

# 中子晕核引起核反应中的同位旋效应<sup>\*</sup>

刘建业<sup>1) 2) 3)</sup> 左 维<sup>2) 3)</sup> 李希国<sup>2) 3)</sup> 邢永忠<sup>1) 3)</sup>

1) (天水师范学院数理信息学院基础物理研究所, 天水 741000)

2) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

3) (重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 兰州 730000)

(2006 年 6 月 19 日收到, 2006 年 9 月 3 日收到修改稿)

利用同位旋相关的量子分子动力学 (IQMD) 对中子晕核  $^8\text{He}$  和  $^{10}\text{He}$  引起核反应中重要的同位旋效应和松散的中子晕结构影响的平均特征进行了研究. 因为 IQMD 中的相互作用势和介质中核子-核子碰撞截面灵敏地依赖于碰撞系统的密度分布, 而扩展的中子晕密度分布包含了中子晕核的同位旋效应和松散的中子晕结构的平均特征, 从而将这些信息通过动力学碰撞带入到反应机理中.

为了清楚地鉴别中子晕核带入反应机理重要的同位旋效应和松散中子晕结构的影响, 通过比较中子晕核和相等质量稳定弹核在相同入射道条件下, 所得物理观测量之间的差别加以确定. 计算结果确实发现具有初始晕核信息的中子扩展密度分布将重要的同位旋效应和松散中子晕结构带入到各种物理观测量中. 例如与相等质量稳定相比, 中子晕核的晕特征引起了原子核阻止的降低, 并明显地增加了核子发射中子-质子比和同位旋分馏比.

关键词: 中子晕核, 原子核阻止, 核子发射中子-质子比, 同位旋分馏比

PACC: 2570, 2587, 0260

## 1. 引 言

多年来通过实验和理论两方面对晕核反应和内部结构的研究表明晕核子小的分离能、扩展的密度分布和窄的动量分布成为晕现象的主要特征<sup>[1-20]</sup>. 而晕核反应机理的实验研究主要是关于库仑位垒附近破裂、转移、熔合和弹性散射等方面精细反应机理. 而晕核反应理论研究主要是利用直接反应和道耦合理论研究精细的反应机理. 然而反应机理的系统平均特征, 例如动量耗散(原子核阻止), 发射核子中子-质子比和同位旋分馏比等至今未被考虑. 我们基于重离子碰撞的输运理论——IQMD, 研究了中子晕核引起重离子碰撞中以上物理观测量同位旋效应和松散中子晕结构影响的平均特征. 因为这种扩展的密度分布包含了晕核同位旋效应和内部松散结构的平均特征, 在重离子碰撞中通过中子晕核扩展的密度分布将重要的同位旋效应带入到反应机理中. 通过比较中子晕核和相等质量稳定弹核在相同

入射道条件下的计算和分析, 可以明显看到所算物理观测量重要的同位旋效应和松散中子晕结构影响的平均特征. 因此我们建议通过理论计算以上物理观测量的结果和实验数据的系统比较来研究中子晕核引起重离子碰撞机理中同位旋效应和松散中子晕结构影响的平均特征和提取有关对称势和核子-核子碰撞截面的知识.

## 2. 同位旋相关量子分子动力学

同位旋相关量子分子动力学理论 (IQMD)<sup>[21-25]</sup> 中相互作用如下:

$$U(\rho) = U^{\text{Sky}} + U^{\text{Coul}} + U^{\text{Sym}} + U^{\text{Yuk}} + U^{\text{MDI}} + U^{\text{Pauli}}, \quad (1)$$

其中  $U^{\text{Sky}}$ ,  $U^{\text{Yuk}}$  和  $U^{\text{Pauli}}$  分别是 Skyrme 势, Yukawa 势和 Pauli 势如下:

$$U^{\text{Suk}} = \alpha \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (2)$$

<sup>\*</sup> 国家重点基础研究发展计划(批准号 G2000077400), 国家自然科学基金重点项目(批准号 10435080), 国家自然科学基金面上项目(批准号 10447006, 10575075) 和中国科学院知识创新工程重要方向项目(批准号 KJCXZ-SW-N02) 资助的课题.

† E-mail: liujy@lzb.ac.cn

$$U^{\text{Yuk}} = t_3 \exp\left(\frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}{m}\right) f\left(\frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}{m}\right), \quad (3)$$

$$U^{\text{Pauli}} = V_p \left(\frac{\hbar}{q_0 \rho_0}\right)^3 \exp\left(-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2q_0^2} - \frac{(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2)^2}{2\rho_0^2}\right) \delta_{\rho_{ij}}, \quad (4)$$

$$\delta_{\rho_{ij}} = \begin{cases} 1, & \text{中子 - 中子或质子 - 质子,} \\ 0, & \text{中子 - 质子.} \end{cases}$$

这里  $U^{\text{MDI}}$  是动量相关势,

$$U^{\text{MDI}} = t_4 \ln[t_5(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2)^2 + 1] \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (5)$$

$U^{\text{Sym}}$  是对称势如下<sup>[24, 25]</sup>:

$$U^{\text{Sym}} = cF_1(u)\delta\tau_z, \quad (6)$$

其中  $\tau_z = \begin{cases} 1, & \text{中子,} \\ -1, & \text{质子,} \end{cases}$

$F_1(u) = u$  和  $u = \frac{\rho}{\rho_0}$ .  $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$  是中子相对过剩.  $\rho$ ,  $\rho_0$ ,  $\rho_n$  和  $\rho_p$  分别是总的, 正常的, 中子和质子密度.

经验密度相关的介质中核子-核子碰撞截面为<sup>[26]</sup>

$$\sigma_{\text{NN}}^{\text{med}} = \left(1 + \alpha \frac{\rho}{\rho_0}\right) \sigma_{\text{NN}}^{\text{free}}, \quad (7)$$

其中  $\alpha = -0.2$ ,  $\sigma_{\text{NN}}^{\text{free}}$  是核子-核子碰撞截面的实验值<sup>[27]</sup>.

重离子碰撞系统密度分布如下:

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_i \rho_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}),$$

$$\rho_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = (2\pi L)^{-3/2} \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{2L}\right). \quad (8)$$

密度可以通过相空间分布概率  $f_i(\mathbf{r} - \mathbf{P})$  来计算. 这里

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{P}) = \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{P}),$$

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{P}) = (h\pi)^3 \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{2L} - \frac{2L}{\hbar^2}(\mathbf{P} - \mathbf{P}_i)^2\right), \quad (9)$$

而  $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{P})$  可以从单核子波函数  $\varphi_i(\mathbf{r}, \mathbf{P})$  通过 Wigner 变换计算得到.

这里

$$\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{P}) = \sum_i \varphi_i(\mathbf{r}, \mathbf{P}),$$

$$\varphi_i(\mathbf{r}, \mathbf{P}) = (2\pi L)^{-3/4} \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{4L} - \frac{i}{\hbar}(\mathbf{P}_i \cdot \mathbf{r})\right). \quad (10)$$

从(2)(5)(6)(7)和(8)式很清楚地看到同位旋相关量子分子动力学中的相互作用势和介质中两体碰撞截面灵敏的依赖密度分布  $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{P})$ . 如上所述, 而密度分布包含了反应机理同位旋效应和原子核内部结构的平均特征.

有关同位旋相关量子分子动力学的详细情况可参看文献 21—24, 28 和文献 25 的第 10 章.

### 3. 中子晕核 $^8\text{He}$ , $^{10}\text{He}$ 和稳定核 $^8\text{Li}$ , $^{10}\text{B}$ 的初始特征和晕核信息

#### 3.1. 中子晕核 $^8\text{He}$ , $^{10}\text{He}$ 弥散的密度分布

图 1 表示中子晕核  $^8\text{He}$ ,  $^{10}\text{He}$  和相应稳定核  $^8\text{Li}$  和  $^{10}\text{B}$  的中子和质子密度分布. 图中实线和虚线分别代表中子和质子的密度分布, 而粗线和细线分布表示中子晕核和稳定核的核子密度分布. 很明显, 与稳

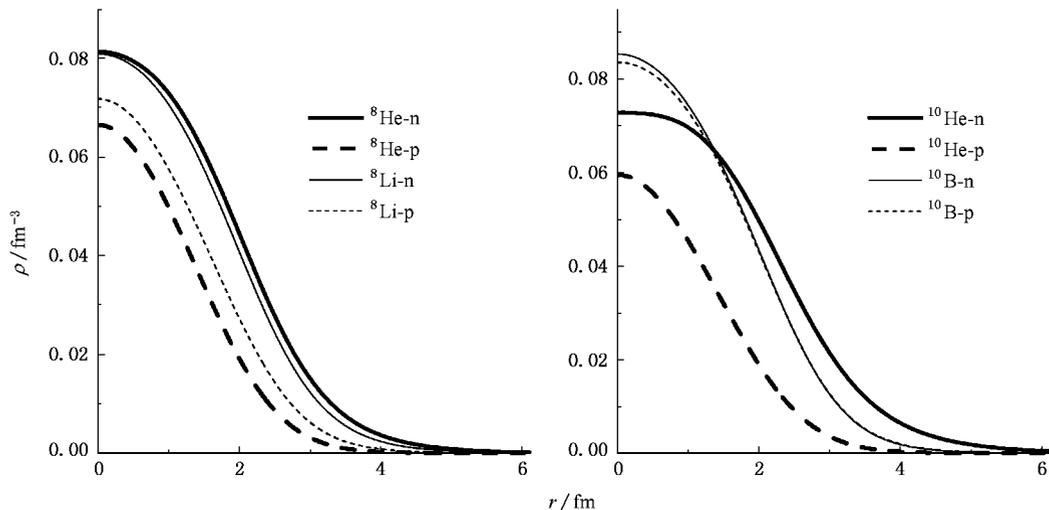


图 1 中子晕核和相应稳定核的中子和质子密度分布

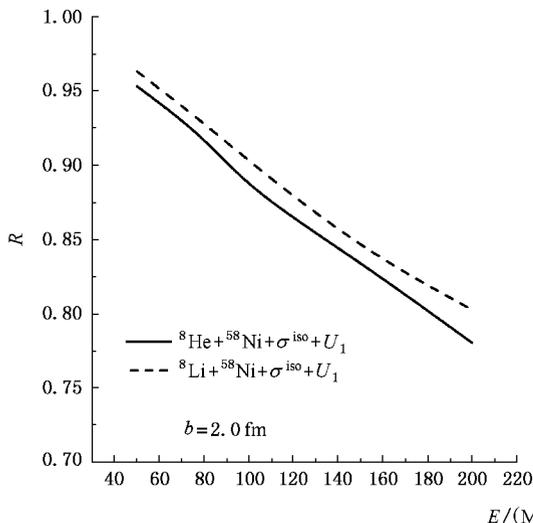
定核相比,中子晕核具有非常明显弥散的中子密度分布和主要的同位旋效应.同时表明中子晕核具有松散的晕中子结构.而 IQMD 中的相互作用势和介质中核子-核子碰撞截面均灵敏的依赖于碰撞系统的密度分布.故在碰撞中必然将这种同位旋效应和松散结构性质带入到反应机理中.

### 3.2. 初始核的平均结合能 $E_{\text{bin}}$ , 单个中子分离能 $S_n$ 和原子核均方半径 $R_{\text{RSM}}$

我们用 IQMD 初始化程序计算了以上原子核的平均结合能  $E_{\text{bin}}$ , 单个中子分离能  $S_n$  和原子核的均方半径  $R_{\text{RSM}}$  以及碰撞系统的中子-质子比  $\left(\frac{n}{p}\right)$  列于表 1 中.很明显,与稳定核相比,中子晕核具有小的平均结合能和小的晕中子分离能,大的原子核的均方半径  $R_{\text{RSM}}$  以及大的碰撞系统的中子-质子比  $\left(\frac{n}{p}\right)$ .图 1 中的核子密度分布和表 1 中初始核的所有特征均表明,晕中子核  ${}^8\text{He}$  和  ${}^{10}\text{He}$  具有重要的同位旋效应和松散的晕中子结构.这些初始核的晕特征,通过动力学碰撞将在物理观测量中表现出来.

表 1 中子晕核和相应稳定核的平均结合能  $E_{\text{bin}}$ , 最后一个中子分离能  $S_n$ , 原子核均方半径  $R_{\text{RSM}}$  以及碰撞系统的中子-质子比  $\left(\frac{n}{p}\right)$

	$E_{\text{bin}}(\text{MeV/核子})$	$R_{\text{RSM}}/\text{fm}$	$S_n/\text{MeV}$	$n/p$
${}^8\text{He}$	3.901	2.88	4.24	3.0
${}^8\text{Li}$	4.93	2.59	7.73	1.67
${}^{10}\text{He}$	3.13	3.28	2.63	4.0
${}^{10}\text{B}$	5.87	2.85	11.26	1.0



## 4. 中子晕核 ${}^8\text{He}$ 和 ${}^{10}\text{He}$ 引起重离子碰撞机理中的同位旋效应

### 4.1. 中子晕核反应系统原子核阻止的同位旋效应

原子核阻止为动量垂直分量  $P_{\perp} = \sqrt{P_x(i)^2 + P_y(i)^2}$  与平行分量  $P_{\parallel}(i) = P_z(i)$  的比值  $R = (2/\pi) \left( \sum_i^A |P_{\perp}(i)| \right) \left( \sum_i^A |P_{\parallel}(i)| \right)$ . 这里  $P_i$  是核子  $i$  的动量, 系统核子数  $A$  是弹核核子数  $A_p$  与靶核核子数  $A_t$  之和.

图 2 表示中子晕核反应  ${}^8\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{10}\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$  和相应稳定核反应  ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{10}\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  在冻结时间和碰撞参数  $b = 2.0 \text{ fm}$  处的原子核阻止  $R$  随束流能量  $E$  的演化. 从图 2 明显看出原子核阻止都随束流能量  $E$  的增加而下降, 这主要是由于随束流能量的增加原子核碰撞穿透性的增加所致. 特别是与稳定核引起的反应相比, 中子晕核  ${}^8\text{He}$  和  ${}^{10}\text{He}$  引起核反应的原子核阻止在所研究能区都比稳定核碰撞系统的值小(图中实线均比虚线低), 即中子晕核的晕特征——减弱了原子核阻止. 其原因如文献 [29] 指出的, 原子核阻止灵敏地依赖于核子-核子碰撞而弱地依赖于对称势. 即在原子核碰撞中, 核子动量从初始  $Z$  方向向横向的转移和耗散主要是由核子-核子碰撞产生的. 我们同样已知, 根据核子-核子碰撞实验, 能量  $E_{\text{lab}}$  在 400 MeV 以下能区, 中子-质子碰撞截面  $\sigma_{np}$  大于质子-质子截面  $\sigma_{pp}$  和中子-中子截面  $\sigma_{nn}$  (这里  $\sigma_{pp} = \sigma_{nn}$ ), 如图 3 所示. 图 3 表示  $\sigma_{np}$ ,  $\sigma_{pp}$  作为核子能量  $E_{\text{lab}}$  的函数. 图中实圆点是实验数据 [30], 实

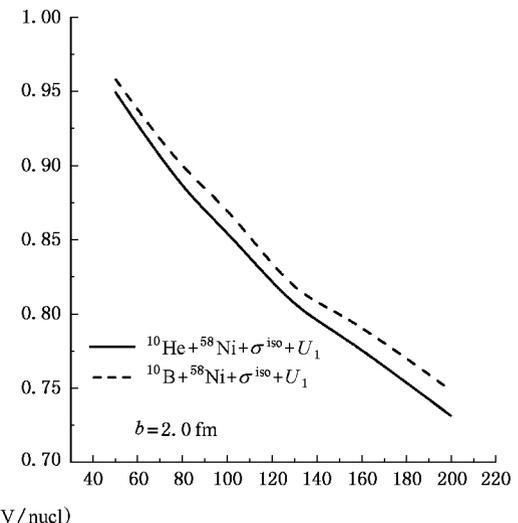


图 2 反应  ${}^8\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{10}\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$  和  ${}^{10}\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  冻结时间原子核阻止  $R$  随束流能量  $E_b$  的演化

线是利用最小二乘法拟合实验数据的表示式

$$\sigma_{np} = -70.67 - 18.18/\beta + 25.26/\beta^2 + 113.85/\beta^4, \quad (11)$$

$$\sigma_{nn} = 13.73 - 15.04/\beta + 8.76/\beta^2 + 68.67/\beta^4 \quad (12)$$

计算的结果.式中  $\beta = V/C$ ,  $V$  和  $C$  分别是核子速度和光速.

从图 3 清楚看出  $\sigma_{np}$  在  $E_{lab} \leq 500$  MeV 能区都大于  $\sigma_{nn}$ , 特别是在  $E_{lab} < 300$  MeV 能区  $\sigma_{np}$  明显大于  $\sigma_{nn}$ . 同时当中子晕核与稳定弹核质量相等时, 中子数与质子数相差越大, 则碰撞过程中中子-质子碰撞数越小. 然而比较而言, 稳定核的中子数与质子数比较接近, 而中子晕核的中子数与质子数相差较大. 故稳定弹核在与靶核碰撞过程中, 中子-质子碰撞数比中子晕核与相同质量靶核碰撞中的中子-质子碰撞数大. 加之在  $E_{lab} \leq 400$  MeV 能区,  $\sigma_{np}$  大于  $\sigma_{nn}$ . 因此中子晕核引起的核反应中, 包括中子-质子、中子-中子和质子-质子碰撞总截面比相等质量稳定核碰撞系统的核子-核子碰撞总截面小. 如上所述, 重离子碰撞中核子动量转移和耗散主要由核子-核子碰撞产生的. 因此与相应稳定核碰撞系统比较, 中子晕核碰撞系统减小了原子核阻止  $R$ . 还有如在文献 [31] 中所指出的, 中子晕核的松散内部结构也降低了核子动量转移和耗散过程, 从而也降低原子核阻止  $R$ . 从以上讨论和分析表明中子晕核碰撞系统与稳定核碰撞系统原子核阻止的差别主要产生于核子-核子碰撞的同位旋效应和中子晕核的松散内部结构. 从而通过理论与实验的系统比较来提取中子

晕核引起核反应中介质中核子-核子碰撞截面的知识.

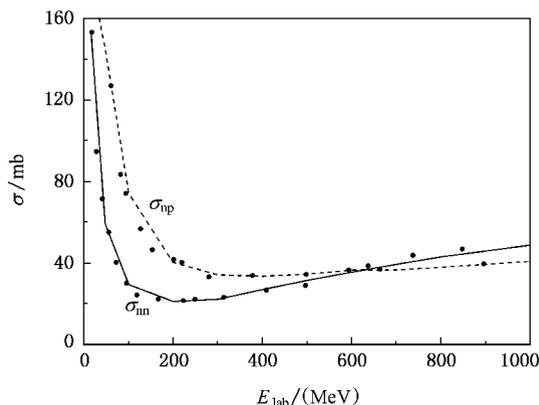


图 3 核子-核子碰撞截面  $\sigma_{np}$ ,  $\sigma_{nn}$  随核子能量  $E_{lab}$  的演化

#### 4.2. 中子晕核反应中发射核子中子-质子比 $\left(\frac{n}{p}\right)_{nucl}$ 的同位旋效应

图 4 表示以上两对反应  ${}^8\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ ;  ${}^{10}\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{10}\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  在冻结时间和碰撞参数  $b = 2.0$  fm 处发射核子中子-质子比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{nucl}$  随束流能量  $E$  的演化. 很清楚在所研究的能区内图中对应于中子晕核碰撞系统  ${}^8\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$  和  ${}^{10}\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$  的全部实线都明显高于稳定核碰撞系统  ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$  和  ${}^{10}\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  相应的虚线, 即中子晕核碰撞系统的  $\left(\frac{n}{p}\right)_{nucl}$  都明显大于稳定核碰撞系统的  $\left(\frac{n}{p}\right)_{nucl}$ . 表明中子晕核的晕核特

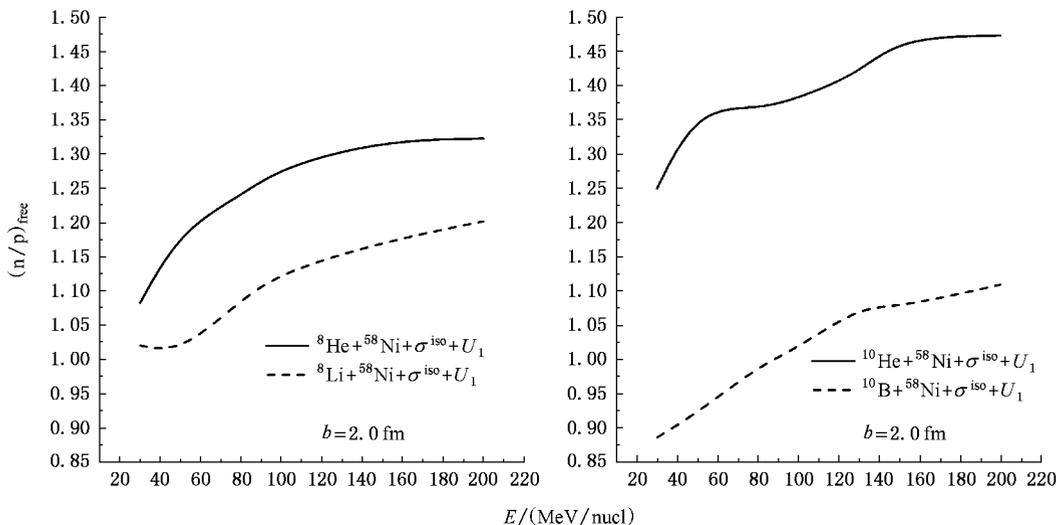


图 4 发射核子中子-质子比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{nucl}$  随束流能量  $E_b$  的演化

征：扩展的密度分布和松散的晕结构明显非常有利于增大  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}}$ 。如我们所知  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}}$  灵敏地依赖于对称势，而对称势对中子是斥力，对于质子是吸引力，因为中子晕扩展的中子密度分布对应于大的中子过剩

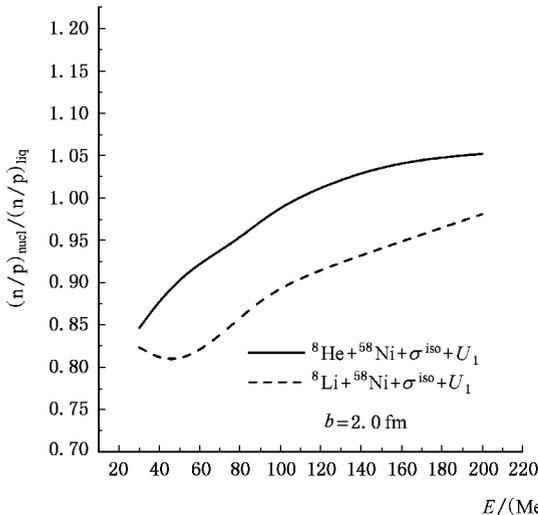
剩  $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$ ，对称势与  $\delta$  成正比（参看

(6) 式），即中子晕核碰撞系统的对称势远比相应稳定核系统强。在此情况下，与稳定核碰撞系统相比，中子晕核碰撞系统将会有更多的中子发射因而增大了  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}}$ 。同时松散的中子晕结构有利于中子晕核破裂从而发射更多的中子也增大了  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$ 。

#### 4.3. 中子晕核反应中同位旋分馏比的同位旋效应

图 5 是两对反应  ${}^8\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ ;  ${}^{10}\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{10}\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  在冻结时间和碰撞参数  $b = 2.0 \text{ fm}$  处的同位旋分馏比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$  随束流能量  $E$  的演化。其中  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}}$  和  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$  分别是发射核子中子-质子比和发射碎片中子-质子比。以上两对反应系统中碎片质量数区间分别是  $2 \leq A \leq 65$  和  $2 \leq A \leq 67$ 。这里碎片质量数的上限是弹核和靶核质量之和减一，这里碎片表明液相。

从图 5 明显看出，在研究的能区范围，对应于中子-晕核碰撞系统  ${}^8\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{10}\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$  的实线都明显高于稳定核系统  ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$  和  ${}^{10}\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  的虚线，即



中子晕核碰撞系统的  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$  都明显大于稳定核碰撞系统的  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$ 。在重离子碰撞过程中会产生同位旋分馏，而且同位旋分馏比

$\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$  灵敏地依赖于对称势而弱地依赖于

核子-核子碰撞截面。我们在以前的文章<sup>[28, 32-39]</sup>中详细讨论过发生同位旋分馏和同位旋效应有关问题。简单地说，在丰中子核碰撞过程中，中子和质子的化学势梯度随碰撞系统密度的增加而走势方向相反，即在基态密度以下低密度区内，中子的化学势梯度随系统密度的增加而减小，质子化学势梯度随密度的增加而增加。密度增加意味着产生液相（碎片），密度减小意味着产生气相，前者在小密度区化学势梯度大，即发射更多中子，产生丰中子气相，而后者在高密度区化学势梯度大，有利于产生液相缺中子（缺中子碎片）。也就是说，在丰中子碰撞系统中，同位旋分馏过程中产生了丰中子气相和缺中子液相，即所谓同位旋分馏，而气相丰中子和液相缺中子之比就是同位旋分馏比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$ 。而对称势是

产生同位旋分馏的化学势中的主要部分，故同位旋分馏比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$  灵敏地依赖于对称势就很自然了。因为与稳定核碰撞系统相比，中子晕核碰撞系统是明显的丰中子碰撞系统；但相对于中子晕核碰撞系统而言，稳定核系统可视为缺中子系统，同位旋分馏比随碰撞系统对称势强度的增加而增加。对

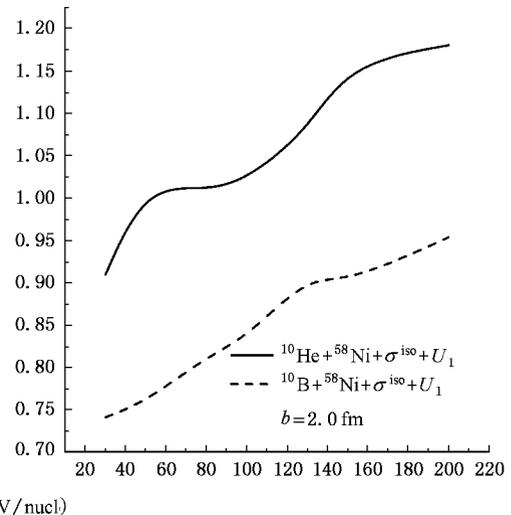


图 5 以上四个反应系统的同位旋分馏比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$  随束流能  $E_b$  的演化

称势的强度随碰撞系统中中子-质子比的增加而增加.

最后同位旋分馏比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$  随碰撞系统中中子-

质子比  $\left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{sys}}$  的增加而增加. 即中子晕核碰撞系统

的  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$  远大于稳定核碰撞系统.

根据以上讨论和分析, 与稳定核系统相比, 晕中子碰撞系统的晕特征和初始晕核信息明显地增加了

核子发射中子-质子比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}}$  和同位旋分馏比

$\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$ . 且以上两个物理观测量对称势灵敏

因此通过理论与实验系统比较来确定晕核反应同位旋效应的系统特征和提取对称势的知识.

## 5. 结 论

通过以上对结果的讨论和分析, 可以有以下结论:

1. 中子晕核的晕特征和信息, 通过弥散的中子密度分布将明显的同位旋效应带入到重离子反应机理中.

2. 中子晕核的晕特征和信息减弱了核子-核子碰撞, 从而减弱了核子动量的转移和耗散, 最后与稳定核碰撞系统相比, 减小了原子核阻止. 通过系统地理论与实验数据比较提取介质中核子-核子碰撞截面的知识.

3. 中子晕核的晕特征和信息有利于加强对称势, 从而发射更多中子和弹核碎裂, 与稳定核碰撞相比, 明显地增大了发射核子中子-质子比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}}$  和同位旋分馏比  $\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{nucl}} / \left(\frac{n}{p}\right)_{\text{frag}}$ . 这样可以通过理论与实验数据的系统比较来提取关于对称势的知识.

4. 通过中子晕核与相等质量稳定核在相同入射道条件下实验数据与理论结果地系统比较来研究中子晕核晕特征带入反应机理同位旋效应的平均特征.

[ 1 ] Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, Nagamiya S, Shida Y, Yoshikawa N, Yamakawa N, Sugimoto O, Kobayashi T, Greiner D E, Takahashi N, Nojiri Y 1985 *Phys. Lett. B* **160** 380

[ 2 ] Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, Shida Y, Yoshikawa N 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 2676

[ 3 ] Tanihata I, Kobayashi T, Yamakawa O 1988 *Phys. Lett. B* **206** 592

[ 4 ] Tanihata I 1991 *Nucl. Phys. A* **522** 275C

[ 5 ] Ogawa Y, Yabana K, Suzuki Y 1992 *Nucl. Phys. A* **543** 722

[ 6 ] Mitting W, Chouvel J M, ZHAN Wen Long, Bianchi L, Cunsolo A, Fernandez B A, Fot A, Gastebois J, Gillibert A, Gregoire C, Schutz Y, Stephan C 1987 *Phys. Rev. Lett.* **B 59** 1889

[ 7 ] Zhukov M V, Dinilin B V, Fedorov D V, Bang J M, Thompson I J, Vaagen J S 1993 *Phys. Rep.* **231** 151

[ 8 ] Liu Z H, Ruan M, Zhao Y L, Zhang H Q, Yang F, Ma Z Y, Lin C J, Chen B Q, Wu Y W, Zhan W L, Guo Z Y, Xiao G Q, Xu H X, Sun Z Y, Li J X, Chen Z J 2004 *Phys. Rev. C* **69** 034326

[ 9 ] Ma Y G, Shen W Q 1993 *Phys. Rev. C* **48** 850; 1993 *Phys. Lett. B* **302** 386

[ 10 ] Zhao Y L, Ma Z Y, Chen B Q 2001 *High Energy Phys. & Nucl. Phys.* **26** 506 (in Chinese) [ 赵耀林、马中玉、陈宝秋 2001 高能物理与核物理 **25** 506 ]

[ 11 ] Ren Z Z, Xu G O 1990 *Phys. Lett. B* **252** 311

[ 12 ] Meng J, Ring P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 460

[ 13 ] Guo W J, Hian H Q, Liu J Y, Zuo W, Ren Z Z, Lee X G 2003 *Commun. Theor. Phys.* **40** 57

[ 14 ] Alamanos N, Pakou A, Lapoux V *et al* 2002 *Phys. Rev. C* **48** 054606

[ 15 ] Cael P, Goldstein G, Baye D 2004 *Phys. Rev. C* **70** 064605

[ 16 ] Lin C J, Liu Z H, Zhang H Q, Wu Y W, Yang F, Ruan M 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1183

[ 17 ] So W Y, Hong S W, Kin B T 2004 *Phys. Rev. C* **79** 064606

[ 18 ] Ashwood N L, Feer M, Angeliq J C, Bouchat V, Catford W N, Clarke N M, Curtis N, Dorvaux O, Hanappe F, Kerckx Y, Labiche M, Lecouey T L, Marqués F M, Materna T, Ninane A, Normand G, Orr N A, Pain S, Soic N, L, Timis C, Unshakova A, Ziman A V 2004 *Phys. Rev. C* **70** 064607

[ 19 ] Camacho A G, Aguilera E F 2005 *Nucl. Phys. A* **748** 414

[ 20 ] Ren Z Z, Xu G O, Chen B Q, Ma Z Y, Mitting W 1995 *Phys. Lett. B* **351** 11

[ 21 ] Bertsch G F, Gupta S D 1988 *Phys. Rep.* **160** 1991

[ 22 ] Aichelin J, Rosenhauer A, Peilert G *et al* 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1926

[ 23 ] Aichelin J, Peilert G, Bohnet A, Rosenhauer A, Stöcker H, Greiner W 1988 *Phys. Rev. C* **37** 2451

[ 24 ] Li B A, Ko C M, Bauer W 1998 *Int. J. Mod. Phys. E* **7** 147

[ 25 ] Li B A, Schroder W U 2001 *Isospin Physics in Heavy-Ion Collisions at Intermediate Energies* (book) (Nova Science Publishers, Inc, New York)

[ 26 ] Klakow D, Welke G, Bauer W 1993 *Phys. Rev. C* **48** 1982

- [ 27 ] Alkazzov G D , Bauer T , Bertini R , Bimbot L , Bing O , Boudard A , Bruge G , Catz H , Chaumeaux A , Couvert P 1977 *Nucl. Phys. A* **280** 365
- [ 28 ] Liu J Y , Guo W J , Ren Z Z , Xing Y Z , Zuo W , Lee X G 2006 *Chin. Phys. J.* **15** 1738
- [ 29 ] Liu J Y , Guo W J , Wang S J , Zuo W , Zhao Q , Yang F Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 975
- [ 30 ] Giacomelli G 1970 *Total Cross Section Measurements : Progress in Nuclear Physics* ( Pergamon ,New York ) Vol. 12
- [ 31 ] Liu J Y , Guo W J , Ren Z Z , Xing Y Z , Zuo W , Lee X G 2005 *Phys. Lett. B* **617** 24
- [ 32 ] Liu J Y , Xing Y Z , Liu H , Guo W J , Lee X G 2005 *Int. Jour. Mod. Phys. E* **16**( 4 ) 587
- [ 33 ] Xing Y Z , Liu J Y , Guo W J , Fen Y T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3316 ( in Chinese ) [ 邢永忠、刘建业、郭文军、方玉田 2004 物理学报 **53** 3316 ]
- [ 34 ] Liu J Y , Guo W J , Zuo W , Lee X G , Xing Y Z 2004 *Phys. Rev. C* **70** 034610
- [ 35 ] Liu J Y , Xing Y Z , Guo W J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3082 ( in Chinese ) [ 刘建业、邢永忠、郭文军 2005 物理学报 **54** 3082 ]
- [ 36 ] Liu J Y , Xing Y Z , Guo W J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 91 ( in Chinese ) [ 刘建业、邢永忠、郭文军 2006 物理学报 **55** 91 ]
- [ 37 ] Liu J Y , Guo W J , Xing Y Z , Lee X G , Zuo W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1068 ( in Chinese ) [ 刘建业、郭文军、邢永忠、李希国、左 维 2006 物理学报 **55** 1068 ]
- [ 38 ] Zhang D H , Li Z Y , Li H L , Li J S 2005 *Chin. Phys.* **14**
- [ 39 ] Li J X , Guo Z Y , Xiao G Q , Zhou W L , Wang J S , Sun Z Y , Wang M , Tian W D , Wang W S , Mao R S , Wang Q J , Ning Z J , Wang J F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 58 ( in Chinese ) [ 李加兴、郭忠言、肖国青、詹文龙、王建松、孙志宇、王 猛、田文栋、王武生、毛瑞士、王全进、宁振江、王建峰 2003 物理学报 **52** 58 ]

# Isospin effect in the nuclear reaction induced by neutron-halo nuclei <sup>\*</sup>

Liu Jian-Ye<sup>1,2,3)†</sup> Zuo Wei<sup>2,3)</sup> Lee Xi-Guo<sup>2,3)</sup> Xing Yong-Zhong<sup>1,3)</sup>

1) ( *Institute for the Basic physics , Tianshui Normal University , Tianshui 741000 ,China* )

2) ( *Institute of Modern Physics Chinese Academy of Sciences , Lanzhou 730000 ,China* )

3) ( *Center of Theoretical Nuclear Physics , National Laboratory of Heavy Ion Accelerator , Lanzhou 730000 ,China* )

( Received 19 June 2006 ; revised manuscript received 3 September 2006 )

## Abstract

We study the average property of the isospin effect of reaction induced by halo-neutron nuclei  $^8\text{He}$  and  $^{10}\text{He}$  in the intermediate energy heavy ion collisions using the isospin-dependent quantum molecular dynamics model ( IQMD ). This study is based on the extended neutron density distribution for the halo-neutron nuclei , which includes the average property of the isospin effect of reaction mechanism and loose inner structure . The extended neutron density distribution brings an important isospin effect into the average property of reaction mechanism because the interaction potential and nucleon-nucleon ( N-N ) cross section in IQMD model depend sensitively on the density distribution of colliding system . In order to see clearly the average properties of reaction mechanism induced by halo-neutron nuclei we also compare the results for the neutron-halo colliding systems with those for the corresponding stable colliding systems under the same incident channel condition . We found that the extended density distribution for the neutron-halo projectile brings an important isospin effect to the reaction mechanism , which leads to the decrease of nuclear stopping  $R$  , yet induces obvious increase of the neutron-proton ratio of nucleon emissions and isospin fractionation ratio for all beam energies studied in this work , compared to the corresponding stable colliding system . In this case , nuclear stopping , the neutron-proton ratio of nucleon emissions and isospin fractionation ratio induced by halo-neutron nuclei can be used as possible probes for studying the average property of the isospin effect of reaction mechanism and extracting the information of symmetry potential and in-medium N-N cross section by the neutron-halo nuclei in heavy ion collisions .

**Keywords :** neutron-halo nucleus , nuclear stopping , neutron-proton ratio of nucleon emissions , isospin fractionation ratio

**PACC :** 2570 , 2587 , 0260

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. G2000077400 ) , the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10435080 , 10447006 , 10575075 ) , and Funds of the Chinese Academy of Science for Key Topics in Innovation Engineering ( Grant No. KJCXZ-SW-N02 ) .

<sup>†</sup> E-mail : liujy@lzb.ac.cn