

文章编号: 1007-4627(2017)02-0143-05

## 高动量分布对核反应中原子核的阻止本领的影响

黄璐, 林琳, 王阔, 郭文军<sup>†</sup>

(上海理工大学理学院, 上海 200093)

**摘要:** 利用同位旋相关的量子分子动力学模型研究了中能重离子碰撞过程中, 具有不同中质比的中等质量核碰撞系统的高动量分布对原子核的阻止本领的影响, 以及这种影响随入射能量的演化。研究表明: 对于  $^{76}\text{Kr}+^{76}\text{Kr}$ ,  $^{88}\text{Kr}+^{88}\text{Kr}$  碰撞系统, 当入射能量较小时高动量分布对原子核的阻止本领影响很小; 但当反应能量较大的时候, 高动量分布对原子核的阻止本领影响较大, 且这种影响随着入射能量和碰撞核质量的增大而增大。对于 Ca 同位素链的反应系统, 高动量分布增大了反应系统的原子核的阻止本领。因此, 高动量分布对中等质量核碰撞系统的原子核的阻止本领有重要影响, 且与入射能量和碰撞核质量密切相关。

**关键词:** 高动量分布; 原子核的阻止本领; 中能重离子反应

**中图分类号:** O571.6    **文献标志码:** A    **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.34.02.143

### 1 引言

要研究原子核内核子的动量分布, 就不得不考虑核子间的关联效应<sup>[1, 2]</sup>这一重要因素。在原子核中, 当两个核子的间距达到一定距离 ( $\sim 1$  fm) 时, 核子间存在着较强的排斥作用, 此时, 多核子系统的波函数不可以再采用独立粒子模型波函数, 必须考虑核子间的关联信息, 这就是所说的核子间短程关联效应。它对许多核现象, 特别是涉及到大动量和能量转移的核过程, 起着重要的作用, 因而引起了人们的广泛兴趣。研究原子核短程关联和张量关联效应对核物质性质的影响, 不仅有助于人们在微观上了解核物质的饱和性质及其同位旋依赖性, 揭示对称能的密度依赖性和高密度行为的物理机制<sup>[3-5]</sup>, 而且, 对于确定阐释核子间关联属性的核子动量分布函数也具有的重要意义<sup>[6]</sup>。

在费米气体模型中, 由于不考虑系统的表面效应及其核子间的作用力, 原子核中的核子均可以看作理想气体分子, 相互之间互不影响地独立地运动。根据泡利不相容原理, 原子核中的核子态由低能级向高能级依次排布, 直至排满为止, 排满的能级称为费米能级, 核子态完全分布在费米面以下, 其分布函数可以用一个阶梯函数来表示, 因此, 体系中的核子动量均不会超过费米动量。而对于核子之间有相互作用的系统, 核子间的关联效应(通常是张量关联协同短程关联效应)缩减了低动量核子态的占有几率, 使得核子向高动量态转移, 进

而产生一个“高动量尾巴”(张量力诱发产生的短程关联对, 主要是中子质子关联对)<sup>[7]</sup>, 这改变了自由费米气体模型中核子完全占据费米面以下的平均场的图像。因此, 研究核子的高动量分布对原子核性质的影响也是极其重要的。Yong<sup>[8]</sup>和 Guo<sup>[9]</sup>等利用同位旋和动量依赖的IBUU 相对论强子输运模型, 论述了中能重离子碰撞中高动量阈值参量  $\lambda$  是如何影响  $\pi$  介子产生的, 研究发现在较低的束流能量下,  $\pi$  介子的产生灵敏地依赖于高动量阈值参数  $\lambda$ 。这项研究的发现, 对人们研究高密核物质状态方程、高密核对称能、以及中子星物理都有很好的启示。Sargsian<sup>[10]</sup>根据最近张量相关的核子动量分布实验观测, 发现核子高动量分布呈现出两种特性: (a) 通过质子和中子在原子核所占比例的加权的高动量分布近似相等; (b) 高动量尾巴部分的质子(或中子)所占尾巴核子的百分比与原子核内总质子(或总中子)所占总核子的百分比成反比。最近 Hen 等<sup>[11-13]</sup>通过对原子核多体系统, 以及自旋二重态超冷原子气体的原子高动量分布的研究发现, 对于两系统而言, 当相互作用强度取相似值时, 其产生短程关联费米子对(中子-质子对)的几率是相同的。这种发现对于具有复杂相互作用的原子核而言, 为进一步了解和研究原子核以及天体物理超密核物质提供了可能。Li 等<sup>[14]</sup>在保证对称能符合当前各实验的限制条件下, 修改了对称能的动能部分, 发现由于动能的减少, 同位旋自由度的作用会增加。此外, 核子之间的短程相关效应显著降低, 这个结果与微观多体计

收稿日期: 2016-12-20;    修改日期: 2017-02-27

作者简介: 黄璐(1993-), 女, 江苏泰州人, 硕士研究生, 从事核物理研究; E-mail: 1466807018@qq.com

<sup>†</sup> 通信作者: 郭文军, E-mail: impgwj@126.com。

算结果很好地符合，但却显然不同于由无相互作用的自由费米气体模型得出的结果。作者还提出了相关核物质对称能动能部分的近似解析表达式，对研究对称能的密度依赖性具有十分重要的意义。

考虑核子间的关联效应，尤其是短程关联与张量关联效应，使得核子产生一个“高动量尾巴”，这对人们更深一步了解天体物理中的超新星爆发机制、中微子流与冷却机制、中子星稳定性以及中子星中的强子夸克相变等问题具有十分重要的意义。

## 2 模型

原子核碰撞前，首先要对弹核、靶核进行初始化。在对原子核进行初始化时，原子核内的核子按照其密度分布，采用 Monte-Carlo 抽样方法来给出每个核子的坐标，核子动量分布按照费米气体模型均匀分布在费米球内。然后对初级筛选出的核进行检验，让其自由运动 500 fm/c 时间，检查其过程中的均方根半径、结合能与 Skyrme-Hartree-Fock 模型或相对论平均场模型等结构模型给出的值的误差是否在一个较为合理的范围内。否则，要重新进行筛选，直到获取满足要求的初始核。

在费米气体模型中，由于不考虑系统的表面效应及其核子间的作用力，原子核中的核子均可以看作理想气体分子，相互之间互不影响地独立运动。根据泡利不相容原理，原子核中的核子态由低能级向高能级依次排布，直至排满为止，排满的能级称为费米能级，核子态完全分布在费米面以下，核子动量在 Fermi 球内均匀分布。其动量分布函数可以用如下形式来表示：

$$\rho = \begin{cases} 4\pi p^2 / \frac{4}{3}\pi p_F^3, & |\vec{p}| \leq p_F \\ 0, & |\vec{p}| > p_F \end{cases}, \quad (1)$$

其中  $p_F$  表示系统的费米动量。因此，体系中的核子动量均不会超过费米动量。

而对于核子之间有相互作用的系统，核子间的关联效应(通常是张量关联偕同短程关联效应)缩减了低动量核子态的占有几率，使得核子向高动量态转移，进而产生一个“高动量尾巴”(张量力诱发产生的短程关联对，主要是中子质子关联对)。基于以上原因，对公式(1)进行了修改并考虑到三维情况，采用新的动量分布函数如下：

$$\rho = \frac{4\pi p^2}{1 + \exp[(|p - p_F|)/a]} / (\frac{4}{3}\pi p_F^3), \quad (2)$$

其中： $a$  是高动量参数； $p$  是核子动量；动量分布  $\rho$  的量纲为  $c/\text{MeV}$ 。通过调整这些参数，并且在饱和点密度附近符合各种饱和点的性质，可以得到修正的核动量分布。我们让具有这种动量分布的核随时间演化，在较长的时间内，核的结合能，均方半径都与核结构模型符合。参数  $a$  分别选择为 13.1 MeV/c, 20 MeV/c, 27.1 MeV/c, 34.7 MeV/c 得到不同比率的高动量分布 (10%, 15%, 20%, 25%)。图 1 显示了原子核中核子的动量分布。图 1(a) 表示核内单核子动量分布模拟，其中，实线表示正常费米分布。图 1(b) 表示  $^{76}\text{Kr}$  在 QMD 计算中采用的核子动量分布的几率。纵坐标表示核子的几率密度，实线表示不考虑高动量的情况下核子的动量分布，虚线表示考虑高动量情况下核子的动量分布，由

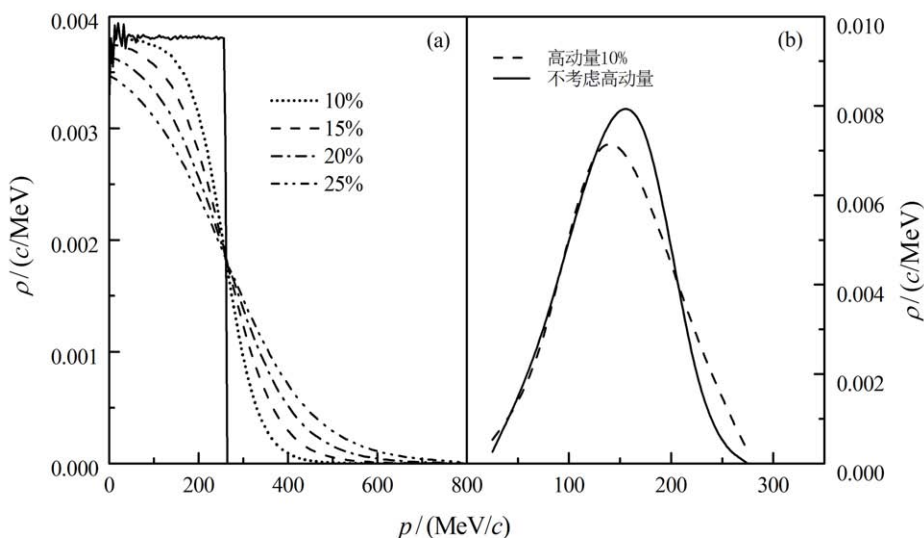


图 1 核内单核子动量分布模拟及 QMD 中核子动量分布的几率

图可以看出虚线的尾巴较长, 说明核子在高动量处分布的几率较高。

根据 SHF 理论, 得出表 1 中各种核素的结合能, 并按此结合能来进行抽样, 将结合能稳定在表 1 中结合能的 95%~105% 范围内的原子核保存下来。

表 1  $^{76}\text{Kr}$ ,  $^{88}\text{Kr}$  和  $\text{Ca}$  同位素结合能

核素	结合能/MeV	核素	结合能/MeV
$^{76}\text{Kr}$	8.37	$^{44}\text{Ca}$	8.48
$^{88}\text{Kr}$	8.49	$^{46}\text{Ca}$	8.51
$^{42}\text{Ca}$	8.43	$^{48}\text{Ca}$	8.48

筛选出较为合理的初始核后, 利用同位旋相关的量子分子动力学模型 (IQMD) 来模拟中能重离子碰撞反应。IQMD 模型的密度依赖的平均场包括同位旋依赖的对称势和库仑势; 介质中的核子核子碰撞截面也区分了中子中子、质子质子和中子质子的碰撞截面; 泡利阻塞计算中也区分了中子和质子。IQMD 模型的势能表达式如下<sup>[15-17]</sup>:

$$U = U^{\text{Sky}} + U^{\text{Yuk}} + U^{\text{Coul}} + U^{\text{MDI}} + U^{\text{Pauli}} + U^{\text{Sym}}, \quad (3)$$

式中,  $U^{\text{Sky}}$  是密度依赖的 Skyrme 势;

$$U^{\text{Sky}} = \alpha \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma; \quad (4)$$

$U^{\text{Yuk}}$  是 Yukawa 势,

$$U^{\text{Yuk}} = t_3 \exp\left(\frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}{m}\right) / \frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}{m}; \quad (5)$$

$U^{\text{Coul}}$  是库仑势;  $U^{\text{MDI}}$  是动量相关作用,

$$U^{\text{MDI}} = t_4 \ln^2 \left[ t_5' (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 + 1 \right] \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (6)$$

张量力是引起短程关联的重要原因, 其与两核子相对动量有关。本文引入了高动量分布, 提高了两核子相对动量的数值, 为了避免重复考虑, 保证系统的总能量不变, 所以我们降低了动量相关作用的强度。在 QMD 模型中, 原来  $t_5$  的参数值是  $500 \text{ MeV}^{-2}$ , 经计算后修正为  $t_5 = 483 \text{ GeV}^{-2}$ 。

$U^{\text{Pauli}}$  是泡利势,

$$U^{\text{Pauli}} = V_p \left( \frac{\hbar}{q_0 p_0} \right)^3 \exp\left( -\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{2q_0^2} - \frac{(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)^2}{2p_0^2} \right) \delta_{p_j p_i}, \quad (7)$$

$$\delta_{p_j p_i} = \begin{cases} 1, & \text{中子-中子} \\ 0, & \text{中子-质子} \end{cases},$$

$U^{\text{Sym}}$  是对称势, 在计算中, 考虑了对称势和介质中核

子-核子碰撞截面两种主要的同位旋效应, 其中对称势选取为

$$U^{\text{Sym}} = \pm 32 \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0}, \quad (8)$$

其中正负号对应于中子和质子。 $\rho_0$ ,  $\rho_n$ ,  $\rho_p$ , 分别表示核饱和密度、中子密度和质子密度。同位旋相关的介质中核子核子碰撞截面使用下式:

$$\sigma_{\text{NN}}^{\text{med}} = \left( 1 - 0.2 \frac{\rho}{\rho_0} \right) \sigma_{\text{NN}}^{\text{free}}, \quad (9)$$

式中  $\sigma_{\text{NN}}^{\text{free}}$  为自由核子核子碰撞截面, 可见介质效应使核子核子碰撞截面变小。实验测得在自由的情况下, 当中子能量低于  $400 \text{ MeV}$  时, 中子质子碰撞截面大约是中子中子、质子质子碰撞截面的 3 倍。因此, 介质中同位旋相关核子核子碰撞截面满足  $\sigma_{\text{np}} > \sigma_{\text{nn}} \equiv \sigma_{\text{pp}}$ , 而同位旋无关的情况下  $\sigma_{\text{np}} = \sigma_{\text{nn}} = \sigma_{\text{pp}}$ 。

### 3 结果与讨论

原子核的阻止本领<sup>[18-21]</sup>是重离子碰撞反应中决定反应结果 (终态产物) 的一个重要物理量, 可以描述同位旋自由度逐渐从非平衡向平衡过渡的过程<sup>[20, 21]</sup>。其具体形式可用以下公式来表示<sup>[22, 23]</sup>:

$$R = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_i^A |p_{\perp}(i)|}{\sum_i^A |p_{\parallel}(i)|}, \quad (10)$$

其中:  $A$  代表的是靶质量与炮弹质量之和;  $p_{\perp}(i)$ 、 $p_{\parallel}(i)$  分别表示第  $i$  个核子的动量横向分量、平行分量, 其具体形式为:  $p_{\perp}(i) = \sqrt{p_x^2(i) + p_y^2(i)}$ ,  $p_{\parallel}(i) = p_z(i)$ ; 从上述定义式可以看出, 原子核的阻止本领表达了碰撞过程中核子动量分布趋向各向同性的能力, 反映了核子间反应的剧烈程度。之前的研究得到原子核的阻止本领作为一个探针, 可以提取介质中核子-核子碰撞截面的同位旋效应的信息。本文试图比较考虑与不考虑核子高动量时, 原子核的阻止本领具体发生什么变化, 进而发现高动量核子的动量分布与重离子碰撞中原子核的阻止本领的之间相关关系。

动量相关势与两核子的动量差密切相关, 考虑高动量时, 差的变化平均值不大, 差的对数变化更小。做过考虑核子高动量和不考虑核子高动量情况下的相关作用差, 验证过其差别不大。由于高动量分布, 其对于动量相关势中大相对动量部分以及核子-核子的碰撞率都会有影响, 因此这两项都需要仔细考虑。

图 2 所表示的是中等质量核反应系统  $^{76}\text{Kr} + ^{76}\text{Kr}$ ,  $^{88}\text{Kr} + ^{88}\text{Kr}$  在入射能量  $E = 120 \text{ MeV/u}$ 、碰撞参数  $b = 0 \text{ fm}$  条件下, 其原子核的阻止本领在考虑核子高

动量分布(实线)与不考虑核子高动量分布(虚线)时随着时间的演化过程。由图可以明显看出,在原子核的阻止本领趋于平衡时,核子的高动量分布增大了碰撞系统的原子核的阻止本领。这是因为高动量分布增加了系统的动能使反应更加剧烈,所以原子核的阻止本领增加。但是,当  $R$  趋于平衡时,高动量分布对碰撞系统  $^{88}\text{Kr}+^{88}\text{Kr}$  的影响要大于对碰撞系统  $^{76}\text{Kr}+^{76}\text{Kr}$  的影响。这种差别可能来自于系统的中质比或者系统的质量,下面我们将进一步研究。

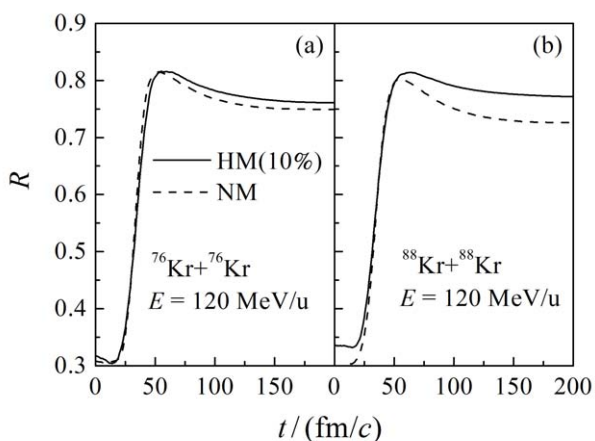


图 2 中等质量核系统的原子核的阻止本领随反应时间的变化关系

图 3 所表示的是中等质量核反应系统  $^{76}\text{Kr}+^{76}\text{Kr}$ 、 $^{88}\text{Kr}+^{88}\text{Kr}$  在碰撞参数  $b=0$  fm 时,其原子核的阻止本领随入射能量的变化关系。其中,实线代表考虑核子的高动量,虚线表示不考虑高动量。从图中可以发现,这两个反应系统不论是否考虑核子高动量,其原子核的阻止本领都随着入射能量的增大而显著减小。在入射能量为 50 MeV/u 左右时,两碰撞系统的原子核的阻止本领几乎重合,这说明在较低能量条件下,高动量分布对系统的原子核的阻止本领影响很小。其原因是:在入射能量较小时,很多核子-核子碰撞被泡利阻塞,高动量引起的碰撞率的增加相对很小;高动量分布是各向同性的,而入射能量相对于高动量分布来说很小。因此,无论是否考虑高动量,其径向方向与垂直方向的动量比值基本不变,所以原子核的阻止本领不变。当能量大于 100 MeV/u 时,考虑高动量分布的原子核的阻止本领较大,并随能量的增加差异越明显,这是由于高能时相空间扩大,使得核子-核子碰撞后的泡利阻塞效应变小,因而高动量引起的碰撞率的增加开始变得明显,这一现象在  $^{88}\text{Kr}+^{88}\text{Kr}$  系统比在  $^{76}\text{Kr}+^{76}\text{Kr}$  系统表现的更为明显。这是因为随着能量的增大,入射方向的高动量分布被入射能量所淹没,而反应平面内的动量分布差

异会越来越明显,而系统质量数越大径向总动量越大。因此,原子核的阻止本领间距在变大,在中等质量的核反应系统中,当入射能量较大时,随着能量的不断增大,核子的高动量分布使得体系的原子核的阻止本领逐渐增大,并且对碰撞系统质量较大的一方影响更明显。

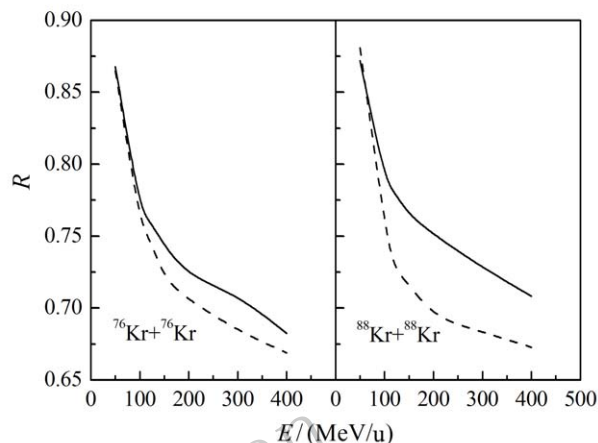


图 3 原子核的阻止本领随入射能量的变化关系

前述结论是在中等质量系统得到的,为了验证上述结论我们计算了更轻的反应系统 ( $^{42}\text{Ca}+^{42}\text{Ca}$ ,  $^{44}\text{Ca}+^{44}\text{Ca}$ ,  $^{46}\text{Ca}+^{46}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ )。图 4 表示的是在  $E=100$  MeV/u,  $b=0$  fm 条件下,轻核反应系统中原子核的阻止本领随系统质量  $A$  的演化。其中,实线代表考虑系统的核子高动量分布,虚线表示不考虑。由图可以看出,高动量分布增大了碰撞系统的原子核的阻止本领,表现为实线与虚线的间隔始终较大。这是由于在较轻的核反应系统中,核子数目少,反应截面对原子核的阻止本领所造成的影响相对很小。而核子的高动量分布在该反应系统中起重要作用,在同等入射能量下,高动量核子的垂直动量分量相对较大,也就是垂直方向与径向方向的动量比值变大,所以,原子核的阻止本领变大。这说明了高动量分布增大了反应系统的原子核的阻止本领。

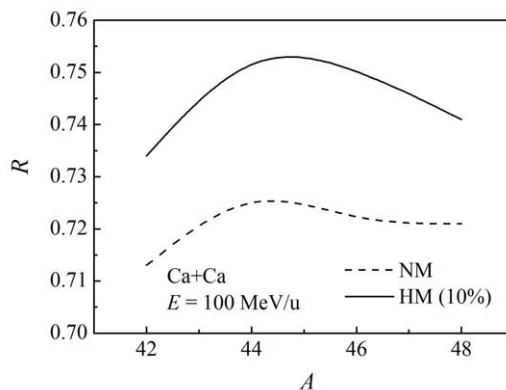


图 4 原子核的阻止本领随 Ca 同位素链质量  $A$  的演化

## 4 结论

本文研究了具有不同质量的核反应系统中高动量分布对原子核的阻止本领的影响, 以及这种影响随入射能量的演化。研究表明: 对于所研究的中等质量核碰撞系统当入射能量较小时 (50 MeV/u 附近) 碰撞系统不论是否考虑核子高动量分布其原子核的阻止本领几乎完全重合; 但当反应能量较大的时候 (超过 100 MeV/u), 考虑高动量分布的碰撞系统原子核的阻止本领大于不考虑高动量分布的原子核的阻止本领, 且它们之间的差别随着入射能量的增大变得越来越明显。此外, 考虑高动量与不考虑高动量的系统原子核的阻止本领之差始终较大, 这说明了高动量分布增大了反应系统的原子核的阻止本领。因此, 高动量分布对碰撞系统的原子核的阻止本领有重要影响, 且与碰撞系统质量和入射能量密切相关。

### 参考文献:

- [1] ALVIOLI M, ATTI C C, KAPTARI L P, *et al.* Int J Mod Phys E, 2013, **22**: 1.
- [2] ALVIOLI M, ATTI C C, KAPTARI L P, *et al.* Phys Rev C, 2013, **87**: 1.
- [3] COZMA M D. Phys Lett B, 2011, **700** (2): 139.
- [4] YONG G C, LI B A, CHEN L W, *et al.* Phys Rev C, 2006, **73** (3): 034603.
- [5] LI B A. Phys Rev Lett, 2002, **88** (19): 192701.
- [6] RONEN W, BETZALEL B, NIR B. Phys Rev C, 2015, **92** (5): 054311.
- [7] HEN O, SARGSIAN M, WEINSTEIN L B, *et al.* Science, 2014, **346**: 614.
- [8] YONG G C. Phys Lett B, 2017, **765**: 104.
- [9] GUO W M, YONG G C, LIU H. Phys Rev C, 2015, **91**: 054616.
- [10] SARGSIAN M M, Phys. Rev. C, 2014, **89**: 034305.
- [11] HEN O, WEINSTEIN L B, PIASETZKY E. Phys Rev C, 2015, **92**: 045205.
- [12] HEN O, LI B A, GUO W J, *et al.* Phys Rev C, 2015, **91**: 025803.
- [13] COLLE C, HEN O, COSYN W, *et al.* Phys Rev C, 2015, **92**: 024604.
- [14] LI B A, GUO W J, SHI Z Z, Phys Rev C, 2015, **91**: 044601.
- [15] AICHELIN J, STOCKER H. Phys Lett B, 1986, **176** (1,2): 14.
- [16] AICHELIN J. Phys Rev C, 1988, **37** (6): 2451.
- [17] CHEN L W, ZHANG F S, JIN G M, Phys Rev C, 1998, **58**: 2283.
- [18] LIU J Y, GUO W J, WANG S J, Phys Rev Lett, 2001, **86**: 975
- [19] BUSZA W, LEDOUX R J. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 1988, **38**: 119.
- [20] LI B A, WONG C Y. Phys Scr, 1993, **47**: 151.
- [21] ZHANG A, GUO W J, HUANG J W, *et al.* Chin Phys C, 2014, **38** (5): 054103.
- [22] LI B A, YENNELLO S J. Phys Rev C, 1995, **52**: 1746.
- [23] BASS S A, KONOPKA J, BLEICHER M, *et al.* Phys Lett B, 1994, **321**: 15.

# Effect of High Momentum Distribution on Nuclear Stopping in Nuclear Reaction

HUANG Lu, LIN Lin, WANG Kuo, GUO Wenjun<sup>†</sup>

(University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

**Abstract:** Based on the isospin-dependent quantum molecular dynamics model, the effect of high momentum distribution on nuclear stopping in medium mass nuclear collision system is studied with different neutron-proton ratio in intermediate energy heavy ion collisions, and the evolution of this effect with the incident energy. The results show that when the incident energy is small, the high momentum distribution has little effect on the nuclear stopping. However, when the reaction energy is large, the high momentum distribution has a great influence on the nuclear stopping and the influence increases with the increase of incident energy and the mass of collision nucleus. For the Ca isotopes reaction system, high momentum distribution increases the nuclear stopping of the reaction system. Therefore, high momentum distribution has an important influence on nuclear stopping in medium mass nuclear collision system, and closely related to the incident energy and the mass of collision nucleus.

**Key words:** high momentum distribution; nuclear stopping; intermediate energy heavy ion reaction

Received date: 20 Dec. 2016; Revised date: 27 Feb. 2017

<sup>†</sup> Corresponding author: GUO Wenjun, Email: impgwj@126.com.