure 8 The cross sections of $\gamma p \rightarrow \Upsilon p$ as a function of center of mass (c.m.) energy. EicC (black arrow) is close to threshold (red dashed line) of Υp production [4].

介子的阈值附近, 通过在EicC上测量 Υ 介子的近阈产生, 能够在该动力学区间检验QCD迹反常机制, 加深人们对该机制如何影响质子质量的理解.

此外, 还可以通过EicC上的重味粒子产生来研究重味强子谱, 这是研究强相互作用和QCD性质的另一有效途径. 目前, 新强子态主要来源于正负电子或质子-质子对撞以及所产生的重夸克偶素的衰变等. 由于这些产生机制的能量限制, 新结构的发现主要是在含有粲夸克的系统, 可以预期在含有底夸克的系统中应该也会有大量类似的未知结构. EicC在研究含底夸克的强子谱上将具有优势, 特别是利用极化束流研究阈值附近产生的重味强子, 这在寻找奇特强子态和确定它们的性质方面具有一定的优势.

7 原子核中的强子化和夸克胶子结构

电子-重离子(eA)对撞实验的一个重要目标是用QCD理论去理解原子核在强相互作用自由度下的夸克胶子结构. 原子核可以为人们提供认识QCD相互作用的一个额外手段. 通过分析高能夸克在穿过重原子核时的能量损失以及横动量展宽特征, 可以深入理解部分子的强子化过程, 了解其时空演化结构. 此外, 研究核子中的夸克胶子分布在原子核束缚态下相对于自由核子态的差别对于从部分子结构层次理解原子核结构的形成具有重要意义. 在这些研究中提取出的高精度原子核部分子分布函数也是讨论相对论重离子碰撞过程的重要理论工具.

7.1 强子化的时空结构

带有色荷的夸克和胶子转变为无色强子对象的强子化过程体现了QCD理论色禁闭的重要性质. 在电子原子核深度非弹性散射实验中, 核子里的部分子被虚光子击出, 并在原子核内部或者外部经历强子化过程变为一系列色中性粒子. 从第一性原理出发严格得到强子化过程的动力学特性非常复杂, 但是可以从唯象模型的角度去理解强子化过程的时空演化图像. 在这一类物理图像下, 强子化过程可以按照强子化的时间尺度(t_h)划分为QCD对象作为部分子和强子结构在空间中传播的两个阶段^[68]. 在高能硬碰撞过程中产生的末态部分子作为自由夸克或胶子状态可以在一段时间 t_h 内存在. 由于色禁闭的影响, t_h 之后的部分子对象转

变为强子结构, 并最终演化为可观测到的末态强子. 在核介质环境中产生的部分子会经历与在真空中相同的强子化过程, 但其动力学特性会受到部分子阶段和强子阶段穿越核介质时与周围核物质发生相互作用的影响^[69,70].

对于电子-重离子碰撞的SIDIS过程, 基于一定的模型假设, 可以估算每个末态强子的形成时间 t_h 并得出这些粒子的形成长度(L_p). 结合原子核的尺寸、密度信息, 在部分子或强子结构与核物质相互作用的理论框架内, 就能针对eA碰撞相对于ep或eD碰撞的末态粒子产额比(R_M^h)以及平均横动量展宽变化($\Delta\langle p_T^2 \rangle$)这些实验末态观测量进行理论计算. 通过计算结果与实验观测数据的对比可以限定模型中的强子形成时间大小. 此外, 如果对撞系统能量可以覆盖粒子形成长度大于碰撞原子核尺寸的动力学区间, 还可以对部分子在核介质中的能量损失效应作出很好的限制, 对于理解夸克胶子等离子体形成条件下的喷注淬火效应具有重要意义.

EicC实验能够提供从氢离子到铅离子等多种类型的原子核束流进行对撞. 相对于以往电子重离子深度非弹性散射实验^[71-73], EicC实验在对撞机亮度和覆盖的碰撞系统能量范围上有优势, 并能实现在较大的动量范围上识别多种末态粒子(如 π^+ , K^+ , p , p^- , π^0 , η 等). 利用这些优势, 可以通过调节 v 和 Q^2 的范围进行对 R_M^h 和 $\Delta\langle p_T^2 \rangle$ 的多维度精确测量.

图9给出了EicC条件下3.5 GeV能量的电子束流与每电荷20 GeV的重离子束流(对铅核束流约8 GeV/u)进行对撞时所能达到的实验精度以及运动学覆盖范围. 对比HERMES实验, EicC能够在较短的对撞机运行时间内积累足够统计量的数据进行多维度的实验分析, 大大提高电子重核对撞实验数据的精度. 此外, 由于EicC能够提供更高的对撞能量, 覆盖的 v 的范围最大可以到50 GeV. 由图中给出的对应某个末态强子动量($z_h=0.3$)条件下的强子形成长度大小与 v 的关系, EicC上的观测区间可以同时覆盖强子在核内以及过渡到核外形成的整个动力学区域. HERMES的实验数据表明在 v 继续增大时, π 和K的 R_M^h 有逐渐增大趋近于1的迹象. 这一动力学区间的行为在EicC上将能得到很好的检验. 此外, HERMES实验中观察到 p 的相对产额明显大于1. 有理论认为这些质子中有很多来源于原子核碰

图 9 π^+ , K^+ 和 p 三种粒子在电子-重核碰撞中的产额相对于电子-氘核碰撞中的产额比值随着光子能量 ν 的变化. EicC上的预期实验数据(实心的圆形、方形和三角形符号表示)对应于的3.5 GeV的电子束流与每电荷20 GeV的重原子核束流对撞. 积分亮度为 10 fb^{-1} , 其中使用事件判选条件 $0.1 < y < 0.85$, $W^2 > 4 \text{ GeV}^2$, $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, $x_F > 0$, $0.2 < z_h < 0.4$ 所能得到的统计精度以及动力学覆盖范围. 三种粒子的探测效率这里都假设为50%. HERMES实验条件下在Xe原子核上的固定靶实验所得到的实验数据^[74]由对应的空心符号标识

Figure 9 Multiplicity ratio between electron-ion and electron-deuteron collision for π^+ , K^+ , p varying with the photon energy ν . Projections at EicC are made for beam energy of 3.5 GeV on 20 GeV per charge in electron-ion collisions with the integrated luminosity 10 fb^{-1} as shown by the solid dots, squares and triangles. The following cuts are made: $0.1 < y < 0.85$, $W^2 > 4 \text{ GeV}^2$, $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, $x_F > 0$, $0.2 < z_h < 0.4$. Detection efficiency of 50% is assumed for all these particle species. HERMES data ^[74] are shown on the same figure by the corresponding open symbols.

撞残余中的核子背景的干扰. 在EicC对撞机框架下, 这些原子核残余的质子贡献将会大大减低, 有利于更清晰地分析末态重子的强子化机制. 这些特性表明EicC在研究部分子的传播与强子化的时空演化结构问题上具有优势, 可以帮助人们深入认识部分子的强子化过程.

7.2 原子核内部的夸克胶子结构

在原子核中不同核子间夸克胶子场的相互干涉会对核子的非极化部分子分布函数造成明显的核修正效应, 而该效应带来的核子内部结构改变对于研究原子核相关的高能碰撞过程具有重要意义. 通过测量eA碰撞与eD碰撞的单举DIS反应截面之比(图10), 人们发现束缚于原子核内的核子非极化结构函数 F_2 的改变在比约肯变量 x 分布上存在四个明显不同的区间^[75]: (1) $0.7 < x < 1$, 由原子核内核子的费米运动占主导的效应;

图 10 电子-重核与电子-氘核的深度非弹性散射反应截面之比

Figure 10 The cross section ratio between electron-ion and electron-deuteron deep inelastic scattering.

(2) $0.3 < x < 0.7$, EMC效应区; (3) $x \sim 0.1$, 由虚介子云作用会引起的反遮蔽区间; (4) $x < 0.01$, 由于原子核内不同核子间胶子场干涉引起的遮蔽区间.

EMC效应在过去的30年里被多个实验组反复精确测量, 但是目前还没有一个成功的理论模型可以完全解释该现象. 虽然最近几年引起理论和实验极大兴趣的是发现EMC效应与核子的短程关联(Short-Range Correlations, SRC)具有直接关联^[76-78]. 由于张量力的存在以及核子本身的复杂内部结构, 原子核内部的核子之间有20%的概率会高度重叠形成SRC团簇^[79]. EMC效应的来源有可能是由于核子内部结构在高密度SRC团簇发生动力学性的短暂改变; 另一种可能性是处于2N-SRC的核子一直处于高速运动状态, 具有较大的虚度(High-Virtuality), 电子与之产生的DIS反应将带有很强的修正效应. 实验上深入理解EMC效应与SRC现象之间关联的一个重要手段是直接探测eA碰撞DIS过程里来自于2N-SRC核子对的反冲核子^[80]. 通过测量反冲核子的动量大小, 可以定量分析EMC效应大小与SRC现象强弱的相互关系. 由于反冲核子在固定靶实验中极难被探测器捕捉到, 这一类测量方案在eA对撞机实验中相对容易实现. EicC对撞机设计的eA碰撞能量能够为这一研究提供更大的 Q^2 范围以及足够的统计数据, 从而可以实现对EMC效应与SRC现象关联特征的系统性分析.

EicC的能量设定会使DIS反应在海夸克区域($x \sim 0.1$)呈现最大的反应截面, 是研究核子结构从价夸克跨越到海夸克区域的理想环境. 在现有实验数据的精度范围内, 海夸克是否存在类似于价夸克的核修正

效应尚未有定论. EicC实验可以扩展当前原子核上的单举DIS数据范围, 结合测量SIDIS反应过程的多种末态介子(比如K介子), 有望第一次精确观测海夸克的核修正效应. 电子和核子可以发生非弹性散射过程, 也可以发生衍射散射过程(Diffractive DIS, DDIS)^[81,82]. 原子核DIS散射实验中发现的遮蔽和反遮蔽现象被认为是虚光子与核子发生多次散射过程时振幅的相消干涉行为和相长干涉行为所导致^[83-85]. 在反遮蔽区间, DDIS过程中的雷吉交换(Reggeon Exchanges)是主要贡献项^[83], 且不同味道夸克的Reggeon相互作用项耦合强度不同, 自然的原子核中不同味道夸克反夸克的反遮蔽效应并不相等^[86]. 因此, 实验上利用追踪不同味道夸克及反夸克信息的SIDIS过程, 测量分析末态带电强子(例如 π^+ , K^+ 等)的产生截面^[87], 可以反映各种原子核小 x 处反遮蔽修正效应的味道依赖性质. EicC的能量设定使DIS反应在遮蔽区和反遮蔽区获取更丰富更精确的信息, 更进一步地帮助人们探究小 x 处核介质修正效应的行为和物理机制, 有助于从QCD角度去理解核子之间的相互作用力.

对于原子核结构的核介质效应, 我们不仅关注一维纵向动量部分子分布函数的修正效应, 而且也需要探究原子核内部分子横向动量极化分布函数的修正行为. 类比自由核子的TMD理论框架, 可以将原子核结构从一维PDF的修正效应扩展到研究部分子三维分布函数在核介质影响下的修正行为. 目前关于原子核极化靶的SIDIS实验数据极度缺乏, 未来可以利用EicC的双极化电子-离子对撞优势, 分析采集在极化靶的eA对撞SIDIS过程中的多种强子末态, 提取价夸克和海夸克在不同重核内部的初始三维部分子函数以及相对应的碎裂函数^[88,89].

总而言之, EicC将提供多种可极化的强流重离子束流, 而且其 Q^2 范围较大, 能精确测量价夸克和海夸克的一维部分子函数及其核修正效应.

8 介子的结构函数研究

π 介子是质量最轻的强子. 在朴素夸克模型图像下, 它是由一个轻夸克(u或d)和一个反轻夸克构成的束缚态, 因此也被认为是最简单的强子. 实际上, 从量子色动力学的角度来看, π 介子的内禀属性和内部结构并不简单. 对 π 介子的性质的准确描述, 在粒子物理和核物理

研究中具有重要地位.

量子色动力学是当前描述强相互作用的基本理论, 在忽略夸克质量的情况下其拉氏量具有手征对称性. 手征对称性有两种破缺方式. 一方面, 手征对称性的自发破缺产生无质量赝标Goldstone玻色子, π 介子就是其中之一. 另一方面, 很小的轻夸克质量导致手征对称性的明显破缺使 π 介子获得有限质量. 研究 π 介子是彻底理解手征对称性破缺机理的重要途径. 此外, π 介子还是传递核子间强相互作用的媒介粒子, 对理解原子核内的核力以及低能核子-核子散射过程均有重要意义.

对 π 和K介子等Goldstone介子的结构函数的精确测量, 包括SU(3)对称性破缺对轻夸克结构函数在不同标度 x 处的影响, 可以让人们更全面地了解QCD的非微扰性质. 相应的实验结果可以用来检验格点QCD理论计算^[90]的正确性与可靠性. 同时, π 和K介子结构函数的实验数据与Dyson-Schwinger方程^[91,92]、LFQCD^[93]、最大熵估计^[94]等模型结果的比较能从多个角度加深人们对介子内部结构的认识.

但是, 目前实验上, 对强子结构的精确探测还仅限于核子(质子和中子). π 介子虽然寿命较长但是不稳定粒子, 精确测量 π 介子的结构函数并非易事. 一种常用的方法是在 π 介子束流打固定靶的实验中测量Drell-Yan过程^[95]; 另一种方法则是在ep对撞机上测量领头核子散射过程^[96,97]. 自20世纪70年代以来, Drell-Yan实验初步揭示了 π 介子中夸克的动量分布, 不足之处是能够测量的 x 区域有限, 测量误差也较大. 美国JLab-12 GeV升级后的一个重要物理目标之一就是拓宽该测量的 x 的区域范围. 而我国的EicC运动学范围比JLab-12 GeV升级项目的范围更广, 必将带来更大的优势.

在EicC上, 可以用标定领头中子的深度非弹性散射过程来研究核子外围虚 π 介子的夸克分布, 即Sullivan过程 $ep \rightarrow e n X$ ^[98](参见图11). 在Sullivan过程中, 质子被假设由一个中子和核外虚 π 介子云构成.

实验上可以通过测量中子的快度来筛选电子与虚 π 的散射过程. 如果电子撞在外围的虚 π 介子(π 介子极点)上, 由于动量和能量守恒, 在质心坐标系里, 中子有很大的概率沿入射虚光子的相反方向反弹, 被称为反弹中子. 末态反弹中子的动量和初态质子的动量越接近(此时快度值比较大), 越能保证 π 介子受到核的束缚越小, 从而可以在一定程度上忽略中子对 π 介子的影

图 11 Sullivan过程图示

Figure 11 Sullivan processes.

响. 如果电子散射发生在质子上, 那么末态中子会出现在中央快度区域.

虚 π 的内部结构的探测可以通过测量在不同角度和不同 Q^2 区间的电子散射截面来实现. 理论计算表明, 当动量转移平方 $-t < 0.6 \text{ GeV}^2$ 时, 虚 π 介子的部分子分布函数能够可靠地线性延拓至质量在壳的实 π 介子^[99]. 具体的操作方法是测量结构函数对变量 $\nu = (|\vec{p}_{\pi^*}|^2 - E_{\pi^*}^2 + m_{\pi}^2) / m_{\pi}^2$ 的依赖关系, 然后延拓到 $\nu=0$ 处.

类似地, 可采用标定领头奇异 Λ 重子的深度非弹性散射过程来测量 K 介子结构函数. 测量 π 和 K 介子的结构函数是一项技术上可行的而且很有价值的实验. 如图12所示为 π 介子结构函数在 $3.0 \text{ GeV}^2 < Q^2 \leq 5.0 \text{ GeV}^2$ 区间测量误差的模拟结果. 该模拟利用 3.5 GeV 电子束流和 20 GeV 质子束流对撞的深度非弹性散射过程, 积分亮度为 50 fb^{-1} . 在 $x_{\pi} < 0.9$, $-t < 0.3 \text{ GeV}^2$ 的绝大部分区域测量误差都非常小(图12), 相比于美国EIC是非常有竞争力的测量区间.

9 EicC探测器模拟与设计

9.1 探测器需求概述

EicC将是世界上运行于海夸克能区的高亮度极化电子质子(离子)对撞机, 设计亮度达到 $2 \times 10^{33} - 4 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

图13所示为对撞末态粒子的空间分布: 带电末态、中性末态, 以及所有末态粒子在不同赝快度空间的粒子多重数以及产率分布. 其中赝快度的定义是在以质子束流方向为 z 轴正方向的坐标系中.

为实现3-9节所述物理目标, EicC需建造接近全立体角覆盖的探测器, 对反应末态 e , μ , π , K , p 等

图 12 π 介子的结构函数在EicC上的统计误差^[4]

Figure 12 The statistical uncertainty of Pion structure at EicC [4].

图 13 不同赝快度空间的末态粒子多重数以及产率^[4]

Figure 13 The multiplicity of final state particles and event rate at different pseudo-rapidity regions [4].

带电粒子以及 γ 、中子等中性粒子进行探测及粒子鉴别. 根据模拟研究得出反应末态粒子在各赝快度空间的动量分布, 作为示例, 图14所示为光子、电子, 以及部分强子末态在赝快度空间($2 < \eta < 3$)的动量分布信息. 对于正电荷的强子末态, 如 π^+ , K^+ 与图中 π^- , K^- 分布相似.

9.2 关键技术指标

根据上述探测器需求, 首先提炼出EicC探测器的关键技术指标. 作为面向高精度测量的高亮度机器, EicC主要测量统计误差小. 为达到与统计误差相匹配的系统误差, 对EicC探测器的精度提出较高的要求, 如需要接近全立体角探测范围、高动量分辨的径迹探测器($\sim 1\% @ 1 \text{ GeV}/c$)等. 对于电磁量能器, 大部分探测

图 14 不同末态粒子, e^- (黑色)、 γ (紫色)、 π^- 介子(红色)、 K^- 介子(绿色)、 $\bar{p}$ 为反质子(蓝色)、质子(灰色), 在赭快度空间 $2 < \eta < 3$ 的动量分布^[4]

Figure 14 The momentum distribution of final state particles, e^- (black), γ (purple), π^- (red), K^- (green), $\bar{p}$ (blue) and p (grey), the momentum distribution of final state particles at $2 < \eta < 3$ [4].

区域并不需要极高的能量分辨, 如在中心区域、离子前冲区域, 能量分辨为6%–10%的抽样型电磁量能器即可满足物理需求; 在电子前冲方向靠近束流管的端盖部分区域, 需要安装高能量分辨率的电磁量能器(能量分辨率 $\sim 3\%$ @1 GeV). 另外, 粒子鉴别是影响EicC物理产出的关键部分. 在离子束流前冲一侧($1 < \eta < 4$), 末态强子前冲动量较大, 需在动量 ~ 15 GeV/c达到 3σ 的 π/K 分辨; 在其他部分($-3 < \eta < 1$)末态强子动量较低, 需在动量 ~ 5 GeV/c达到 3σ 的 π/K 分辨.

9.3 探测器概念设计

EicC探测器谱仪的设计需在物理需求的指导下通过探测器模拟进行多次迭代. 目前, EicC物理模拟正在进行中, 探测器类型与具体参数尚未定型. 下面将介绍EicC探测器概念设计, 如图15所示, EicC探测器将由中心探测器和前向探测器组成. EicC中心探测器围绕螺旋线管超导磁铁构建, 与常见的强子物理与粒子物理装置谱仪类似. 中心探测器从功能上主要由以下四个探测模块组成.

(1) 用于测量对撞顶点的顶点探测器, 可选用在多个实验中成熟应用的基于MAPS, DEPFET等技术的顶点探测器.

(2) 用于测量带电粒子动量的径迹探测器, 如时间投影室(TPC)、气体电子倍增器(GEM)、稻草管探测器, 或全硅径迹探测器等.

(3) 用于粒子鉴别的飞行时间探测器和切伦科夫探测器. 飞行时间探测器通过良好的时间分辨可以在低动量区间有效地区分强子末态, 而切伦科夫探测器在通过切伦科夫辐射在高动量区间有效区分强子末态. 如在强子前冲方向, 为满足在动量小于15 GeV/c的 π/K 分辨(3σ), 较低折射系数($n \sim 1.02$)的气凝胶切伦科夫探测器是一个可行的选项; 在中心区域和电子前冲方向, 为满足动量小于5 GeV/c的 π/K 分辨(3σ), 折射系数相对较大($n \sim 1.47$)的晶体材质的切伦科夫探测器是可行的选项.

(4) 用于测量电子、光子和强子能量的电磁量能

图 15 EicC探测器概念设计图^[4]

Figure 15 Conceptual design of EicC detector [4].

器以及强子量能器. 对于带电粒子, 通过内部的动量测量配合粒子鉴别, 足以给出粒子的能量信息. 但是在部分区域, 对于带电粒子的动量信息测量不够精确, 额外的能量测量对于粒子信息的确定是有益的补充. 而对于中性粒子, 量能器的能量测量将提供极其重要的信息.

除了中心探测器, EicC需研究在小角度安装前向探测器的必要性. 如在强子束流前冲方向极小角度对散射质子提供探测将对DVCS过程的测量提供帮助. 在强子束流前冲方向对中子末态提供探测也有重要意义. 另外, EicC作为极化的电子离子对撞机, 对电子、离子束流极化的测量也是探测器中的重要部分. 对极小角度的前向探测器设计将综合考虑物理需求与加速器束流情况逐步开展.

在大型探测器的设计、制作、运行方面, 中国多个实验积累了丰富的经验^[100–102]. 作为大型的综合谱仪, EicC探测器将面临诸多难题和挑战, 因此在项目筹备阶段, 将逐步开展探测器预研装置的建设工作(R&D): 如切伦科夫探测器各种探测技术的性能对比、选取、样机制造与测试; 不同类型(如Shashlyk型、SPACAL

型)电磁量能器、强子量能器的性能研究、技术选择、样机测试验证; 数据获取系统、计算存储系统等研究. 通过对关键探测器的预研, 解决未来EicC正式建设时技术上的难题.

10 总结

基于国际形势和国内现状, 我国相关的研究团队和机构提出建造运行于海夸克能区的电子离子对撞机(EicC). EicC将通过高精度实验测量有望探索已往实验未能回答的核子结构领域一系列关键科学问题, 提供直接和精确的强子内部夸克, 尤其是不同味道夸克的三维部分子分布函数的信息, 深入揭示核子的内部结构的图像, 有助于从根本上解决目前关于核子内部运行机制的疑难, 深化人们对核子深层次结构的微观认识, 并且研究一些复杂的非微扰物理问题, 从而让人们去探索自然中的一些不为人知的秘密. 除了自身的重要物理价值, 精确的部分子分布函数对于在大型强子对撞机上粒子物理的精确研究和新物理的探索都有重要意义.

致谢 感谢EicC项目组成员; 感谢本专题的组织者马余刚院士等.

参考文献

- 1 Accardi A, Albacete J L, Anselmino M, et al. Electron-ion collider: The next QCD frontier. *Eur Phys J A*, 2016, 52: 268
- 2 Abelleira Fernandez J L, et al. (LHeC Study Group). A large hadron electron collider at CERN report on the physics and design concepts for machine and detector. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2012, 39: 075001, arXiv: [1206.2913](#)
- 3 Boer D, Diehl M, Milner R, et al. Gluons and the quark sea at high energies: Distributions, polarization, tomography. arXiv: [1108.1713](#)
- 4 Cao X, Chang L, Chang N B, et al. Electron ion collider in China. *Nucl Tech*, 2020, 43: 020001
- 5 Ashman J, et al. (European Muon Collaboration). A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon-proton scattering. *Phys Lett B*, 1988, 206: 364–370
- 6 Amaudruz P, et al. (New Muon Collaboration). Gottfried sum from the ratio F_2^n/F_2^p . *Phys Rev Lett*, 1991, 66: 2712–2715
- 7 Ackerstaff K, et al. (HERMES Collaboration). Flavor asymmetry of the light quark sea from semi-inclusive deep-inelastic scattering. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 5519–5523, arXiv: [hep-ex/9807013](#)
- 8 Baldit A, et al. (NA51 Collaboration). Study of the isospin symmetry breaking in the light quark sea of the nucleon from the Drell-Yan process. *Phys Lett B*, 1994, 332: 244–250
- 9 Towell R S, et al. (NuSea Collaboration). Improved measurement of the d^-/u^- asymmetry in the nucleon sea. *Phys Rev D*, 2001, 64: 052002, arXiv: [hep-ex/0103030](#)
- 10 Bhalerao R S. Is the polarized antiquark sea in the nucleon flavor symmetric? *Phys Rev C*, 2001, 63: 025208, arXiv: [hep-ph/0003075](#)
- 11 Peng J C. Flavor structure of the nucleon sea. *Eur Phys J A*, 2003, 18: 395–399, arXiv: [hep-ph/0301053](#)
- 12 Bourrely C, Soffer J, Buccella F. A statistical approach for polarized parton distributions. *Eur Phys J C*, 2002, 23: 487–501, arXiv: [hep-ph/](#)

0109160

- 13 Adam J, Adamczyk L, Adams J R, et al. Measurement of the longitudinal spin asymmetries for weak boson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=510$ GeV. *Phys Rev D*, 2019, 99: 051102, arXiv: [1812.04817](#)
- 14 Leader E, Sidorov A V, Stamenov D B. Impact of CLAS and COMPASS data on polarized parton densities and higher twist. *Phys Rev D*, 2007, 75: 074027, arXiv: [hep-ph/0612360](#)
- 15 Hirai M, Kumano S, Saito N. Determination of polarized parton distribution functions with recent data on polarization asymmetries. *Phys Rev D*, 2006, 74: 014015, arXiv: [hep-ph/0603213](#)
- 16 Airapetian A, et al. (HERMES Collaboration). Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering. *Phys Rev D*, 2005, 71: 012003, arXiv: [hep-ex/0407032](#)
- 17 Airapetian A, et al. (HERMES Collaboration). Measurement of parton distributions of strange quarks in the nucleon from charged-kaon production in deep-inelastic scattering on the deuteron. *Phys Lett B*, 2008, 666: 446–450, arXiv: [0803.2993](#)
- 18 de Florian D, Sassot R, Stratmann M, et al. Global analysis of helicity parton densities and their uncertainties. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 072001, arXiv: [0804.0422](#)
- 19 Airapetian A, et al. (HERMES Collaboration). Flavor decomposition of the sea-quark helicity distributions in the nucleon from semiinclusive deep inelastic scattering. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 012005, arXiv: [hep-ex/0307064](#)
- 20 Nocera E R, Ball R D, Forte S, et al. A first unbiased global determination of polarized PDFs and their uncertainties. *Nucl Phys B*, 2014, 887: 276
- 21 Bacchetta A, Diehl M, Goeke K, et al. Semi-inclusive deep inelastic scattering at small transverse momentum. *J High Energy Phys*, 2007, 2007 (02): 093, arXiv: [hep-ph/0611265](#)
- 22 Collins J C. Leading-twist single-transverse-spin asymmetries: Drell-Yan and deep-inelastic scattering. *Phys Lett B*, 2002, 536: 43–48
- 23 Brodsky S J, Hwang D S, Schmidt I. Final-state interactions and single-spin asymmetries in semi-inclusive deep inelastic scattering. *Phys Lett B*, 2002, 530: 99–107
- 24 Brodsky S J, Hwang D S, Schmidt I. Initial-state interactions and single-spin asymmetries in Drell-Yan processes. *Nucl Phys B*, 2002, 642: 344–356
- 25 Collins J C, Metz A. Universality of soft and collinear factors in hard-scattering factorization. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 252001, arXiv: [hep-ph/0408249](#)
- 26 Airapetian A, et al. (HERMES Collaboration). Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 012002, arXiv: [hep-ex/0408013](#)
- 27 Alekseev M G, et al. (COMPASS Collaboration). Measurement of the collins and sivers asymmetries on transversely polarised protons. *Phys Lett B*, 2010, 692: 240–246, arXiv: [1005.5609](#)
- 28 Anselmino M, Boglione M, D'Alesio U, et al. Study of the sign change of the Sivers function from STAR Collaboration W/Z production data. *J High Energy Phys*, 2017, 2017(4): 046
- 29 Ji X. Deeply virtual Compton scattering. *Phys Rev D*, 1997, 55: 7114–7125, arXiv: [hep-ph/9609381](#)
- 30 Ji X. Off-forward parton distributions. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 1998, 24: 1181–1205, arXiv: [hep-ph/9807358](#)
- 31 Belitsky A V, Radyushkin A V. Unraveling hadron structure with generalized parton distributions. *Phys Rep*, 2005, 418: 1–387, arXiv: [hep-ph/0504030](#)
- 32 Guidal M, Moutarde H, Vanderhaeghen M. Generalized parton distributions in the valence region from deeply virtual Compton scattering. *Rep Prog Phys*, 2013, 76: 066202, arXiv: [1303.6600](#)
- 33 Diehl M. Introduction to GPDs and TMDs. *Eur Phys J A*, 2016, 52: 149, arXiv: [1512.01328](#)
- 34 Ji X. Gauge-invariant decomposition of nucleon spin. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 610–613, arXiv: [hep-ph/9603249](#)
- 35 Burkert V D, Elouadrhiri L, Girod F X. The pressure distribution inside the proton. *Nature*, 2018, 557: 396–399
- 36 Lorcé C, Moutarde H, Trawiński A P. Revisiting the mechanical properties of the nucleon. *Eur Phys J C*, 2019, 79: 89, arXiv: [1810.09837](#)
- 37 d'Hose N, Niccolai S, Rostomyan A. Experimental overview of deeply virtual compton scattering. *Eur Phys J A*, 2016, 52: 151
- 38 Belitsky A V, Müller D, Kirchner A. Theory of deeply virtual Compton scattering on the nucleon. *Nucl Phys B*, 2002, 629: 323–392
- 39 Goeke K, Polyakov M V, Vanderhaeghen M. Hard exclusive reactions and the structure of hadrons. *Prog Particle Nucl Phys*, 2001, 47: 401–515
- 40 Frankfurt L L, Poblitsa P V, Polyakov M V, et al. Hard exclusive pseudoscalar meson electroproduction and spin structure of the nucleon. *Phys*

- Rev D, 1999, 60: 014010, arXiv: [hep-ph/9901429](#)
- 41 Diehl M, Sapeta S. On the analysis of lepton scattering on longitudinally or transversely polarized protons. *Eur Phys J C*, 2005, 41: 515–533, arXiv: [hep-ph/0503023](#)
- 42 Goloskokov S V, Kroll P. An attempt to understand exclusive π^+ electroproduction. *Eur Phys J C*, 2010, 65: 137–151, arXiv: [0906.0460](#)
- 43 Goloskokov S V, Kroll P. Transversity in hard exclusive electroproduction of pseudoscalar mesons. *Eur Phys J A*, 2011, 47: 112, arXiv: [1106.4897](#)
- 44 Niccolai S. The physics program of CLAS12. *Nucl Phys B-Proc Suppl*, 2011, 210–211: 119–124
- 45 Hyde C E, Guidal M, Radyushkin A V. Deeply virtual exclusive processes and generalized parton distributions. *J Phys-Conf Ser*, 2011, 299: 012006, arXiv: [1101.2482](#)
- 46 Horn T. A PbWO₄-based neutral particle spectrometer in hall C at 12 GeV JLab. *J Phys-Conf Ser*, 2015, 587: 012048
- 47 McKeown R D. Jefferson Lab 12 GeV science program. *Int J Mod Phys Conf Ser*, 2015, 37: 1560019
- 48 Yang Y B, Alexandru A, Draper T, et al. πN and strangeness sigma terms at the physical point with chiral fermions. *Phys Rev D*, 2016, 94: 054503, arXiv: [1511.09089](#)
- 49 Abdel-Rehim A, et al. (ETM Collaboration). Direct evaluation of the quark content of nucleons from lattice QCD at the physical point. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 252001, arXiv: [1601.01624](#)
- 50 Bali G S, Collins S, Richtmann D, et al. Direct determinations of the nucleon and pion σ terms at nearly physical quark masses. *Phys Rev D*, 2016, 93: 094504, arXiv: [1603.00827](#)
- 51 Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I. Remarks on Higgs-Boson interactions with nucleons. *Phys Lett B*, 1978, 78: 443–446
- 52 Ji X. QCD analysis of the mass structure of the nucleon. *Phys Rev Lett*, 1995, 74: 1071–1074, arXiv: [hep-ph/9410274](#)
- 53 Yang Y B, Liang J, Bi Y J, et al. Proton mass decomposition from the QCD energy momentum tensor. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 212001, arXiv: [1808.08677](#)
- 54 Lorcé C. On the hadron mass decomposition. *Eur Phys J C*, 2018, 78: 120, arXiv: [1706.05853](#)
- 55 Kharzeev D. Quarkonium interactions in QCD. *Proc Int Sch Phys Fermi*, 1996, 130: 105
- 56 Kharzeev D, Satz H, Syamtomov A, et al. J/ψ -photoproduction and the gluon structure of the nucleon. *Eur Phys J C*, 1999, 9: 459–462
- 57 Hatta Y, Yang D L. Holographic J/ψ production near threshold and the proton mass problem. *Phys Rev D*, 2018, 98: 074003, arXiv: [1808.02163](#)
- 58 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Measurement of the exclusive Y production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV and 8 TeV. *J High Energy Phys*, 2015, 2015(9): 84
- 59 Breitweg J, et al. (ZEUS Collaboration). Measurement of elastic Y photoproduction at HERA. *Phys Lett B*, 1998, 437: 432–444
- 60 Chekanov S, et al. (ZEUS Collaboration). Exclusive photoproduction of Y mesons at HERA. *Phys Lett B*, 2009, 680: 4–12, arXiv: [0903.4205](#)
- 61 Adloff C, et al. (H1 Collaboration). Elastic photoproduction of J/ψ and γ mesons at HERA. *Phys Lett B*, 2000, 483: 23–35
- 62 CMS Collaboration. Measurement of exclusive Y photoproduction in pPb collisions at 5.02 TeV. CMS-PAS-FSQ-13-009, 2016
- 63 Favart L, Guidal M, Horn T, et al. Deeply virtual meson production on the nucleon. *Eur Phys J A*, 2016, 52: 158, arXiv: [1511.04535](#)
- 64 Brodsky S J, Chudakov E, Hoyer P, et al. Photoproduction of charm near threshold. *Phys Lett B*, 2001, 498: 23–28
- 65 Gryniuk O, Vanderhaeghen M. Accessing the real part of the forward J/ψ -p scattering amplitude from J/ψ photoproduction on protons around threshold. *Phys Rev D*, 2016, 94: 074001, arXiv: [1608.08205](#)
- 66 Martynov E, Predazzi E, Prokudin A. A universal Regge pole model for all vector meson exclusive photoproduction by real and virtual photons. *Eur Phys J C*, 2002, 26: 271–284, arXiv: [hep-ph/0112242](#)
- 67 Martynov E, Predazzi E, Prokudin A. Photoproduction of vector mesons in the soft dipole Pomeron model. *Phys Rev D*, 2003, 67: 074023, arXiv: [hep-ph/0207272](#)
- 68 Accardi A, Arleo F, Brooks W K, et al. Parton propagation and fragmentation in QCD matter. *Riv Nuovo Cim*, 2010, 32: 439
- 69 Bialas A. Attenuation of high-energy particles leptonproduced in nuclear matter. *Acta Phys Polon B*, 1980, 11: 475
- 70 Akopov N, Grigoryan L, Akopov Z. Application of the two-scale model to the HERMES data on nuclear attenuation. *Eur Phys J C*, 2005, 44: 219–226, arXiv: [hep-ph/0409359](#)
- 71 Airapetian A, et al. (HERMES Collaboration). Hadronization in semi-inclusive deep-inelastic scattering on nuclei. *Nucl Phys B*, 2007, 780: 1–27
- 72 Brooks W K, Hakobyan H. Experimental studies of hadronization and parton propagation in the space-time domain. *Nucl Phys A*, 2009, 830:

- 361c–368c, arXiv: [0907.4606](#)
- 73 Wood M H, et al. (CLAS Collaboration). Absorption of the ω and ϕ mesons in nuclei. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 112301, arXiv: [1006.3361](#)
- 74 Airapetian A, et al. (HERMES Collaboration). Multidimensional study of hadronization in nuclei. *Eur Phys J A*, 2011, 47: 113, arXiv: [1107.3496](#)
- 75 Geesaman D F, Saito K, Thomas A W. The nuclear EMC effect. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 1995, 45: 337–390
- 76 Schmookler B, et al. (CLAS Collaboration). Modified structure of protons and neutrons in correlated pairs. *Nature*, 2019, 566: 354–358
- 77 Weinstein L B, Piasezky E, Higinbotham D W, et al. Short range correlations and the EMC effect. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 052301, arXiv: [1009.5666](#)
- 78 Hen O, Piasezky E, Weinstein L B. New data strengthen the connection between short range correlations and the EMC effect. *Phys Rev C*, 2012, 85: 047301, arXiv: [1202.3452](#)
- 79 Hen O, Miller G A, Piasezky E, et al. Nucleon-nucleon correlations, short-lived excitations, and the quarks within. *Rev Mod Phys*, 2017, 89: 045002, arXiv: [1611.09748](#)
- 80 Cosyn W, Guzey V, Sargsian M, et al. Electron-deuteron DIS with spectator tagging at EIC: Development of theoretical framework. *EPJ Web Conf*, 2016, 112: 01022, arXiv: [1601.06665](#)
- 81 Derrick M, et al. (ZEUS Collaboration). Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA. *Phys Lett B*, 1993, 315: 481–493
- 82 Adloff C, et al. (H1 Collaboration). Inclusive measurement of diffractive deep-inelastic ep scattering. *Z Phys C*, 1997, 76: 613–629
- 83 Brodsky S J, Lu H J. Shadowing and antishadowing of nuclear structure functions. *Phys Rev Lett*, 1990, 64: 1342–1345
- 84 Frankfurt L L, Strikman M I. Shadowing and enhancement of quark distribution in nuclei at small x . *Nucl Phys B*, 1989, 316: 340–354
- 85 Stodolsky L. “Rapidity gap” events and shadowing in deep inelastic scattering. *Phys Lett B*, 1994, 325: 505–508
- 86 Brodsky S J, Schmidt I, Yang J J. Nuclear antishadowing in neutrino deep inelastic scattering. *Phys Rev D*, 2004, 70: 116003, arXiv: [hep-ph/0409279](#)
- 87 Abramowicz H, Abt I, Adamczyk L, et al. Combination and QCD analysis of charm production cross section measurements in deep-inelastic ep scattering at HERA. *Eur Phys J C*, 2013, 73: 2311
- 88 Gao J H, Liang Z T, Wang X N. Nuclear dependence of azimuthal asymmetry in semi-inclusive deep inelastic scattering. *Phys Rev C*, 2010, 81: 065211, arXiv: [1001.3146](#)
- 89 Song Y, Liang Z, Wang X N. Nuclear suppression of azimuthal asymmetries in semi-inclusive deep inelastic scattering off polarized targets. *Phys Rev D*, 2014, 89: 117501, arXiv: [1402.3042](#)
- 90 Best C, Gökeler M, Horsley R, et al. π and ρ structure functions from lattice QCD. *Phys Rev D*, 1997, 56: 2743–2754, arXiv: [hep-lat/9703014](#)
- 91 Chen C, Chang L, Roberts C D, et al. Valence-quark distribution functions in the kaon and pion. *Phys Rev D*, 2016, 93: 074021, arXiv: [1602.01502](#)
- 92 Shi C, Mezrag C, Zong H. Pion and kaon valence quark distribution functions from Dyson-Schwinger equations. *Phys Rev D*, 2018, 98: 054029, arXiv: [1806.10232](#)
- 93 de Téramond G F, Liu T, Sufian R S, et al. Universality of generalized parton distributions in light-front holographic QCD. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 182001
- 94 Han C, Xing H, Wang X, et al. Pion valence quark distributions from maximum entropy method. *Phys Lett B*, 2020, 800: 135066
- 95 Conway J S, Adolphsen C E, Alexander J P, et al. Experimental study of muon pairs produced by 252-GeV pions on tungsten. *Phys Rev D*, 1989, 39: 92–122
- 96 Chekanov S, et al. (ZEUS Collaboration). Leading neutron production in e+p collisions at HERA. *Nucl Phys B*, 2002, 637: 3–56
- 97 Aaron F D, et al. (H1 Collaboration). Measurement of leading neutron production in deep-inelastic scattering at HERA. *Eur Phys J C*, 2010, 68: 381–399, arXiv: [1001.0532](#)
- 98 Sullivan J D. One-pion exchange and deep-inelastic electron-nucleon scattering. *Phys Rev D*, 1972, 5: 1732–1737
- 99 Qin S X, Chen C, Mezrag C, et al. Off-shell persistence of composite pions and kaons. *Phys Rev C*, 2018, 97: 015203, arXiv: [1702.06100](#)
- 100 Yuan Q, Feng L. Dark matter particle explorer observations of high-energy cosmic ray electrons plus positrons and their physical implications. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 101002, arXiv: [1807.11638](#)
- 101 Gao R L, Liu Y, Ouyang X P, et al. Accurate reconstruction of soft X-ray energy spectrum in detector response matrix. *Sci China-Phys Mech*

Astron, 2019, 62: 122012

102 Ma J L, Yue Q, Lin S T, et al. Study on cosmogenic activation in germanium detectors for future tonne-scale CDEX experiment. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2019, 62: 011011, arXiv: 1802.09327

Physics and detector design of polarized Electron Ion Collider in China (EicC)

CAO Xu^{1,2}, CHEN XuRong^{1,2*}, GONG Chang³, LIANG YuTie^{1,2}, LIU TianBo⁴,
WANG Rong^{1,2}, XIAO BoWen⁵, XU Nu^{1,2*}, YANG Yi-Bo⁶, YANG Zhi^{1,2}, YAO DeLiang⁷,
ZHAO YuXiang^{1,2} & ZHENG Liang⁸

¹ *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*

² *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

³ *Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

⁴ *Institute of Frontier and Interdisciplinary Science, Shandong University, Qingdao 266237, China;*

⁵ *Key Laboratory of Quark and Lepton Physics (MOE) and Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China;*

⁶ *Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;*

⁷ *School of Physics and Electronics, Hunan University, Changsha 410082, China;*

⁸ *School of Mathematics and Physics, China University of Geosciences (Wuhan), Wuhan 430074, China*

The innermost exploration regime of visible matter involves the nucleon structure. High-energy electron-nucleon scattering, regarded as a modern “Rutherford” experiment, is an ideal platform to conduct investigations of the nucleon structure, which improves our understanding of matter and aids the common interests of nuclear and particle physicists. Electron Ion Colliders (EICs) are super electron microscopes that can take clear images of the inner structure of a nucleon; hence, they are effective tools for gaining insights into the fundamental constituents of matter, e.g., structures of a nucleon and nuclei. An Electron Ion Collider in China (EicC) project is proposed for the heavy ion analytical facility. This project will provide a large integrated experimental platform to propel the development of nuclear and particle physics and other relevant fields in China. The energy of an EicC is confined in the region where the contributions of sea-quarks are dominant. However, this region is well suited for the study of the origin of the nucleon mass and its 3D structure. Additionally, it can fill the gap between the energy regions of current electron scattering experiments and future EIC (for instance, in the US). In this study, we review the rich physics highlights of EicC, including the precise measurements of 1D and 3D sea-quark structures, such as TMDs and GPDs. Comparisons of the projected EicC precision with current data are presented. Moreover, this work reviews the significance of EicC for the study of the origin of proton mass, nuclear medium effects, π -structure functions, and the first conceptual design of an EicC detector. The EicC facility will promote our understanding of many fundamental questions including the origin of proton spin and mass and mechanism of quark-gluon confinement.

Electron Ion Collider, quantum chromodynamics, nucleon structure, nucleon spin, proton mass, heavy flavor hadron spectroscopy, nuclear medium effects

PACS: 21.10.Gv, 29.20.db, 21.90.+f, 21.10.Hw, 21.10.Dr

doi: 10.1360/SSPMA-2020-0258