

原子核的电荷改变反应机制研究进展

杨泽楷¹, 张寂潮¹, 李光帅¹, 苏军², 孙保华^{1*}

1. 北京航空航天大学物理学院, 北京 100191

2. 中山大学中法核工程与技术学院, 珠海 519082

* 联系人, E-mail: bhsun@buaa.edu.cn

2024-09-30 收稿, 2024-12-23 修回, 2024-12-31 接受, 2025-01-02 网络版发表

国家自然科学基金(12325506, 11961141004)资助

摘要 电荷改变截面(charge-changing cross section, CCCS)是弹核与靶核碰撞后质子数减小的总反应截面, 反映了弹核的质子密度分布信息. 在相对论能区, 通过精确测量不稳定原子核在实验靶(通常为氢或者碳)上的电荷改变截面, 结合Glauber反应模型, 可以研究不稳定原子核的质子分布半径. 然而, 当前采用Glauber模型计算电荷改变截面时, 只考虑了弹核中的质子与靶核中的核子间的直接作用, 而将弹核中的中子视为旁观者. 这一模型仅能再现实验测量截面的约90%, 其余的部分可以归结于弹核中子参与的电荷改变反应(charge-changing reaction, CCR)过程, 即碰撞后先直接移除中子, 再蒸发带电粒子的过程. 对碳靶来说, 这一过程可以贡献实验测得电荷改变截面的约10%, 对于氢靶甚至可以贡献到50%. 本文首先回顾了电荷改变反应研究的实验和理论研究进展, 然后着重讨论了如何区分电荷改变反应的两种机制. 利用同位旋相关的量子分子动力学模型(isospin-independent quantum molecular dynamics model, IQMD)结合GEMINI模型, 我们研究了硅同位素链核素轰击碳靶的反应体系, 分析了蒸发的质子与直接移除的质子的角度分布特征, 初步讨论了实验可行性.

关键词 奇特原子核, 电荷改变反应, 核反应模型, 电荷半径

质子和中子在原子核中的分布, 直接体现了在强相互作用下原子核这一量子多体系统中的核子运动. 为了描述原子核中的核子密度分布尺寸, 物理学家引入了物质半径(R_m)和电荷半径(R_c), 它们分别反映了核内的物质和质子的密度分布. 以卢瑟福的 α 粒子散射实验为起始, 人们发展出了多种技术手段对原子核的尺寸进行测量. 对于电荷半径, 测量方法包括电子散射法、同位素位移法等. 这些传统方法具有很高的测量精度, 但也存在一定的局限, 如电子散射法尚只能提取稳定核素的电荷密度分布和电荷半径, 而同位素位移法则会受限于元素分离方法, 也很难拓展到寿命在毫秒量级的短寿命核素.

早在20世纪80年代, Tanihata等人^[1]测量了原子核的相互作用截面, 结合模型提取了原子核的物质分布

半径, 发现了“晕核”的奇特结构. 类似地, 实验学家提出了通过电荷改变反应(charge-changing reaction, CCR)提取电荷半径以及对应的质子半径 R_p 的方法^[2]. 在电荷改变反应中, 弹核在与靶核发生碰撞后, 弹核质子数减小, 对应的反应总截面称为电荷改变截面(charge-changing cross section, CCCS). 这一方法不同于电磁相互作用探针, 本质上依赖于强子探针, 通过强子间的作用研究电荷半径, 原则上适用于研究所有核素^[3]. 利用该方法, 国内外多个实验课题组较为系统地研究了 p 壳层丰中子不稳定核素(如文献[4–8]), 首次提取了超过10个原子核(包括近滴线核的核素)的点质子分布半径.

本文首先对电荷改变反应机制的最新理解进行回顾, 然后讨论甄别反应机制的一种实验方案.

引用格式: 杨泽楷, 张寂潮, 李光帅, 等. 原子核的电荷改变反应机制研究进展. 科学通报, 2025, 70: 3318–3325

Yang Z, Zhang J, Li G, et al. Charge-changing reaction mechanism of atomic nuclei (in Chinese). Chin Sci Bull, 2025, 70: 3318–3325, doi: [10.1360/TB-2024-1028](https://doi.org/10.1360/TB-2024-1028)

1 电荷改变反应的研究进展

1.1 实验测量与模型计算

研究不稳定原子核的电荷改变反应, 需要在逆动力学下利用透射法开展, 将待测量核素作为弹核轰击靶核(如C靶、H靶), 测量弹核(质量数为 A_p , 质子数为 Z_p)的数量 N_{in} 与碰撞后质子数(Z)不减小的出射粒子个数 N_{out} . 电荷改变截面可由式(1)给出:

$$\sigma_{cc} = -\frac{1}{T} \ln \left(\frac{N_{out}}{N_{in}} \right), \quad (1)$$

其中, T 为反应靶的单位面积靶原子数.

Yamaguchi等人^[2]使用零程光学限制近似Glauber模型(zero-range optical-limit Glauber model, ZRGM)计算了电荷改变截面. 在Glauber模型中, 电荷改变截面取决于核子-核子相互作用截面、弹核质子密度分布以及靶核的质子和中子密度分布, 其计算方式为

$$\sigma_{cc} = \int [1 - T_{cc}(b)] db, \quad (2)$$

$$T_{cc}(b) = e^{-2\chi_{cc}(b)},$$

$$\chi_{cc}(b) = \int \int \left[\Gamma_{pp}(b+s-t, E) \cdot \rho_p^{proj}(s) \cdot \rho_p^{targ}(t) + \Gamma_{pn}(b+s-t, E) \cdot \rho_p^{proj}(s) \cdot \rho_n^{targ}(t) \right] ds dt.$$

其中, b 为反应的碰撞参数, s 与 t 分别代表弹核、靶核中的核子与弹核、靶核中心的距离, ρ_p^{targ} 和 ρ_n^{targ} 分别代

表靶核质子和中子的密度分布, ρ_p^{proj} 代表入射弹核的质子密度分布; $\Gamma_{pp}(b+s-t, E)$ 和 $\Gamma_{pn}(b+s-t, E)$ 代表质子-质子、质子-中子相互作用的轮廓函数(profile function). 在已知靶核的核子密度分布和反应能量后, 利用Glauber模型可以将 σ_{cc}^{calc} 与 ρ_p^{proj} ——关联起来.

然而, 该理论计算与实验数据之间存在着系统性差异. 如图1(a)所示, 王长建等人^[9]对比了不同能量下的 ^{28}Si 在C靶上的电荷改变截面实验测量值和Glauber模型的计算值, 发现将Glauber模型的计算结果乘以唯象因子1.118后, 整体上可以很好地再现实验结果. 但是对于如何理解引入的这个唯象因子, 以及该唯象因子是否是普适的, 则需要对实验数据与理论计算歧离进行系统研究, 这也是理解电荷改变反应机制的关键. Yamaguchi等人^[2]发现对于 $^{28}\text{Si}+\text{C}$ 反应Glauber模型的计算结果与实验的比值, 如图1(b)所示, 在100~550 MeV/nucleon的范围内呈现较弱的线性关联. 然而对于 p 壳层的稳定核素, 需要使用一个更大的修正系数^[10]. 此外, 在利用氢靶反应提取丰中子核 ^{30}Ne 和 $^{32,33}\text{Na}$ 的半径时, Ozawa等人^[7]也给出了不同的唯象因子. 因此, 唯象因子法能否适用于更大的能量范围、更多的靶核反应体系, 以及能否从稳定原子核外推到不稳定原子核, 都尚不明确. 因此, 需要通过更深入地研究实验反应机制, 完善相关理论模型, 寻找普适方法, 以解决实验与理论间的歧离, 进而可靠地提取点质子分布半径.

除了引入唯象因子外, 一些理论学家尝试使用修

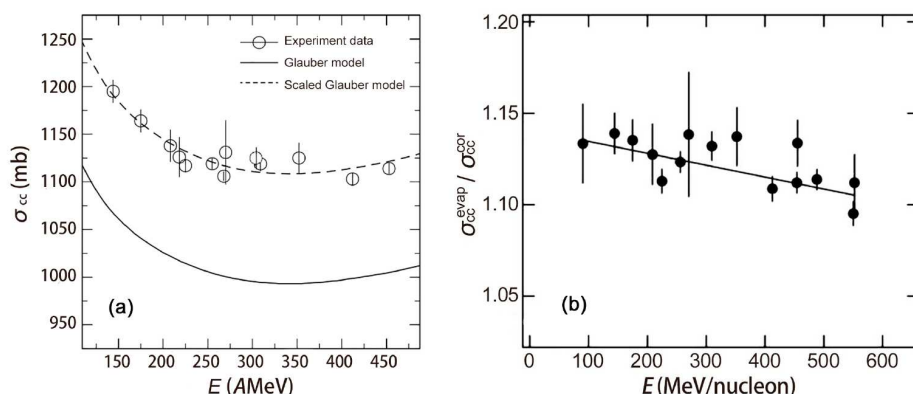


图1 (a) ^{28}Si 在碳靶上的电荷改变截面与入射能量的关系. 圆点为实验数据, ZRGM理论计算结果为实线, 引入唯象修正因子之后的理论结果用虚线表示. 数据来自文献^[9]. (b) 不同能量下 ^{28}Si 在 ^{12}C 靶上电荷改变截面实验值与理论值之比. 圆点为数据点, 直线为线性拟合结果. 数据来自文献^[2]

Figure 1 (a) CCCSs as a function of incident energies for ^{28}Si beam on a carbon target. The circles are experimental data, and the ZRGM and scaled ZRGM results are represented by the solid and dashed lines, respectively. The data are taken from Ref. [9]. (b) The ratio of experimental data (dots) and theoretical values (line) of the charge-changing cross section for ^{28}Si on a ^{12}C target at different energies. The data are taken from Ref. [2]

正的Glauber模型来对这一系统偏差进行解释,例如多重散射(multiple scattering)修正、核子-靶核模型(nucleon-target Glauber)、费米运动(Fermi-motion)修正等机制^[11-13]。上述方法能够再现部分核区、部分能量下的实验截面,但仍无法自洽解释不同实验靶、不同反应体系等数据。

近年来,北京航空航天大学核物理实验组与中国科学院近代物理研究所^[14]合作建设了电荷改变截面测量平台,在兰州重离子加速器(HIRFL)的RIBLL2束流线上建设了外靶(external target facility, ETF)和F4焦平面实验终端,测量了从Be到Ar同位素链、从缺中子核素到丰中子区共70余个核素的电荷改变截面^[15]。这些大规模的数据为系统研究电荷改变反应机制、理解理论与实验数据间的差异等提供了坚实的基础。近期的研究表明,带电粒子蒸发机制是造成差异的原因^[16]。

1.2 蒸发反应机制及其表征

Glauber模型的基础包括散射理论与绝热近似,使用该模型来计算电荷改变截面的方法中,只考虑了弹核质子与靶核的碰撞,而将弹核中子视为旁观者,所以式(2)中仅存在表示弹核质子密度分布与靶核作用的项,而没有引入弹核中子的密度。从弹核中子参与反应的角度考虑,我们需要关注的仅有中子移除后的带电粒子蒸发(charged-particle evaporation, CPE)过程^[16],这一过程仍会贡献实验测得的电荷改变截面。换句话说,现有Glauber模型描述了反应中质子的直接移除过程,即炮弹核在与靶核的碰撞反应中,至少移除一个弹核质子的过程(图2中的I过程);而蒸发过程则描述了一个新的反应道,在直接碰撞中仅从弹核中移除一个或数个中子,而不直接移除带电粒子,剩余部分形成了一个热的“预碎片”(图2中II过程的阶段1)。预碎片可以具有较高的激发能,通过发射质子或者其他带电粒子退激(图2中II过程的阶段2)、形成稳定产物核。由于库仑位垒的存在,单质子蒸发(proton evaporation, PE)过程^[9]通常是最有可能发生的。这种先移除中子、后发生带电粒子发射而退激的反应机制,我们称为蒸发机制,该机制尚无法自洽地包括进Glauber模型框架中。

发展合适的理论来描述蒸发过程,并理解其对实验截面的贡献至关重要。Tanaka等人^[17]利用Abrasion-Ablation模型对蒸发过程进行了理论计算,通过调节预碎片激发能分布,他们发现可以有效地对Glauber模型的计算结果进行补偿,进而较好地再现了数个同位素

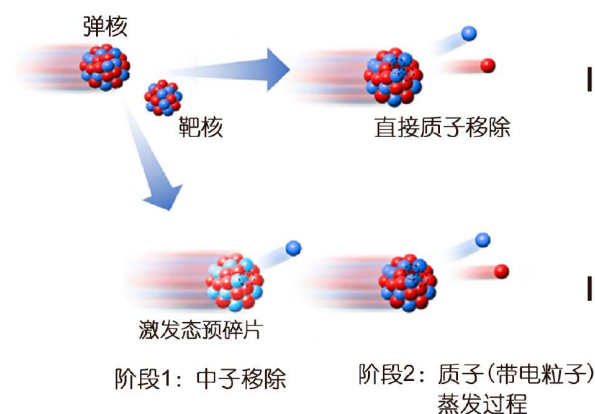


图2 (网络版彩色)直接质子移除过程(I)与质子蒸发过程(II)。在情形I中,弹核与靶核碰撞后,发生直接质子或者其他带电粒子的移除;在情形II中,先发生弹核的直接中子移除,继而蒸发出质子等带电粒子

Figure 2 (Color online) Proton removal (I) and proton evaporation (II) processes. In case I, protons or charged particles are removed from projectile nuclei after collisions with target nuclei, while case II includes the pure neutron removals in the first stage from projectile nuclei and then the charge particle evaporation stage (e.g., proton)

链的实验结果。在这一基础上,对蒸发机制理论模型的探索逐渐揭示了蒸发机制的一些规律。赵建伟等人^[16]利用RIBLL2束线上开展的 p 壳层核素的电荷改变截面测量结果,发现在Glauber模型计算结果的基础上合理地考虑蒸发过程的贡献,可以再现 $^{12-14}\text{C}$ 、 $^{14,15}\text{N}$ 和 $^{17,18}\text{O}$ 的实验数据,首次指出蒸发过程的贡献并不是一个常数,而是展现了强的同位旋相关性,在 $T_Z=0$ 处出现了蒸发效应的峰值(图3),越远离 $T_Z=0$ 线,蒸发效应越弱。

为了表征蒸发过程的强度,张寂潮等人^[18]入了一个新物理量, $S_1(A_N Z) \equiv S_n(A_N Z) + S_p(A_N - 1 Z)$, 其中 $S_n(A_N Z)$ 是原子核 $A_N Z$ 的中子分离能, $S_p(A_N - 1 Z)$ 是原子核 $A_N - 1 Z$ (即已经移除一个中子的剩余核)的质子分离能。他们在900 AMeV能区系统测量了点质子半径已知的10个(近)稳定的原子核在碳和氢靶上的电荷改变截面。图4对比了理论截面,他们发现实验测量值 σ_{cc}^{exp} 与理论值 $\sigma_{cc}^{\text{calc}}$ 的比值 $\sigma_{cc}^{\text{exp}} / \sigma_{cc}^{\text{calc}}$ 与 $S_1(A_N Z)$ 呈现出强的线性关联,这种关联在两种靶核的反应体系中都存在,但是关联强度不同。具体而言, $\sigma_{cc}^{\text{exp}} / \sigma_{cc}^{\text{calc}}$ 在C靶上的最大值可以达到1.2,平均约为1.1;而在H靶上的最大值甚至可以达到1.5,远强于碳靶系统。线性关联允许我们定量地描述不稳定原

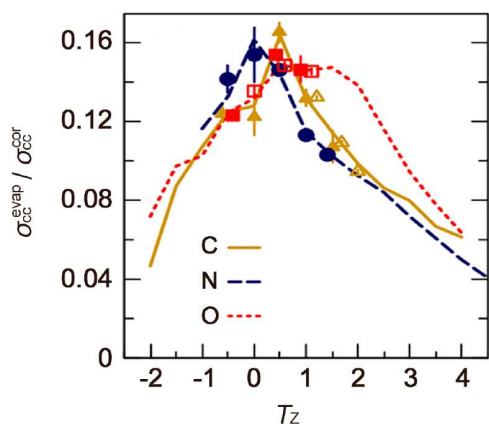


图3 带电粒子蒸发过程对C、N和O同位素链电荷改变截面的贡献率与同位旋的依赖关系，实验数据和理论计算值分别用点和线表示。数据来自文献[15]

Figure 3 Contribution of CPE to CCCSs for C, N and O isotopes as a function of isospin. The experimental data and theoretical calculated values are shown by points and lines, respectively. The data are taken from Ref. [15]

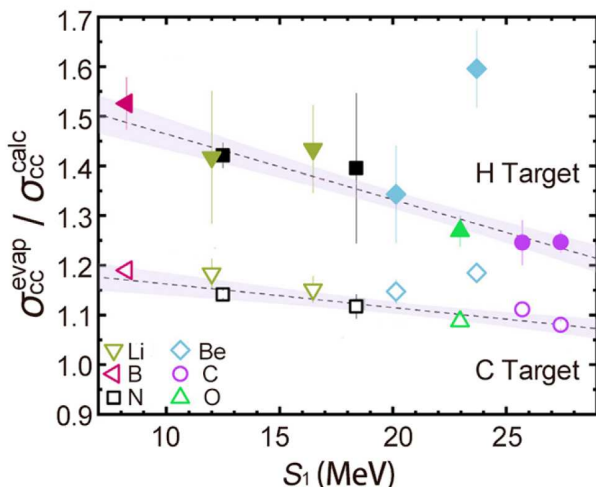


图4 10种不同核素的电荷改变截面实验值与理论值的比值与 S_1 的关系。H靶和C靶的数据分别用实心点和空心点表示。虚线和阴影带表示数据的最佳线性拟合及其误差(不包括 ^{10}Be)。数据来自文献[18]

Figure 4 Ratios of experimental CCCSs to theoretical ones as a function of the separation energy (S_1) for ten nuclei. The data on the H target and C target are indicated with filled and empty marks, respectively. The dashed line and shaded band represent the best linear fit and errors to the data (excluding ^{10}Be). The data are taken from Ref. [18]

子核的蒸发过程，这为刻度理论模型、进而提取质子半径提供了一个可行、普适的方法。值得一提的是，北京航空航天大学课题组在300 A MeV能区测量了 p 壳原子核在碳靶上的电荷改变截面，发现了与900 A MeV能区碳靶结果完全一致的结论，利用这一关联首次测定

了缺中子核素 ^{11}C 、 ^{13}N 、 ^{15}O 的质子半径[6]，研究了镜像核点质子半径的差异。

总之，近年来对电荷改变反应的系统研究为从电荷改变截面提取质子半径及电荷半径提供了一个可行且可靠的研究方案。以氮同位素链为例，图5展示了在碳靶上的总反应截面和电荷改变截面，以及结合Glauber模型提取出的 R_m 和 R_p 。图中标记了利用电子散射提取的 R_p 值。可以看出，截面和半径随同位旋的变化显示了高度的相似性，而突然的变化则通常对应着原子核结构的异常变化。正如图5所示， ^{22}N 的相互作用截面以及半径的异常增大、 $N=14$ 处的局部极小，都暗示着结构演化的突变，分别提供了中子晕、 $N=14$ 壳能隙存在的实验依据。

2 模型计算与模拟

p 壳层数据证实了在电荷改变反应中存在不可忽略、具有同位旋相关性的蒸发过程，影响着利用电荷改变截面提取电荷半径的精确度。蒸发机制对于反应体系，尤其是对参与反应的核素是高度敏感的，而在电荷改变反应研究中，无法区分直接过程和蒸发过程，因此有必要设计一个验证实验，来区分电荷改变反应是直接质子移除机制和质子蒸发机制。目前尚没有这方面的实验研究。本节简要介绍验证性实验以及开展的初步模拟工作。

2.1 基于IQMD+GEMINI模型的理论计算

我们选用IQMD+GEMINI模型模拟电荷改变反应过程。同位旋相关的量子分子动力学模型[21](isospin-independent quantum molecular dynamics model, IQMD)是从传统的QMD模型发展而来的，考虑了同位旋的影响，是一个处理重离子碰撞的半经典模型。当前，它已经被广泛用于研究100~2000 MeV/nucleon重离子碰撞反应，可以再现电荷改变分截面[22,23]。IQMD模型本质上是一个蒙特卡罗模型，它根据不同的碰撞参数逐一处理每个事件，将参与反应的核子表示为在相空间中具有一定分布展宽的高斯波包。通过演化方程，以时间为自变量进行整个系统的演化计算，并通过两体作用和三体作用累加计算核子间的相互作用势。该模型能够描述弹核与靶核碰撞后直接移除质子的过程，以及形成处在激发态的预碎片产生过程，对应图3中I过程和II过程的阶段1。

在IQMD模型的演化时间结束后，我们使用GEMI-

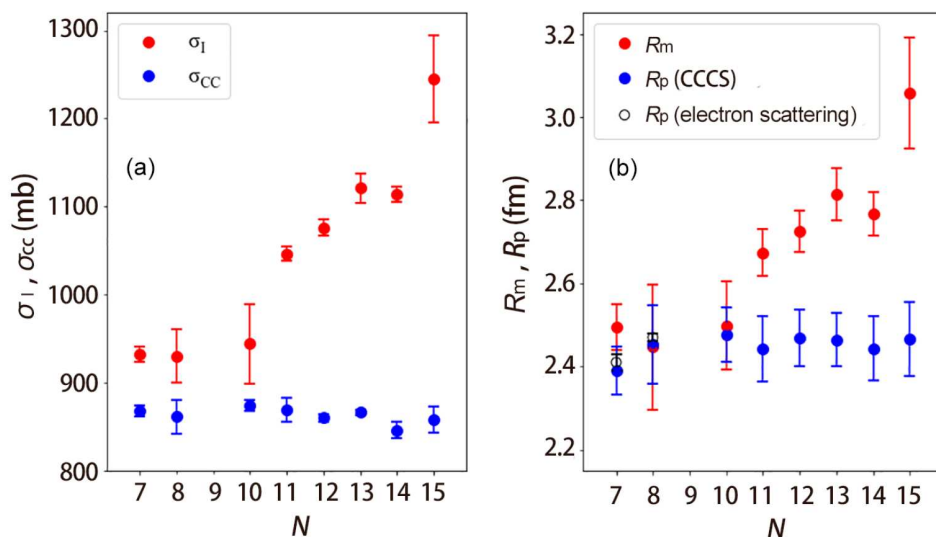


图5 (a) 氮同位素的相互作用截面(σ_I)、电荷改变截面(σ_{CC})数据; (b) 利用 σ_I 提取的物质半径(R_m)、利用CCCS方法(蓝色点)和电子散射法(黑色空心点)提取的质子半径(R_p). 数据来自文献[18–20]

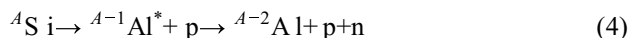
Figure 5 (a) Interaction cross section (σ_I) and charge-changing cross section (σ_{CC}) data; (b) deduced rms matter radii using σ_I and point-proton radii (R_m) by the CCCS method (blue dots) and electron scattering method (black open dots) for nitrogen isotopes. The data are taken from Refs. [18–20]

NI模型^[24]来处理预碎片的后续蒸发过程. GEMINI模型是一个统计模型, 能够描述一个处在激发态的原子核系统整体的退激. 该模型包含轻粒子蒸发、对称或不对称裂变、级联衰变以及 γ 衰变等物理过程^[25]. 在计算中, 将IQMD模型输出的预碎片信息输入GEMINI模型进行退激发计算, 使激发态预碎片衰变直到激发能为零, 可以得到末态所有粒子的信息. 通过筛选反应事件, 就可以分析不同来源的质子的运动特征. 在后续的模拟中, 入射弹核为200~300 AMeV的 $^{23-33}\text{Si}$, 靶核为 ^{12}C .

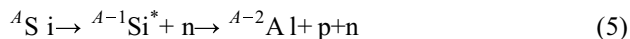
2.2 反应产物分析

通过选取图2所对应的两个反应机制, 可以分别从模拟结果中提取直接移除质子和蒸发质子的动量分布.

在Si核素轰击C靶的反应中, 考虑存在中子移除后质子蒸发机制的最简单反应道, 即弹核移除1个中子和1个质子的反应. 以 ^{28}Si 产生 ^{26}Al 的反应为例, 反应过程中仅可能涉及质子、中子和 α 核的移除, 而模拟结果显示 α 核的产额不足质子和中子的1%, 故本文只对质子和中子移除的过程进行分析. 直接过程包含直接移除一个质子和一个中子的过程、先直接移除一个质子再蒸发一个中子的过程, 即



而蒸发过程表示为先移除一个中子, 再蒸发一个质子的过程:



其中, 上标*表示原子核处在激发态, $^{A-1}\text{Al}^*$ 表示只移除一个质子后形成的预碎片, $^{A-1}\text{Si}^*$ 表示只移除一个中子后的预碎片.

如图6(a)所示, 不考虑实验中束流宽度与探测器分辨造成影响的情况下, 两种不同机制下产生的质子表现出了不同的角分布特征. θ 为出射质子与束流入射方向的夹角. 对于蒸发过程, 中子移除过后的蒸发质子呈现类高斯分布, 主要集中分布区域位于 $0^\circ \sim 15^\circ$, 并在 $\theta = 6^\circ \sim 8^\circ$ 出现峰值. 直接过程产生的质子分布在 $0^\circ \sim 50^\circ$ 区域内, 且不显示高斯性, 极大值出现在 $\theta = 10^\circ$ 左右. 这一结果可以定性理解. 蒸发过程实质上是运动的预碎片退激发射带电粒子的过程, 因此在质心系中, 蒸发过程中发射的带电粒子相对于主碎片将具有一个各向同性的较小动量, 而在实验室系下蒸发粒子将叠加主碎片的动量, 因而 θ 角将呈现较小范围内的类高斯分布; 而直接过程对应核子间的直接作用, 是一种剧烈的动力学反应过程, 其反应产物在满足动量守恒的前提下可以向更大角度发射, 对应于一个更大范围的 θ 角度展宽.

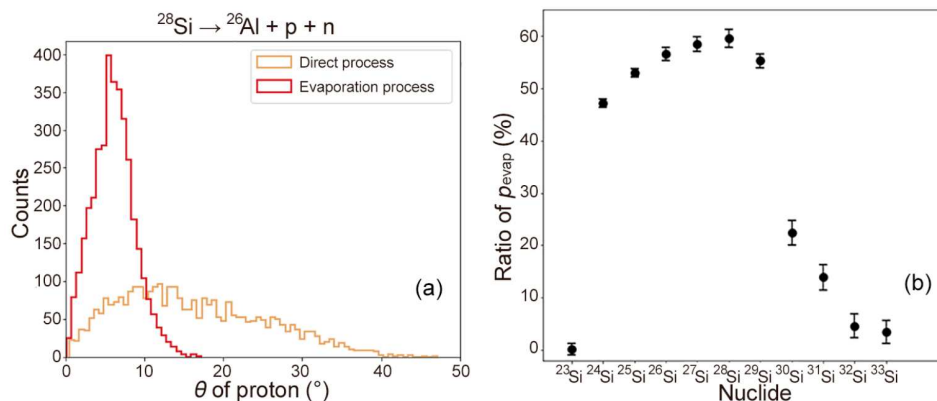


图 6 (a) ^{28}Si 生成 ^{26}Al 反应中直接移除质子(橙色线)与蒸发质子(红色线)的角度分布; (b) ^ASi 同位素链生成 ^{A-2}Al 反应产物蒸发质子占总质子数的比例

Figure 6 (a) The angular distribution of the direct removal of protons (orange line) and evaporation of protons (red line) in the ^{28}Si to ^{26}Al reaction; (b) the ratio of evaporated protons in the total number of protons produced by the ^ASi isotope chain to ^{A-2}Al reaction

我们进而系统计算和分析了 Si 同位素链的电荷改变反应, 如图 6(b) 所示. 对蒸发质子来说, $^{24-29}\text{Si} \rightarrow ^{22-27}\text{Al}$ 的结果呈现相似的角度分布形式. 对应最稳定的 ^{28}Si 的蒸发质子在所有质子产物中的占比达到最大, 这与图 3 展示的 $T_Z=0$ 处出现蒸发效应的峰值结论一致; 而在 $^{30-33}\text{Si}$ 中, 由于弹核不稳定且更倾向于丰中子, 其 $S_1(^A_Z)$ 值更小, 因此蒸发质子占比急剧减小. 另一方面, 由于 ^{23}Si 或更轻的缺中子 Si 同位素的质子分离能较低, 移除中子后产生的 Si 同位素没有束缚激发态, 即没有蒸发过程. 因此, 要甄别直接移除的质子和蒸发过程产生的质子, 应该选取蒸发质子较多、蒸发机制贡献较显著的 $^{24-29}\text{Si}$ 核素. 具体而言, 实验上可以在 $0^\circ \sim 15^\circ$ 探测到绝大部分的蒸发质子和小部分直接移除质子; 而在更大的角度下, 探测到的全部为直接移除质子. 通过精确测量不同角度下质子的动量分布, 结合模拟结

果, 原则上可以解析出两种反应机制产生的质子, 进而在实验中验证电荷改变反应机制.

3 总结

对中子晕等奇特结构的认识来源于对原子核物质半径和电荷半径的研究. 电荷改变反应的实验测量, 为研究不稳定原子核的电荷半径提供了一种新的实验方法. 然而, 这种方法需要可靠的理论模型来提供截面与半径间的联系. 近年来, 我们通过系统的实验研究发现, Glauber 模型计算结果系统地低于实验值, 指出这种差异来源于弹核中子诱导的电荷改变机制, 即中子移除后的带电粒子蒸发过程, 这种蒸发过程与入射弹核的同位旋和分离能有关. 后续我们将设计实验, 一方面甄别直接质子移除机制和质子蒸发机制, 另一方面开展中核核区的截面测量, 理解蒸发过程中可能存在的普适性规律.

参考文献

- 1 Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, et al. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p -shell region. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2676–2679
- 2 Yamaguchi T, Fukuda M, Fukuda S, et al. Energy-dependent charge-changing cross sections and proton distribution of ^{28}Si . *Phys Rev C*, 2010, 82: 014609
- 3 Sun B. Charge-changing cross section measurements of atomic nuclei and charge radii (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2020, 65: 3886–3897 [孙保华. 原子核电荷改变反应截面的测量及电荷半径. 科学通报, 2020, 65: 3886–3897]
- 4 Kaur S, Kanungo R, Horiuchi W, et al. Proton distribution radii of $^{16-24}\text{O}$: Signatures of new shell closures and neutron skin. *Phys Rev Lett*, 2022, 129: 142502
- 5 Sawahata K, Ozawa A, Saito Y, et al. Investigations of charge-changing processes for light proton-rich nuclei on carbon and solid-hydrogen targets.

- [Nucl Phys A](#), 2017, 961: 142–153
- 6 Zhao J W, Sun B H, Tanihata I, et al. Charge radii of $^{11-16}\text{C}$, $^{13-17}\text{N}$ and $^{15-18}\text{O}$ determined from their charge-changing cross-sections and the mirror-difference charge radii. [Phys Lett B](#), 2024, 858: 139082
- 7 Ozawa A, Moriguchi T, Ohtsubo T, et al. Charge-changing cross sections of ^{30}Ne , $^{32,33}\text{Na}$ with a proton target. [Phys Rev C](#), 2014, 89: 044602
- 8 Joshi N, Yan J, Levy S, et al. Author correction: towards an arthritis flare-responsive drug delivery system. [Nat Commun](#), 2018, 9: 1954
- 9 Wang C J, Guo G, Ong H J, et al. Charge-changing cross section measurements of 300 MeV/nucleon ^{28}Si on carbon and data analysis. [Chin Phys C](#), 2023, 47: 084001
- 10 Yamaguchi T, Hachiuma I, Kitagawa A, et al. Scaling of charge-changing interaction cross sections and point-proton radii of neutron-rich carbon isotopes. [Phys Rev Lett](#), 2011, 107: 032502
- 11 Takechi M, Fukuda M, Mihara M, et al. Reaction cross sections at intermediate energies and Fermi-motion effect. [Phys Rev C](#), 2009, 79: 061601
- 12 Horiuchi W, Suzuki Y, Abu-Ibrahim B, et al. Systematic analysis of reaction cross sections of carbon isotopes. [Phys Rev C](#), 2007, 75: 044607
- 13 Bertulani C A, Valencia J. Neutron skins as laboratory constraints on properties of neutron stars and on what we can learn from heavy ion fragmentation reactions. [Phys Rev C](#), 2019, 100: 015802
- 14 Sun B H, Zhao J W, Zhang X H, et al. Towards the full realization of the RIBLL2 beam line at the HIRFL-CSR complex. [Sci Bull](#), 2018, 63: 78–80
- 15 Zhao J W, Sun B H. Progress in experimental measurement of unique nuclear charge change cross section based on RIBLL2 (in Chinese). [Nucl Phys Rev](#), 2018, 35: 362–368 [赵建伟, 孙保华. 基于RIBLL2的奇特原子核电荷改变截面实验测量进展. [原子核物理评论](#), 2018, 35: 362–368]
- 16 Zhao J W, Sun B H, Tanihata I, et al. Isospin-dependence of the charge-changing cross-section shaped by the charged-particle evaporation process. [Phys Lett B](#), 2023, 847: 138269
- 17 Tanaka M, Takechi M, Homma A, et al. Charge-changing cross sections for $^{42-51}\text{Ca}$ and effect of charged-particle evaporation induced by neutron-removal reactions. [Phys Rev C](#), 2022, 106: 014617
- 18 Zhang J, Sun B, Tanihata I, et al. A new approach for deducing rms proton radii from charge-changing reactions of neutron-rich nuclei and the reaction-target dependence. [Sci Bull](#), 2024, 69: 1647–1652
- 19 Ozawa A, Bochkarev O, Chulkov L, et al. Measurements of interaction cross sections for light neutron-rich nuclei at relativistic energies and determination of effective matter radii. [Nucl Phys A](#), 2001, 691: 599–617
- 20 Angeli I, Marinova K P. Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update. [Atomic Data Nucl Data Tables](#), 2013, 99: 69–95
- 21 Su J, Zhang F S, Bian B A. Odd-even effect in heavy-ion collisions at intermediate energies. [Phys Rev C](#), 2011, 83: 014608
- 22 Li G S, Su J, Sun B H, et al. New measurement of the elemental fragmentation cross sections of 218 MeV/nucleon ^{28}Si on a carbon target. [Phys Rev C](#), 2023, 107: 024609
- 23 Li G S, Sun B H, Su J, et al. Single-proton removal reaction in the IQMD+GEMINI model benchmarked by elemental fragmentation cross sections of $^{29-33}\text{Si}$ on carbon at ~ 230 MeV/nucleon. [Phys Lett B](#), 2024, 859: 139143
- 24 Charity R J, McMahan M A, Wozniak G J, et al. Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions. [Nucl Phys A](#), 1988, 483: 371–405
- 25 Su J, Trautmann W, Zhu L, et al. Dynamical properties and secondary decay effects of projectile fragmentations in ^{124}Sn , $^{107}\text{Sn} + ^{120}\text{Sn}$ collisions at 600 MeV/nucleon. [Phys Rev C](#), 2018, 98: 014610

Summary for “原子核的电荷改变反应机制研究进展”

Charge-changing reaction mechanism of atomic nuclei

Zekai Yang¹, Jichao Zhang¹, Guangshuai Li¹, Jun Su² & Baohua Sun^{1*}

¹ School of Physics, Beihang University, Beijing 100191, China

² Sino-French Institute of Nuclear Engineering and Technology, Sun Yat-sen University, Zhuhai 519082, China

* Corresponding author, E-mail: bhsun@buaa.edu.cn

Matter radii and charge radii are fundamental quantities that describe the size of atomic nuclei. Matter radii of unstable nuclei have been deduced from the precision interaction cross section measurements since the 1980s using the Glauber-type model. The sudden increase in radii paves the way for discovering exotic phenomena, such as halos and shell evolution. Similarly, measurements of charge-changing cross section (CCCS) have been proposed to extract the charge radii of unstable nuclei. This cross section represents the probability of removing at least one proton from projectile nuclei after collisions with reaction target nuclei. It is related to the proton density distribution of the projectile nuclei. Unlike the electron scattering and isotope shift methods, which are based on the well-known electromagnetic interaction, the cross section measurements combined with the Glauber model rely on the strong interaction. A reliable determination of charge radii crucially depends on decoupling the nuclear structure information from the reactions.

Currently, only the direct interactions between protons in the projectile nuclei with protons and neutrons in the target nuclei have been considered in computing the charge-changing cross section in the framework of the Glauber model while treating the projectile's neutrons as spectators, i.e., it only includes the process of directly removing protons from the projectile nuclei. Recent studies of CCCSs for p-shell nuclei on C targets at about 900 and 300 MeV/nucleon show that such a model can reproduce the experimental data only by about 90%. This discrepancy from experiments by about 10% indicates the essential role of the projectile's neutrons in the charge-changing reactions. The charged particle evaporation (CPE) has been proposed to resolve this discrepancy. In this process, only neutrons are removed directly from projectile nuclei in the collision, and the residual as a hot pre-fragment, will then de-excite by emitting charged particles such as protons and alphas. The CPE contribution to the CCCS was found to be isospin-dependent. The charged particle evaporation can contribute to the experimental cross section by about 10% for the C target, while it can be enhanced by up to 50% for the hydrogen target. The evaporation effect reaches its maximum at nuclei with similar numbers of protons and neutrons. The latest study shows that a new phenomenological factor (S_1) can characterize this CPE well for each reaction target. This factor can be written explicitly as a linear function of the nucleon separation energies of the studied projectile nuclei, which allows one to consistently deduce the point-proton distribution radii from the cross sections on various targets.

Experimentally, it remains challenging to distinguish between direct proton-removal and proton evaporation following neutron-removal processes in charge-changing reactions. The simplest mechanisms are the direct proton removals and the proton evaporation after neutron removals. It will be very important to determine and understand the mechanism behind the S_1 -factor if one can distinguish the different sources of proton yields. For this purpose, we have employed the isospin-independent quantum molecular dynamics (IQMD) plus GEMINI model to simulate the heavy ion collisions at around 300 AMeV for Si isotopes on carbon. Such simulations allow us to analyze and trace the outgoing protons. We show that it is possible to classify the produced protons by their angular distributions. New experiments are planned at the RIBLL2 beamline.

exotic nucleus, charge-changing reaction, nuclear reaction model, charge radius

doi: [10.1360/TB-2024-1028](https://doi.org/10.1360/TB-2024-1028)