

文章编号: 1007-4627(2019)02-0151-10

基于极化氦三靶的原子核散射实验

张毅^{1,2}, 胡碧涛^{1,2}

(1. 兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000;
2. 兰州大学中子应用技术教育部工程研究中心, 兰州 730000)

摘要: 利用极化的氦三气体靶可以显著地拓展传统的核物理实验研究, 观察初态自旋自由度对核反应过程动力学的影响。本文通过列举极化三体核力实验以及极化的重离子电荷交换反应实验, 介绍了极化氦三靶在核物理实验研究中的独特优势。在质子散射实验中, 通过测量不同极化方向下的多种末态产物角分布, 可以进一步检验手征有效场理论对于三体核力的描述; 而在与重离子的电荷交换反应中, 通过控制靶极化方向可以分离 π 介子交换与 ρ 介子交换对于核子自旋同位旋激发的贡献, 从而为研究核子在不同核环境中的动力学演化提供独一无二的契机。结合我国新一代大科学装置的建设背景, 尤其是以加速器驱动嬗变系统(ADS)和强流重离子加速器装置(HIAF)和中国散裂中子源(CNS)为代表的先进实验平台为原子核物理实验研究提供了理想的机遇。新的实验技术手段将明显拓展在这些大型核科学装置上开展实验研究的深度与广度。极化氦三靶做为其中具有独特优势的研究手段, 必将具有广阔的应用前景。

关键词: 极化氦三靶; 三体核力; 弹性散射; 电荷交换反应; 自旋-同位旋激发

中图分类号: O571.1 文献标志码: A DOI: [10.11804/NuclPhysRev.36.02.151](https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.02.151)

1 引言

作为一个由多费米子耦合而成的量子系统, 原子核由于其内部核子间复杂的相互作用而在诸多内禀自由度上展现出奇异的性质。传统的核物理实验手段绝大部分考察原子核的质量、能量、截面、能级寿命、角分布等方面。对于自旋自由度的研究手段大多是通过测量核反应、核衰变产物的角分布或符合截面, 仅仅局限于反应末态, 而对于反应初态的自旋取向则没有任何选取。由此导致实验上无法精准分离观测不同的哈密顿矩阵的矩阵元, 也就无法清晰地讨论核子-核子、核子-原子核之间相互作用中涉及自旋的相互作用项。本文尝试通过在原子核物理不同研究方向上进行分析列举, 初步探讨通过极化靶技术在实验上选取不同的初态原子核自旋取向, 针对不同的动力学过程选取观察不同的末态观测量, 从而探究原子核中自旋相关相互作用的基本性质及其对原子核内部结构的影响。本文分为五个部分: 第二部分介绍极化靶技术, 尤其是通过光泵浦-自旋交换过程制备极化氦三靶的技术; 第三部分介绍极化氦三靶在三体核力实验研究中的应用; 第四部分介绍极化靶在自旋-同位旋激发实验研究中的应用; 最后是总结和展望。

2 极化靶技术

由于质子的静止质量比电子静止质量大了三个量级, 因而质子的玻尔磁矩比电子的玻尔磁矩小了三个量级。因此极化质子^[1]比极化电子明显更加困难。而原子核的电荷与质量之比往往小于质子, 而且质量数越大其荷质比越小, 因此在原子核物理实验中实际使用的极化靶核仅限于极化的质子靶、氘靶和氦三靶^[2]。

极化质子靶和极化氘靶的工作原理相同。二者都需要对富含质子/氘核的化合物施加磁场强度为数个特斯拉的静磁场, 使原子核自旋沿磁场方向发生能级劈裂, 然后通过液氦冷却至小于 1 K 的温度, 最终使达到玻尔兹曼分布后的靶材料由于在高低两个能级上的原子核布居数不同而呈现出极化性。这种单纯依靠热极化过程的极化方法称为 brute force polarization^[3]。这种极化方法最大的缺点是极化过程需要的时间非常长(通常需要将低温强磁场的条件维持数十天才能使其极化度趋于饱和), 且能够获得的极化度很低(在 2.5 T 的强磁场、1 K 的温度下, 质子极化度的理论值仅为 0.25%, 氘核为 0.05%)。在此基础上人们又发展出了动态核极化技术(Dynamic Nuclear Polarization, DNP)^[4]。这一技术主要利用核外电子与原子核的超精细相互作用, 对

收稿日期: 2018-12-10; 修改日期: 2019-04-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(U1832167, 11875301)

作者简介: 张毅(1982-), 男, 甘肃兰州人, 副教授, 博士, 从事粒子物理与原子核物理实验研究; E-mail: yizhang@lzu.edu.cn

置于低温强磁场环境下的靶材料施加一定频率的大功率射频磁场，从而有选择性地泵浦指定超精细能级上的电子，由此实现原子核的极化。通过这一技术能够显著提高极化靶的极化速率以及最高极化度，例如对于作为有效极化质子靶的极化氨(NH_3)的极化度可以高达 90%^[5]。这一技术的关键环节在于寻找电子自旋弛豫时间尽量短而原子核自旋弛豫时间尽量长的靶材料。因而实际实验中所使用的极化质子靶及极化氘靶都需要掺杂其他的核素，最终使得实验数据均带有混染效应(dilution effect)。尤其是对于准弹性散射和深度非弹性散射实验，由于主要参与散射过程的仅为靶核中的某个核子，因此使得掺杂较重核素的极化质子靶和极化氘靶的混染效应非常明显，严重制约了有限束流时间下所获得实验结果的统计精度。

极化氦三靶与以上两种极化靶的工作原理截然不同。目前也有两种极化氦三原子核的实验手段。其一通过圆偏振的大功率激光将稀薄的氦三气体激发至亚稳态，然后通过处于亚稳态上的核外电子与氦三原子核的超精细相互作用将极化性传递至氦三原子核上^[5]。这一技术虽然能够获得较高的极化速率，但限于其仅适用于极低的气压(3 mbar)，因此并不适用于典型的固定靶实验。另一种实现极化氦三靶的技术是通过自旋交换-光泵浦过程(SEOP)实现^[6]。这一方案首先也是使用圆偏振的大功率激光通过光泵浦过程将混合有氦三气体的碱金属蒸汽极化，而碱金属原子在与氦三原子发生热碰撞的过程中形成了范德瓦尔斯分子，其相互作用哈密顿量存在自旋相关的各向异性项，导致在碰撞过程中极化的碱金属原子存在一定几率将其极化性转移至氦三原子上。由于氦三原子的两个核外电子基态为 $1S^0$ ，因此其极化性转移至其自旋为 $1/2$ 的氦三原子核。在上述过程中碱金属的元素种类并没有限定，但由于 Rb 原子所需要的光泵浦激光的波长为 795 nm，更容易通过大功率的半导体激光器获得，因此在实验中均通过加热的金属 Rb 蒸汽制备极化氦三靶。然而由于 K 原子与氦三原子发生自旋交换的几率远大于 Rb 原子与氦三原子发生自旋交换的几率，并且 Rb-K 两原子间存在着极强的自旋相互作用，因此人们最终使用大功率激光极化 Rb-K 混合蒸汽中的 Rb 原子进而实现氦三原子核的极化，这一改进可以将极化靶的最高极化率由 40% 提升至 70%^[7]。图 1 即为美国托马斯杰佛逊国家实验室 Hall-A 所使用的极化氦三靶实验装置示意图。

实验上极化氦三技术相对于常见的极化质子靶、极化氘靶更有优势。这是因为后两者需要数个特斯拉的强磁场以及液氦冷却至 1 K 以下的温度，不仅实现技术难

度大、成本高昂且无法承受大流强的束流，而且由于靶物质带有其他的核素而导致很强的混染效应。而通过光泵浦-自旋交换过程实现的极化氦三靶仅需将部分部件加热至 220 °C 左右而大部分部件工作在室温下，仅需约 30 高斯的弱磁场且能够承受相对大得多的束流强度，因此能够获得比后两者高一至二个数量级的极化束流亮度。此外极化氦三靶所需的主磁场强度低，因而在实验中可以任意旋转以获得任何给定的极化方向，更有利于实现前述的不同介子交换项的分离。

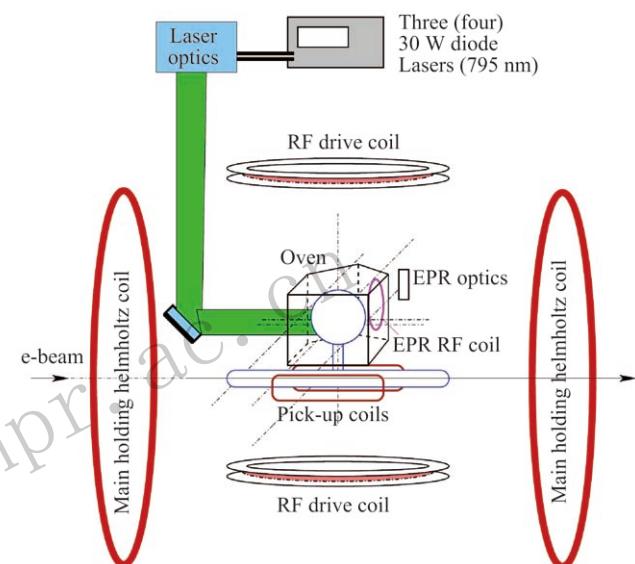


图 1 (在线彩图) 在美国托马斯杰佛逊国家实验室使用的极化氦三靶示意图

对于极化氦三靶的实验技术研究，早在 20 世纪 60 年代起美国科学家就通过光泵浦-自旋交换过程实现了氦三原子核的极化。但限于工艺水平最初的极化度始终在 30% 以下。20 世纪 90 年代末以人们通过 Rb-K 混合极化将极化度提高至 50%。2008 年美国托马斯杰佛逊国家实验室的合作组又通过窄带激光进一步将极化度提高至 70%^[8]，结合 CEBAF 的高品质电子束实现了全球最高的极化亮度。此外美国国家标准局(NIST)的合作组利用极化氦三靶从事中子极化的相关实验研究，也取得了令人瞩目的成果。另一方面在德国的美茵茨大学通过另外的技术路线(亚稳态光泵浦)实现了更高的极化速率和极化度，但所能达到的气压不到 0.1 个大气压。近三年来日本理化研究所也开始努力研制用于 RIKEN 束流的极化氦三靶，但所能达到的极化度不到 10%。与此同时极化靶的其他性能指标也在不断得到提升。在我国极化氦三实验研究也逐步开展，上海交通大学、中国工程物理研究院、中国原子能研究院、中科院数理研究所等多家单位都开始研制和搭建符合各自实验要求的极

化氦三装置。但需要指出的是, 不管是在国内还是在国外, 绝大部分极化氦三靶都是针对电子束流或中子束流的。与其他束流明显不同, 重离子束流电离能损大, 因而对极化氦三靶的侧壁、前后窗的物质的量都提出了严苛的要求。因此完全有必要针对重离子束诱导的核反应实验设计相应的极化氦三靶。

3 极化氦三靶在三体核力实验中的应用

众所周知, 核子之间的相互作用是原子核物理研究中的基本课题, 对于其他的核物理研究方向有着根本性的影响^[9]。经过多年的发展, 对于核子间两体相互作用的研究取得了巨大的成功, 各种唯象模型(如 CD-Bonn, AV18, NijmI, NijmII 等)在很大的运动学范围内与实验观测的结果符合得相当好^[10]。

尽管如此, 实验和理论研究都表明, 除了两体相互作用外核子间还存在着明显地三体相互作用^[11–14]。在核结构研究方面, 轻核的结合能是最为人们所熟知的三体核力效应, 在理论计算中引三体核力能明显地改善理论计算与实验观测的符合程度。除此之外, 三体核力还对自旋-轨道耦合及原子核的自旋依赖关系有着重要的影响。例如, 在 no-core shell model 中^[15], 如果不包含三体核力, 原子核的能级间距一般都比实验观测小; 当包含三体核力后, 除了能级间距变大(与实验观测更加符合)外, 三体核力还对自旋-轨道劈裂产生了重要的贡献。例如对于 $p_{3/2}$ 与 $p_{1/2}$ 两轨道的劈裂, 其三体核力的贡献不仅可以在 ^{13}C 核的第一激发态($3/2^-$)与其基态($1/2^-$)的能级间距中表现出来, 也可以从 $\text{n}-^4\text{He}$ 散射中 $p_{3/2}$ 与 $p_{1/2}$ 道的相移中明显地表现出来。再如, 对于 ^{10}B 原子核, 如果仅考虑两体核力理论甚至无法正确预测基态的自旋和宇称, 只有在引入三体核力以后才能得出与实验一致的结果^[16]。需要强调的是, 三体核力效应不仅仅局限于轻核素中, 在关于原子核壳结构的形成和演化的研究中三体核力同样也很重要。例如, 在幻数 2, 8, 20 之后, 幻数 28 是第一个无法仅凭两体核力预言的幻数。而近期对于钙的同位素的研究^[17]显示, 三体核力将是解释幻数 28 的关键。另外, 在对于核物质的研究^[18–19]中也发现, 考虑三体核力的影响后 Brueckner-Hartree-Fock(BHF) 理论的热力学自治性得到了明显改善, 还能更好地描述核物质在饱和点的性质。对于非对称核物质, 该理论框架还能预言中子和质子的单粒子势和有效质量的同位旋劈裂性质。更为引人瞩目的是, 上以上讨论的三体核力效应不仅仅体现在原子核中, 在天体物理中也有很重要的影响。最新的理论计算对低于原子核密度的丰中子物质

的性质做出了严格的限定, 由此改进了目前对于中子星的理论模型^[14]。通过包含三体核力的核物质计算显示, 具有典型质量的中子星的半径为 10~14 km, 与 X 射线爆源模型的理论预期^[15]相吻合。据此可知, 微观多体理论对于模拟恒星塌缩、中子星以及黑洞形成的物态方程也会提出强有力的规定条件。

然而相对于两体核力, 三体核力的研究尚不成熟, 理论和实验结果的比较远未达到令人满意的程度。由于上世纪的初步研究就表明描述两体核力的汤川 π 介子交换势无法定量地描述三体核力, 人们不得不采取理论分析与唯象模型相结合的方式来解释实验观测的结果。早期著名的 Fujita-Miyazawa 模型^[22]将三体核力通过色散关系与 πN 散射联系在一起加以描述。稍后 Green^[23]以及 McKellar^[24], Rajaraman 等^[25]则使用流代数通过 πN 散射振幅描述三体核力。之后理论不断改进, 直到 1975 年 Tucson-Melbourne 合作组所提出的被广泛使用的 TM 三体核力模型^[26–27]。需要指出的是上述工作均属于传统的唯象模型, 采用了与两体核力研究完全不同的理论框架。

理论上的突破始于 20 世纪 70 年代末。Weinberg^[28]首先指出核力是强相互作用在低能区的剩余相互作用, 因此其相互作用的拉氏量必须满足用以描述强相互作用的基本理论——量子色动力学(QCD)所具有的全部基本对称性。在低能区的核子间相互作用可以用满足手征对称性及其他 QCD 对称性的交换 π 介子的有效拉氏量来描述, 即手征有效场理论^[29]。与早期唯象的汤川 π 介子交换势模型不同, 手征有效场理论是描述强相互作用的第一性原理——QCD 在低能下由于夸克-胶子自由度被禁闭而由重整化群理论得出的有效计算途径, 是在低能区描述强相互作用的基本理论。在手征有效场中两体核力与三体核力均由不同阶次的 πN 散射费曼图表示, 理论框架自治、统一, 同时也自然而然地解释了三体核力弱于两体核力的实验现象。自此对核力的探索已经深化为研究 QCD 在低能近似下的性质。除此之外, 由于手征有效场理论完整而系统地描述了核子间的相互作用, 因此完全可以通过在少体系统的实验研究获得两体及三体核力的所有信息, 然后应用于前面提到的重质量原子核核结构以及核物质乃至天体物理的研究中。

尽管传统的唯象势模型和手征有效场论都能在很大程度上解释诸如氘核的结合能、核子-氘核的弹性散射截面这样的实验现象, 但是在实验上仍然存在着大量的观测结果无法通过现有的理论计算描述, 例如在中能(150~250 MeV)区大角度($>90^\circ$)时质子-氘核的弹

性散射截面^[30–31]以及著名的 Ay 问题^[32–34]。在手征微扰论中, 三体核力最先出现在 N^2LO 阶的费曼图中, 但不足以完全解释实验上观测到的三体效应。同时有研究显示 N^3LO 阶费曼图对三体核力的贡献很小^[35]。因此为了与实验观测相符, 需要将现有的理论研究推进至 N^4LO 阶。

在实验上三核子系统是最简单的核多体系统, 因此也被研究得最为深入。在低能区人们已积累了大量的核子-氘核弹性散射数据, 理论对这部分测量结果也能做出比较好的解释。相比之下质子-氘核在中能区的散射实验, 特别是对碎裂(break up)过程的测量数据则相对较少, 而对其他自由度如极化实验的测量数据则更加缺乏。但另一方面恰恰是引入了新的自由度(如自旋或同位旋)的实验数据与现有的理论计算偏离较大。因此为了进一步检验现有的理论结果, 近年来实验发展的趋势主要是提高束流的能量、引入极化观测量以及测量除了弹性散射以外的反应过程。

尽管三核子系统在三体效应的研究中拥有无可替代的优势, 但同样也存在一定的局限性。首先, 理论上往往使用氘核的结合能做为约束理论参数的重要输入量。因此为了更大程度上检验理论的正确性, 需要观测与氘核结合能无关的三体效应。但是对于三核子系统, 在实验上做到这一点往往需要较高的能量的或比较特别的观测量。其次, 三核子系统的束缚态也不存在其他的自旋/同位旋组合, 因此对于三核子系统只能通过散射实验来研究三体效应的自旋/同位旋自由度, 这也是不利的。因此四核子系统做为新的研究对象, 在新一代的三体核力实验中扮演着越来越重要的角色^[36]。一方面有研究显示在四核子系统中存在着很明显的三体效应; 另一方面现有的研究表明相对于三体核力, 四体核力可以忽略^[37]。因此做为三核子系统的补充, 在四核子系统中研究三体核力也是非常必要的。利用极化的氘三气体靶结合中低能质子束进行三体核力的实验, 在国内尚无先例, 在国际上也只有现已关闭的印第安纳大学同步辐射装置(IUCF)在有限的运动学范围内进行过测量。而通过自旋交换-光泵浦极化氘三原子核的技术相对复杂, 在国外也只有美国国家标准局(NIST)、三角大学核物理实验室(TUNL)、托马斯杰佛逊国家实验室(JLab)、斯坦福直线加速器中心(SLAC)、IUCF 等大型实验室才能够在粒子物理或核物理实验中使用, 其做为强有力的技术手段已经在核子结构、基本对称性破缺等方面的研究中发挥了重要的作用。因此利用极化氘三靶进行的质子、中子散射实验将在国际上产生具有重要影响力的研究成果。

为了论证利用兰州电子冷却储存环束线(CSR)与极化氦三靶进行三体核力实验的可行性, 我们首先在量子蒙特卡罗的理论框架内编写计算机代码数值计算质子-氦三核弹性散射的散射截面。为了保证计算结果的正确性, 我们还计算了氦三原子核基态的结合能以及各种可能的角动量量子态、同位旋量子态的成分, 并与已有的理论结果比较。经计算发现, 如果在相互作用势中只考虑两体核力的贡献项, 氦三原子核的基态结合能的理论预期与实验测量值存在明显偏离; 而当引入三体核力的贡献项后, 理论预期明显改善, 以此验证所使用的三体核力模型的有效性。然后将该模型引入到 Geant4 的物理库中。其中对于常规的强子反应物理模型, 主要依赖 G4HadronElasticPhysics 和 G4HadronPhysicsINCLXX 中的强子非弹性散射截面库进行估算在 π 介子产生域以上能区的弹性散射, 依赖 G4IonINCLXXPhysics 和 G4IonElasticPhysics 估算质子-氦三原子核的散射截面。在此基础上我们模拟了不同能量的质子束流与极化氦三靶的散射实验。模拟中选取了 4 种不同的质子束流能量, 分别是 240, 300, 350 和 600 MeV。下面我们以质子束流为 300 MeV 的模拟结果为例进行讨论。首先在计算机模拟中记录散射后所有不同种类的离子飞出极化靶时的位置和角分布, 如图 2 所示。

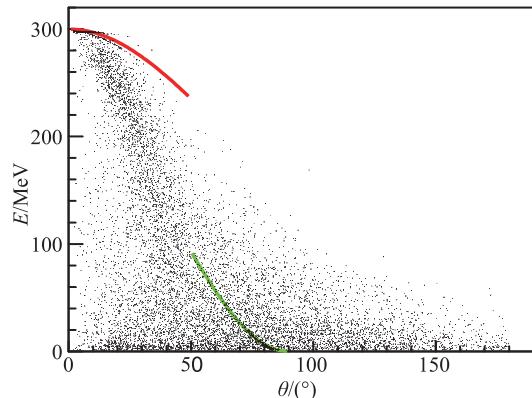


图 2 (在线彩图) 300 MeV 质子束流下极化氦三靶散射产物在实验室坐标系中的能量与散射角分布
其中红色曲线为理论计算得到的弹性散射质子运动学曲线,
绿色曲线为理论计算得到的弹性反冲氦三核运动学曲线。

可以看出, 在较高能量范围小角度区有明显的弹性散射事件, 主要为弹性散射质子贡献。其次, 在较小能量范围大角度也存在一定的弹性散射反冲氦三原子核事例。上述两部分事例的运动学相关性可以通过理论计算证实, 但在实际模拟中由于存在显著的本底事例, 导致无法直接测量, 而通过二者的符合测量则导致过低的探

测效率。因此我们采用丢失质量谱方法针对氦三核与质子的弹性散射事件进行丢失质量谱重建。对质子径迹重建的氦三丢失质量谱如图3所示。其丢失质量谱存在明显的弹性散射峰，且随着束流能量的增大弹性散射事件所占的比例降低，这一趋势与弹性散射截面的理论预期也是吻合的。因此完全可以对质子径迹重建氦三丢失质量谱，进而选择弹性散射峰来鉴别所有径迹中属于弹性散射事件的质子径迹。

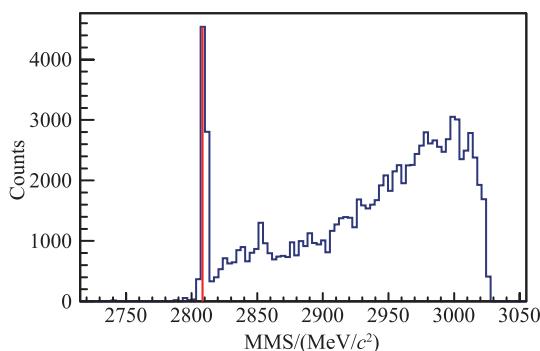


图3 (在线彩图) 300 MeV质子入射后对散射质子径迹重建的氦三丢失质量谱, 红色竖线标示氦三原子核的静止质量

需要说明的是, 因为是弹性散射事件, 其散射质子与反冲氦三核之间的运动学变量存在相关性, 因而对于反冲氦三核在大角度区的径迹事件也包含在散射质子在小角度区的弹性散射事件中。由此得到弹性散射质子的角分布如图4所示。

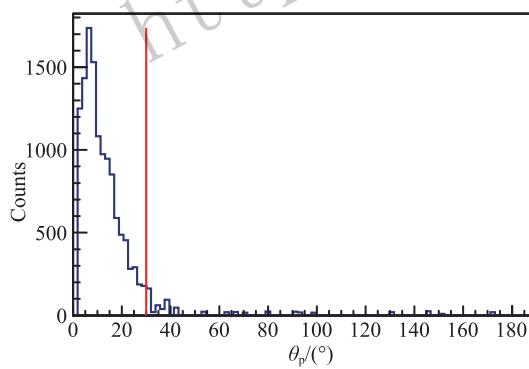


图4 (在线彩图) 300 MeV质子入射后弹性散射质子的角分布, 红色竖线标示散射角 θ 为30°

经过统计发现, 在散射散射角小于30°的范围内包含了95%的弹性散射事件。由此得出重要结论: 对于300 MeV及以上能量入射的质子, 利用极化角覆盖0°~30°的探测系统进行实验测量时损失的有效事件少于5%。

在上述分析的基础上, 我们还对现实的实验条件下所能获得的测量结果的统计精度进行了估算。在模拟中

假定极化氦三靶的有效长度为22.5 cm, 极化氦三气体气压为4 atm, 极化度为50%; 质子束流的束流强度为每秒10⁷个粒子, 得到弹性散射事件率约为90 Hz。以此按照束流时间30 d估算, 获得有效弹性散射事件总数约为2.3×10⁸。这些事例通常依据统计量大致相当而划分为若干个角度范围, 每一个角度范围内的事例加权平均作为该范围的角度中心值, 并根据范围中的事例计算散射质子的单一靶自旋空间不对称性(Ay)的大小及误差。假定在该能区所有角度上Ay的大小均为1%, 则划分10个角度范围后可以保证每个数据点的相对统计误差小于5%, 如图5所示。

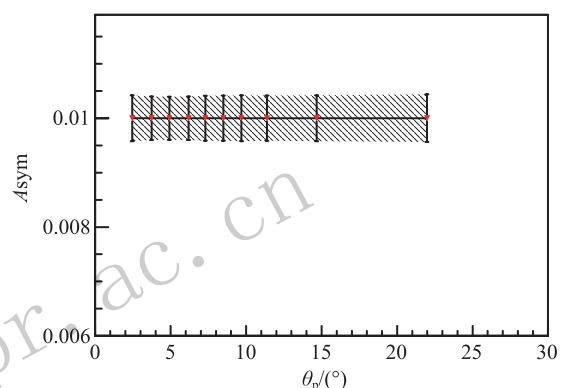


图5 (在线彩图) 假定实验条件下测量弹性散射的单一自旋不对称度的统计精度

除此之外, 通过对模拟数据的进一步分析我们还发现, 在入射质子能量较大的实验条件下, 除了弹性散射事件外也存在着大量的碎裂反应事件, 其中 ${}^3\text{He}(p, p+p')d$ 的反应道的贡献最突出。与此同时通过调研发现, 国外已有理论工作指出在该能区极化的碎裂反应的角分布同样存在着明显的三体核力效应。因而我们继续通过丢失质量谱重建不同径迹事件。首先对于双质子丢失质量谱, 分析结果显示仅凭氘核的动量无法甄别出上述碎裂反应。理论预测这可能是由于在该运动学区存在强烈的强子共振态(σ_{1232})的贡献所造成的^[9]。但对于双径迹测量事件, 如果假定其为双质子径迹而对其重建氘核丢失质量谱, 则可以发现在不同的能量下均存在着明显的氘核丢失质量峰, 证明这一反应道对于双质子径迹事件有明显的贡献, 如图6所示。由图6可以发现, 对于双质子径迹事件, 通过重建氘核丢失质量谱可以有效分离该碎裂反应道的事件。此外对于双径迹事件重建质子丢失质量谱的分析结果, 尽管从中可以看出清晰的丢失质量峰, 但这一类型的双径迹事件产额相对很小, 与双质子径迹事件相比统计量仅有其5%不到, 因而不足以作为主要的散射事件类型。

在上述分析的基础上, 我们还进一步分析了不同能

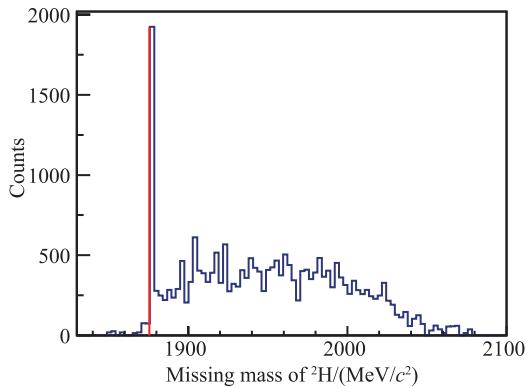


图 6 (在线彩图) 300 MeV 质子入射后对双质子径迹重建的氘核丢失质量谱。红色竖线示氘原子核的静止质量 ($1876.54 \text{ MeV}/c^2$)

量下碎裂反应质子在实验室坐标系中的能量-角度分布, 如图 7 所示。图 7 中质子束流的能量为 300 MeV, 其事例选取主要通过在双质子事件的氘核丢失质量谱(图 6)中施加丢失质量上限 ($1884.0 \text{ MeV}/c^2$) 获得。因此可以确定图 7 中的事例的反应类型为($p, 2p$)。为了区分末态两个质子, 我们将同一个事件中能量较低的质子径迹画

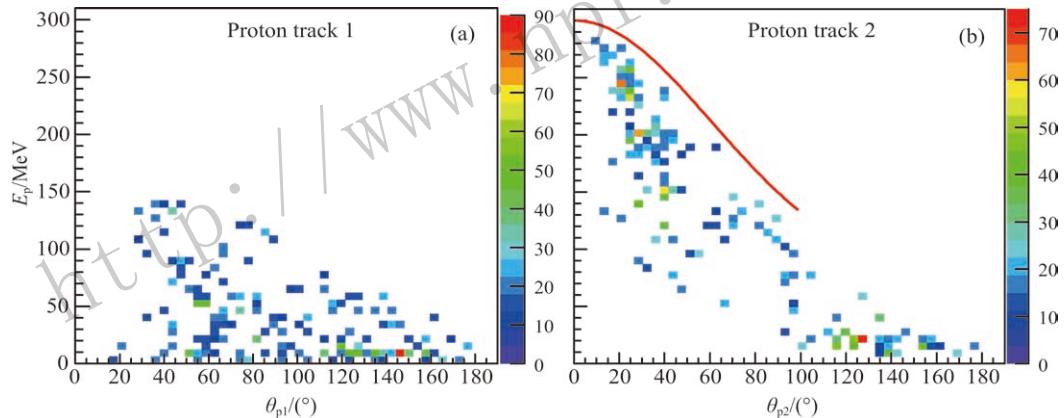


图 7 (在线彩图) 300 MeV 质子引起的碎裂反应双质子径迹能量-角度分布
图 (b) 中红色的曲线为质子-氦三核弹性散射中出射质子的运动学曲线。

此外进一步分析可以发现, ($p, 2p$) 反应的散射事件可以按照出射质子的散射角的相关性粗略地分为两种类型, 如图 8 所示。

在图 8 第一种类型的事件为动能较大的质子径迹的散射角较小 ($\theta_{p1} < 80^\circ$) 的区域, 在此区域中动能较小的质子径迹的散射角 (θ_{p2}) 均匀分布在 $[20^\circ, 170^\circ]$ 的范围内。需要指出的是由于出射的两个质子与入射质子无法分辨, 因此无法直接认定此类事件中的转移动量。因此无法从运动学区中区分该类事件是否为入射质子与氦三核中的一个质子亦或整个氦三原子核发生散射。进一步的理论分析工作将对分离两种过程起到至关重要的作用。另一种类型的事件中两个质子径迹的散射角都较

在图 7(a) 中, 而将能量较高的质子径迹画在图 7(b) 中。对于能量较高(大于 150 MeV) 的质子, 其散射角 θ 分布于小于 50° 的范围内, 但很显然在相同的散射角 θ 下这种事件的质子能量小于弹性散射质子的能量, 也即在图 7(b) 中所有的数据点都低于红色的弹性散射事件中出射质子的运动学曲线。但由于氦三核与氘核的结合能之差只有约 5.5 MeV, 因此在图 7(b) 中红色曲线与部分高能质子径迹的数据点相距很近。因此图 7(b) 中能量较高的质子径迹对应于图 2 中弹性散射质子的运动学曲线(红色曲线)下方的一小部分数据点。此外在图 7(b) 中还能发现在大角度区 ($> 100^\circ$) 也存在能量较低 ($< 40 \text{ MeV}$) 的质子径迹。由于图 7(b) 为同一个事件中能量较高的质子径迹, 因此这部分数据反映出对于双质子径迹事件, 存在两个质子能量均较低, 主要的出射动能由氘核携带的事件。而对于图 7(a) 中的质子径迹, 则会发现其散射角分布范围较大, 且与出射动能无明显相关性。这是因为该类反应的末态有三个质量相当的产物, 且入射质子与氦三核碎裂后产生的质子在反应末态无法分辨。

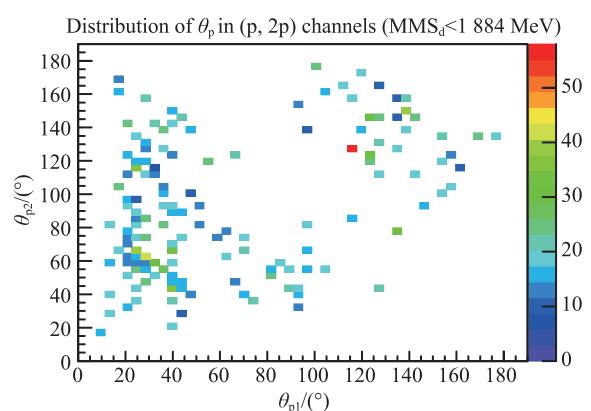


图 8 (在线彩图) 300 MeV 质子引起的碎裂反应双质子径迹角度关联

大。对比图7可知在这类事件中两个质子携带的出射能量都较低, 且在实验室系中入射质子的动量主要由剩余的氘核携带。由于氦三核在反应初态是静止的, 因此末态出射的氘核的动量近似等于散射过程的转移动量。但需要通过核反应理论进一步明确地估算这类事件中入射的质子与氦三原子核中的氘核发生散射的贡献。

综上所述, 通过图7、图8的分析可以得出结论, 对于碎裂反应引起的双质子径迹事件, 两个质子径迹之间以动能大小区分存在明显不同的散射角分布: 动能较大的质子径迹主要分布在小角度区, 而动能较小的质子径迹的角分布相对均匀。同时需要指出的是双质子径迹事件的角度关联存在于两个不同的运动学区, 暗示散射靶核为氘核, 质子为旁观核以及散射靶核为质子, 氘核为旁观核两种不同的碎裂反应道对于碎裂反应的贡献。这对于在未来的数据分析中进一步提取物理信息有明显的启示作用。此外上述分析还显示, 为了实现对双质子径迹事件的测量, 探测系统需要覆盖更大的散射角。同时由于大角度的质子径迹的动能较小, 因而通过对极化氦三靶安装独立的小型时间投影室探测器可以明显提高对双质子径迹事件的接收度。

4 极化氦三靶在自旋同位旋激发实验中的应用

作为一个多费米子耦合的量子系统, 原子核具有许多独特的性质, 其中同位旋最具代表性。与核子的自旋耦合类似, 核子的同位旋耦合也同样能形成复杂的能级结构。此外自旋与同位旋之间还存在明显的耦合, 使得原子核成为非常复杂的动力学系统。在实验上对于原子核自旋-同位旋激发的研究主要有三种手段^[38]。其一以 β 衰变为代表的弱衰变过程, 其不足之处在于只能在非常低的能量范围内研究自旋-同位旋激发, 无法观测存在较强耦合的共振区。其二为电磁散射过程, 包含同位旋标量与同位旋矢量两种耦合。但由于光子的横向极化性, 导致此二者均正比于原子核的横向自旋响应。其三即为以(p,n)和(n,p)反应为代表的电荷交换强相互作用过程, 主要的耦合为 π 介子交换和 ρ 介子交换。其中 π 介子是赝标量粒子, 其所对应的交换项正比于原子核的纵向自旋响应, 与电磁散射过程互补。而 ρ 介子是矢量粒子, 其所对应的交换项正比于原子核的横向自旋响应。但 π 介子与 ρ 介子的质量不同, 其耦合项随转移动量的动力学演化过程迥异^[39]。简言之, π 介子质量小, 在低能区传递长程相互作用, 主要体现吸引力; ρ 介子质量大, 在较高能区传递短程相互作用, 主要体现排斥力。此外在 Δ 共振区 π 介子与 Δ_{1232} 的强耦合使

得 π 介子交换也与 Δ 在核介质中的动力学过程紧密相关。因而可以在大范围的运动学区获得丰富的原子核内部动力学过程的信息, 成为研究自旋-同位旋激发的主要实验手段^[40]。

特别需要指出的是, 电荷交换过程所涉及的初末态与弱衰变过程所涉及的初末态极为相似, 导致二者的跃迁矩阵元紧密相关。因此电荷交换反应不仅是研究原子核中强相互作用过程的有力手段, 也是研究探索原子核中弱过程的重要渠道^[41], 以其独特优势为相关领域的研究提供支撑。主要体现在以下四方面。

首先, 在核力与非稳定核素性质的研究中, 通过电荷交换过程能够有选择地测量原子核响应函数中其他过程无法获得的自旋-同位旋耦合分量。另一方面尽管核力非常复杂, 但在稳定核中很多性质往往被掩盖了。而在稀有同位素中可以产生各种极端的条件, 使得被掩盖的性质凸显出来^[42]。因而涉及稀有同位素的电荷交换反应能够为全面掌握核力的性质提供了难得的实验契机^[43]。实验上一般将待研究的非稳定核作为弹核轰击较轻的靶核, 然后通过精确测量反应产物甄别电荷交换反应, 并在足够宽广的运动学区有选择性的研究其自旋-同位旋耦合项, 因而具备独一无二的优势。

其次, 对于原子核巨共振的研究^[44]而言, 电荷交换反应为研究同位旋矢量多极巨共振^[45]现象提供理想的实验手段。这一共振模式对应于质子和中子非同相的震荡, 其中(p,n)型核反应对于丰中子核外壳层中子更敏感^[46], 吸引了研究者的格外关注。此外其研究成果对深入理解中子星性质也有很重要的影响^[47]。

再次, 为了理解和模拟大质量天体成为超新星的演化过程, 研究者需要精确掌握许多稳定和非稳定核素中的轨道电子俘获概率^[48]。尽管是弱相互作用过程, 但其过程前后涉及的核结构信息(例如Gamov-Teller跃迁)则需要通过电荷交换过程获得。通过精确测量电荷交换过程中转移动量非常小的0°散射下GT跃迁并外推至转移动量完全为0的极限, 即获得电子俘获过程初末态所对应的跃迁矩阵元。因此, 电荷交换反应为理论估算恒星演化中的关键弱衰变提供实验检验。

最后, 无中微子双 β 衰变是一项尚未观测到的核衰变机制。其存在与否是揭示宇宙中物质与反物质存在明显不对称起源的关键性例证^[41]。正因为此, 近年来国际上对于无中微子双 β 衰变的实验观测方兴未艾, 各国纷纷提出或实施多种多样的大型实验计划或装置。而目前大多数实验都面临着同样的难题, 即如何扣除由释放两个中微子的双 β 衰变所带来的本底。由于中微子不带电且只参与弱相互作用, 因此想要在本已稀有的双 β 衰

变事件中精确统计双中微子衰变的贡献，其难度异乎寻常。而电荷交换反应可以高精度的间接测量释放两个中微子的双 β 衰变的发生概率，较为可靠的扣除这一本底。

实验上主要观测的电荷交换反应可以按照同位旋第三分量的变化分为(p,n)型与(n,p)型两类。其中($^3\text{He},\text{t}$)反应属于前一类，特点是所交换的介子为 π^+ 或 ρ^+ ，使得靶核(通常是较重的待测核)内部的一个中子变为质子。另外(p,n)过程要求参与电荷交换的靶核中子所处的能级高于反应前靶核内质子的费米面，否则反应末态的质子由于泡利不相容原理而无法处于反应前所对应的质子能级，因而跃迁几率急剧减小。故而(p,n)过程对于丰中子核的外壳层中子更敏感，对探测中子滴线附近的核素的自旋-同位旋激发更为理想。2014年的理论分析工作^[49]正是通过该反应用于 ^{90}Zr 和 ^{208}Pb 两个核素的同位旋相似态的测量结果获得了上述两个核素的中子与质子半径之差，并与电子散射实验结果高度吻合。与最基本的(p,n)反应相比，($^3\text{He},\text{t}$)由于反应前后所测量的粒子都是带电粒子，因而拥有更高的探测效率，而末态粒子的信息也能测得更精确，这对于放射性核素实验都是非常关键的。例如在日本大阪大学的RCNP进行过的实验 $^{136}\text{Xe}(\text{He}^3,\text{t})^{136}\text{Cs}$ 中^[50]，其激发能谱能量分辨远小于10 keV，而与之相比最基本的(p,n)反应的能量分辨很难达到300 keV。需要指出，如果要求反应初末态产物是束缚态的原子核，则 ^3He 是能够使用的最轻的核素。

电荷交换反应的优势在于耦合形式多样且在不同运动学区不同耦合项占主导作用。倘若能进一步引入极化自由度，则可以直接选取特定的耦合项。如果入射核的自旋方向完全平行于转移动量的方向(纵向极化)，则电荷交换过程只有 π 介子交换；如果入射核的自旋方向完全垂直于转移动量的方向(横向极化)，则电荷交换过程只有 ρ 介子交换。因而极化的电荷交换反应具有的优势也是显而易见的。

对于($^3\text{He},\text{t}$)反应，即使在较高的能量下需要将入射核视为三个独立的核子，极化的氦三核也仍然可以视为有效的极化质子靶。这是因为自旋为1/2的氦三核的基态为三个组态的叠加^[51]，分别是S态(90%)，S'态(~1.5%)和D态(~8.5%)。其中S组态下两个质子处于L为0、自旋反平行的s态，因而是由同样处于s态的中子决定了氦三核的极化方向。但在($^3\text{He},\text{t}$)反应中要求末态核为 ^3H 核，其基态的主要成分必然是两个中子处于L为0，自旋反平行的S态。而其中一个中子(即反应前氦三核的中子)的自旋取向是确定的，因而

另一个中子的自旋必须与之相反。导致在s分波下交换电荷的质子的自旋有很大的概率与氦三核的中子自旋反平行，故氦三核在($^3\text{He},\text{t}$)反应道中也是有效的极化质子靶。

电荷交换过程是最基本的核反应过程之一，从20世纪60—70年代起至今相关的理论实验研究已持续了近五十年。早期绝大多数的实验都是利用最基本的(p,n)和(n,p)反应在稳定核素的靶上进行。因而实验精度有限，探索的核素范围也很有限。近二十余年来，随着理论分析和实验技术的发展，基于其他入射核的电荷反应明显增多，(p,n)型的实验除了($^3\text{He},\text{t}$)，还有($^6\text{Li},^6\text{He}$)^[52]，($^{12}\text{C},^{12}\text{B}$)^[53]。而(n,p)型的实验有($d,^2\text{He}$)^[54]，($t,^3\text{He}$)^[55]，($^7\text{Li},^7\text{Be}$)^[56]和($^{12}\text{C},^{12}\text{N}$)^[57]等。其中近年来比较有代表性的实验组有三个，其一为日本大阪大学的RCNP，通过非极化的氦三束流完成了一系列的($^3\text{He},\text{t}$)反应测量^[58-59]；其二为日本RIKEN上基于SHARAQ谱仪完成的一系列非稳定核素束流的电荷交换反应，例如($t,^3\text{He}$)和($^{12}\text{N},^{12}\text{C}$)等^[60]；其三为美国NSCL上也利用次级氚束进行了不同靶核的实验测量^[61]。这些实验的工作方向主要集中于对中能区(>100 MeV/A) 0° 散射的电荷交换过程的实验测量，并进一步将实验结果外推至转移动量为0的极限以便与 β 衰变联系起来。对于极化的电荷交换过程，主要是Los Alamos实验室早期和RCNP利用极化的质子束在稳定核上的工作。对于非稳定核素，因为传统的低温极化靶具有的强磁场及靶窗及侧壁不适合重离子束流以及出射产物的测量，而极化氦三靶的极化度显著提升也只是近二十年来在美国部分实验室产生的技术突破，因此国际上未见到针对非稳定核素的极化电荷交换过程的实验研究。

5 总结与展望

如前所述，极化氦三靶技术的使用可以为传统的核物理实验研究引入新的自旋观测量，进而分离提取出核子与核子之间、核子与原子核之间相互作用的深层次动力学信息。尽管目前的极化技术只能使基态原子核的自旋呈现有序排布，无法使得原子核内大部分核子的自旋呈现空间取向性排布，但是通过选取适当的散射过程，例如上文列举的轻核弹性散射过程和直接反应区电荷交换过程并观测其单粒子的极化效应，可以获得原子核内部通过其他实验手段难以启及的相互作用信息。因此这种极化氦三靶实验如同通过独一无二的“自旋探针”探究原子核。在传统原子核物理实验中人们往往通过更高

能量、更大亮度的加速器束流结合高分辨谱仪做为研究原子核的主要手段, 如同巨大的显微镜一般观察原子核的微观世界。而极化氦三靶技术则如同牛顿的三棱镜, 将原本复杂混合的核核相互作用项“偏折”, 呈现出结构丰富的“光谱”。因此极化氦三靶可以为人们从全新的维度揭示更多关于核核相互作用的动力学信息。

近年来, 随着我国经济科技发展水平的提高, 国家兴建和规划了新一代的大科学装置, 其中以加速器驱动嬗变系统(ADS)和强流重离子加速器装置(HIAF)和中国散裂中子源(CNS)为代表的先进实验平台为原子核物理实验研究提供了理想的机遇。新的实验技术手段将明显拓展在这些大型核科学装置上开展实验研究的深度与广度。极化氦三靶做为其中具有独特优势的技术手段, 必将具有广阔的应用前景。

参考文献:

- [1] DUTZ H, GOERTZ ST, MEYER W. EPJ Web of Conference, 2017, **134**: 05001.
- [2] GOERTZ S, MEYER W, REICHERZ G. Prog Part Nucl Phys, 2002, **49**: 403.
- [3] ROUILLE G, BASSAN M, COMMEAUX C, et al. Nucl Inst Math, 2001, **464**: 428.
- [4] KOIVUNIEMI J, DOSHITA N, GAUTHERON F, et al. J Phys, 2009, **150**: 012023.
- [5] BATZ M, NACHER P J, TASTEVIN G. J Phys, 2011, **294**: 012002.
- [6] WALKER T G, HAPPER W. Rev Mod Phys, 1997, **69**: 629642.
- [7] WALKER T G. J Phys, 2011, **294**: 012001.
- [8] ZHANG Y, QIAN X, ALLADA K, et al. Phys Rev C, 2014, **90**: 055209.
- [9] NING P Z, JIANG H Q, LI G L, et al. Nuclear Probe in High and Medium Energy and the Structure of Nucleus[M]. Shanghai: Shanghai Science and Technology Press, 2012. (in Chinese)
(宁平治, 姜焕清, 厉光烈, 等. 中高能核探针与原子核结构[M]. 上海: 上海科学技术出版社, 2012.)
- [10] EPELBAUM E, HAMMER H W, MEIBNER U G. Rev Mod Phys, 2009, **81**: 1773.
- [11] NOGGA A, KAMADA H, GLOCKLE W. Phys Rev Lett, 2000, **85**: 944.
- [12] NOGGA A, KIEVSKY A, KAMADA H, et al. Phys Rev C, 2003, **64**: 034004.
- [13] DOLESCHALL P, BORBELY I, PAPP Z, et al. Phys Rev C, 2003, **67**: 064005.
- [14] HAMMER H, NOGGA A, SCHWENK A. Rev Mod Phys, 2013, **85**: 197.
- [15] NAVRATIL S P, GUEORGUIEV V G, VARY J P, et al. Phys Rev Lett, 2007, **99**: 042501.
- [16] PIEPER S C, WIRINGA R B. Annu Rev Nucl Part Sci, 2001, **51**: 53.
- [17] HAGEN G, HJORTH-JENSEN M, JANSEN G R, et al. Phys Rev Lett, 2012, **109**: 032502.
- [18] ZUO W, LEJEUNE A, LOMBARDO U, et al. Nucl Phys A, 2002, **706**: 418.
- [19] ZUO W, BOMBACI I, LOMBARDO U. Phys Rev C, 1999, **60**: 024605.
- [20] HEBELER K, LATTIMER J M, PETHICK C J, et al. Phys Rev Lett, 2010, **105**: 161102.
- [21] STEINER A W, LATTIMER J M, BROWN E F. Astrophys J, 2010, **722**: 33.
- [22] FUJITA J I, MIYAZAWA H. Prog Theor Phys, 1957, **17**: 360.
- [23] BROWN G, GREEN A. Nucl Phys A, 1969, **137**: 1.
- [24] COON S A, SCADRON M D, MCNAMEE P C, et al. Nucl Phys A, 1979, **317**: 242.
- [25] MCKELLAR B H, RAJARAMAN R. Phys Rev Lett, 1968, **21**: 450.
- [26] COON S A, SCADRON M D, BARRETT B R. Nucl Phys A, 1975, **242**: 467.
- [27] COON S A, SCADRON M D, MCNAMEE P C, et al. Nucl Phys A, 1979, **317**: 242.
- [28] WEINBERG S. Phys Lett B, 1990, **251**: 288.
- [29] MACHLEIDTA R, ENTEMB D R. Phys Rep, 2011, **503**: 1.
- [30] KLUG J, BLOMGREN J, ATAC A, et al. Nucl Instr and Meth A, 2002, **489**: 282.
- [31] BLIDLEANU V, LECOLLEY F R, LECOLLEY J F, et al. Phys Rev C, 2004, **70**: 014607.
- [32] RAHM J, BLOMGREN J, CONDE H, et al. Phys Rev C, 2001, **63**: 044001.
- [33] SEKIGUCHI K, SAKAI H, WITALA H, et al. Phys Rev C, 2004, **70**: 014001.
- [34] ERMISCH K, AMIR-AHMADI H R, VAN DEN BERG A M, et al. Phys Rev C, 2005, **71**: 064004.
- [35] ISHIKAWA S, ROBIOTTA M R. Phys Rev C, 2007, **76**: 014006.
- [36] KALANTAR-NAYESTANAKI N, EPELBAUM E, MESSCHENDORP J G, et al. Rep Prog Phys, **75**: 016301.
- [37] FUJITA Y, RUBIO B, GELLETLY W. Prog in Part Nucl Phys, 2011, **66**: 549.
- [38] OSTERFELD F. Rev Mod Phys 1992, **64**: 491.
- [39] ICHIMURA M, SAKAI H, WAKASA T. Prog in Part Nucl Phys, 2006, **56**: 446.
- [40] RAPAPORT J. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 1994, **44**: 109.
- [41] EJIRI H, FREKERS D. J Phys G: Nucl Part Phys, 2016, **43**: 11LT01.
- [42] TANIHATA I. Nucl Phys A, 1991, **522**(1): 275.
- [43] UESAKA T. Journal of Physics: Conference Series, 2013, **445**(1): 12018.
- [44] BERMAN B L, FULTZ S C. Rev Mod Phys, 1975, **47**: 713.
- [45] VAN DER WOUDE A. Prog in Part Nucl Phys, 1987, **18**: 217.
- [46] BERTRAND F E. Nucl Phys A, 1981, **354**: 129.

- [47] TODD-RUTEL B G, PIEKAREWICZ J. *Phys Rev Lett*, 2005, **95**: 122501.
- [48] HEGER A, LANGANKE K, MARTINEZ-PINEDO G, et al. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**: 1678.
- [49] LOC B M, KHOA D T, ZEGERS R G T. *Phys Rev C*, 2014, **89**: 024317.
- [50] PUPPE P, FREKERS D, ADACHI T, et al. *Phys Rev C*, 2011, **84**: 051305.
- [51] ETHIER J J, MELNITCHOUK W. *Phys Rev C*, 2013, **88**: 054001.
- [52] ANANTARAMAN N, WINFIELD J S, AUSTIN S M, et al. *Phys Rev Lett*, 1986, **57**: 2375.
- [53] ICHIHARA T, ISHIHARA M, OHNUMA H, et al. *Nucl Phys A*, 1994, **577**: 93.
- [54] FREKERS D. *Nucl Phys A*, 2004, **731**: 76.
- [55] AVRAMENKO S A, AKSINENKO V D, ANIKINA M K H, et al. *Nucl Phys A*, 1996, **596**: 355.
- [56] ETCHEGOYEN A, ETCHEGOYEN MC, IZQUIERDO ED, et al. *Phys Rev C*, 1988, **38**: 2124.
- [57] WINFIELD J S, ANANTARAMAN N, AUSTIN S M, et al. *Phys Rev C*, 1986, **33**: 1333.
- [58] FUJIWARA M, AKIMUNE H, DAITO I F. *Phys Lett B*, 1976, **64**: 417.
- [59] FUJIWARA M, AKIMUNE H, DAITO I, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 1999, **422**: 484.
- [60] UESAKA T, SHIMOURA S, SAKAI H, et al. *Nucl Inst and Meth B*, 2008, **266**: 4218.
- [61] BAZIN D, CAGGIANO J A, SHERRILL B M, et al. *Nucl Instr and Meth B*, 2003, **204**: 629.

Nuclear Scattering Experiment Based on the Polarized Helium-3 Target

ZHANG Yi^{1,2,1)}, HU Bitao^{1,2}

(1. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;
2. Engineering Research Center for Neutron Application Technology, Ministry of Education,
Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: The polarized helium-3 target offers a great opportunity of expanding the nuclear physics experiment to observe the impacts of the spin dimension in the initial state on the nuclear reaction. In this work by illustrating the possible applications of the target in the polarized three-body force experiment and in the polarized heavy ion charge exchange reaction, the unique advantage of the polarized helium-3 target was described. In the proton scattering experiment, by measuring the distribution of various products in the final state with various polarization direction, it is possible to further verify the 3-body-force part of the chiral effective theory. In the charge exchange reaction with the heavy ion beam, by control the polarization direction it is possible to distinguish the pion-exchange and rho-meson-exchange terms in the nucleon spin-isospin excitation. Thus it offers a unique opportunity to study the dynamic evolution of nucleon in different nuclear environments. Under the background of constructing the new generation large science facilities in China, specifically the ADS, HIAF, and CNS as the great representations of advanced platform for nuclear physics study, new technology will exploit both the width and depth of reaches on them. Thus the polarized helium-3 target as a unique research method owns a bright perspective.

Key words: polarized helium-3 target; three-body nuclear force; elastic scattering; charge-exchange reaction; spin-isospin excitation

Received date: 10 Dec. 2018; Revised date: 20 Apr. 2019

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (U1832167, 11875301)

1) E-mail: yizhang@lzu.edu.cn.