

转动集体流的同位旋效应*

陈列文^{1,2} 张丰收^{1,2,4} 明照宇^{1,2} 李文飞^{1,2} 朱志远^{1,3}

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

2 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

3 (中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

4 (中国高等科学技术中心 北京 100080)

摘要 在同位旋相关的量子分子动力学模型框架下,通过分析中间快度的方位角分布研究了 40MeV/u $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 反应体系在不同碰撞参数下的转动集体流,并且半经典地计算了转动观测量. 发现丰中子体系($^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$)具有较强的转动集体流,这种现象在半周边碰撞中更加明显. 转动集体流的同位旋相关性主要来自于核子-核子碰撞截面的同位旋相关性和对称能的影响.

关键词 同位旋效应 转动集体流 同位旋相关的量子分子动力学模型

1 引言

在过去的十年里,从费米能区到相对论能区的重离子碰撞中^[1,2]观测到的原子核的集体流现象已经成为理论和实验研究的热门课题^[3]. 其主要的目的就是想探索原子核状态方程和介质中的核子-核子碰撞截面^[4]. 在相对论能区,原子核集体流可能携带某种关于夸克-胶子等离子体(QGP)相变的信息^[5]. 在几百 MeV/u 的轰击能量下,许多实验和理论研究都发现了集体流现象,如在平面的定向流^[6,7]和出平面的挤出流^[8],还有各向同性的径向流^[9,10]. 在几十 MeV/u 的轰击能量下,中间快度的方位角分布可能在 0° 和 180° 角处出现峰值. 这表明可能存在集体运动,也就是说存在转动集体流^[11-13].

由于重离子碰撞中的方位角分布对集体流很敏感,所以它在研究反应动力学和核状态方程中是十分有用的^[14]. 实际上,除了在平面转动集体流和出平面挤出流外,在平面定向流也能被方位角分布及其速度相关性所描述^[15]. 尤其是当在平面定向流消失时,转动集体流还可能存在^[16]. 随着放射性核束物理的发展,人们可以研究比较宽的能量范围和不同的弹靶组合下的远离 β 稳定线核的性质和核反应中的同位旋自由度^[17].

本文将给出在 40MeV/u 的入射能量和不同碰撞参数下 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 反应方位角分布的同位旋相关性的首次理论预言. 发现转动流存在很强的同位旋效应,也就

2000-04-04 收稿

* 国家自然科学基金(19875068, 19847002), 国家重点基础研究发展规划(G200077407)和中国科学院基金资助

是说更丰中子体系 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 表现出更强的转动集体流. 这一现象在半周边碰撞中更加明显. 转动观测量的半经典计算也证实了这一点. 同时, 研究了对称能和核子-核子碰撞截面对转动集体流的影响

2 模型和方法

本文使用的是同位旋相关的重子分子动力学 (IQMD) 模型. 这个模型精确地包含了同位旋自由度, 即同位旋相关的核子-核子碰撞截面、对称能项、库仑势 (只对质子) 及同位旋相关的泡利阻塞. 另外在初始化过程中也严格地区分了中子和质子. 近来, IQMD 模型已被成功地用来解释中能重离子碰撞中的一些同位旋效应^[18-21]. 在量子分子动力学中, 第 i 核子可用一个高斯波包来代表

$$\phi_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{4L}\right] \cdot \exp\left(\frac{i\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}}{\hbar}\right) \quad (1)$$

对(1)式做 Wigner 变换, 得到核子在相空间中的 Wigner 密度分布

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))^2}{2L} - \frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t)) \cdot \mathbf{L}}{\hbar^2}\right], \quad (2)$$

这里的 \mathbf{r}_i 和 \mathbf{p}_i 分别表示第 i 个核子的位置和动量, 其运动遵循正则方程. L 为坐标空间的高斯分布宽度 ($L = 2.0\text{fm}^2$). 在 IQMD 模型中核的平均场可以用下式描述:

$$U(\rho, T_z) = \alpha(\rho/\rho_0) + \beta(\rho/\rho_0)^\gamma + \frac{1}{2}(1 - T_z)V_C + C \frac{(\rho_n - \rho_p)}{\rho_0} T_z + U^{\text{Yuk}}, \quad (3)$$

式中 ρ_0 是正常核物质密度, ρ, ρ_n, ρ_p 分别是总的、中子的和质子的相互作用密度; T_z 是同位旋自由度的 z 分量, 对于质子和中子, 相应的 T_z 为 -1 和 $+1$. V_C 和 U^{Yuk} 分别为库仑势和有限程的 Yukawa 表面作用势; 参数 α, β, γ 选用了不可压缩系数 $K = 200\text{MeV}$ 的所谓的软势, 对称能强度 $C = 32\text{MeV}$. 在 IQMD 模型的初始化过程中, 使用了 Skyrme-Hartree-Fock 理论计算得到的中子和质子的密度 (SKM 势参数)^[22], 再用 Monte Carlo 方法^[19]对 ^{58}Fe 和 ^{58}Ni 的基态进行抽样, 同时消除了非物理的集体转动.

3 结果和讨论

在 QMD 模型中, 反应平面是事先知道的, 并被定义为 x - z 平面 (z 轴为束流方向) 相应于反应平面的方位角可写成下式:

$$\Phi = \arctan(p_y/p_x). \quad (4)$$

在计算中, 因为方位角分布在 $200\text{fm}/c$ 后十分稳定, 计算结果采用了从 200 — $300\text{fm}/c$ 的统计平均值, 并且对每一个碰撞参数进行了 200 个事件的模拟. 图 1 给出了 IQMD 模型预言的在 $40\text{MeV}/u$ 和 $b = 6\text{fm}$ 下反应 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 的核子的归一化方位角分布 $dN/d\Phi$. 图 1(a), (b) 和 (c) 分别对应于类靶快度区、中间快度区和类弹快度区, 即所考虑核子的约化质心快度值 $(y/y_{\text{part}})_{\text{cm}}$ 分别属于 $[-1.5, -0.5]$, $[-0.5, 0.5]$, $[0.5, 1.5]$. 图中给出的误差是统计误差. 图 1 同时给出了勒让德多项式对方位角分布

的二阶拟合, 即

$$dN/d\Phi = c(1 + a_1 \cos(\Phi) + a_2 \cos(2\Phi)), \quad (5)$$

式中的系数 a_1 代表方位角分布的一阶矩, 即在平面定向流. 当入射能量大于平衡能时, 对于低快度区(后半球), 它在 $\Phi = \pm 180^\circ$ ($a_1 < 0$) 成峰, 对于高快度区(前半球), 它在 $\Phi = 0^\circ$ ($a_1 > 0$) 成峰. 系数 a_2 代表二阶矩, 即椭球形变. a_2 取负值(方位角分布同时在 90° 和 -90° 成峰)反映了挤出流效应, a_2 取正值(方位角分布同时在 0° 和 $\pm 180^\circ$ 成峰)代表转动集体运动. 从图 1 可以看出, 在低快度区方位角分布在 $\Phi = 0^\circ$ 成峰, 高快度区方位角分布在 $\pm 180^\circ$ 成峰, 这暗示着反应体系表现出负偏转(相应于负的散射角), 这是因为入射能量低于平衡能^[19].

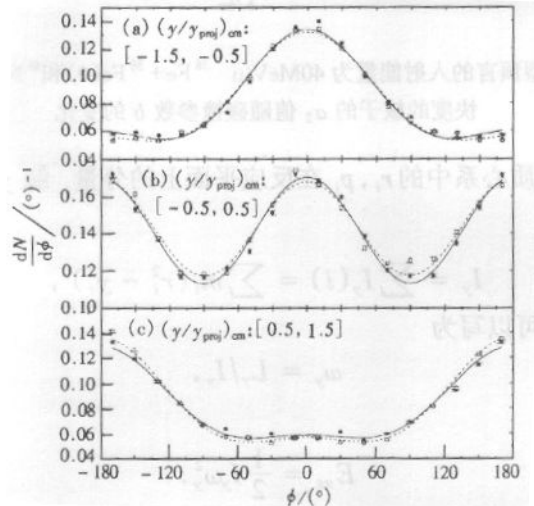


图 1 IQMD 模型预言的在 40MeV/u 的能量和碰撞参数 $b = 6\text{fm}$ 下反应 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ (●) 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ (○) 的所有出射粒子的方位角分布 $dN/d\Phi$
 ——用(5)式拟合的 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 结果, ……用(5)式拟合的 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 结果.

图 1(b) 表明中间快度的核子同时在 $\Phi = 0^\circ$ 和 $\pm 180^\circ$ 处成峰, 这表明存在转动行为. 转动集体运动强度 a_2 对于 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 分别为 0.20150 和 0.18047. 为观测转动集体流的碰撞参数相关性, 图 2 给出了能量为 40MeV/u 时反应 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 的中间快度核子的 a_2 值随碰撞参数 b 的变化. 图中给出的误差是统计误差. 在图 2 中可以观测到很强的同位旋相关性, 尤其是在半周边碰撞 ($b = 6\text{fm}$) 时, 更丰中子体系 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 比体系 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 表现出更强的转动集体流. 另外还可以看到转动集体流随着碰撞参数从近中心碰撞到周边碰撞先增大然后减小, 最后在非常周边碰撞处消失, 因为在如此大的碰撞参数下, 弹靶间的相互作用已经很微弱了.

为更清楚地观察转动集体流及其同位旋相关性, 可以借助经典力学计算一些中间快度核子的转动特征量, 如角动量、转动惯量、角速度及转动能^[23]. 在 IQMD 计算中, 我们简单地把每一时刻的核子系统看作刚体, 这样绕反应平面法线 y 轴的角动量可计算如下:

$$L_y = \sum L_y(i) = \sum (z_i p_{x_i} - x_i p_{z_i}), \quad (6)$$

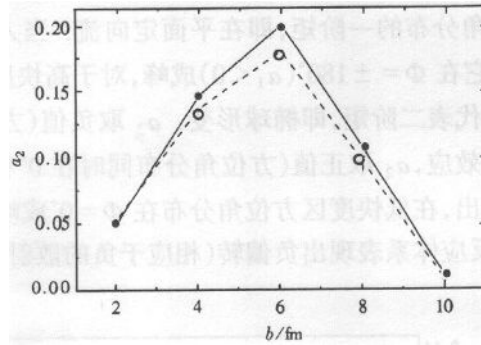


图 2 IQMD 模型预言的入射能量为 40MeV/u $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ (●)和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ (○)的中间快度的核子的 a_2 值随碰撞参数 b 的变化

其中 z_i, x_i, p_x, p_z 是质心系中的 r_i, p_i 在反应平面上的分量. 绕 y 轴的转动惯量可写成下式:

$$I_y = \sum I_y(i) = \sum m_i (r_i^2 - y_i^2), \quad (7)$$

这样绕 y 轴的角速度可以写为

$$\omega_y = L_y / I_y, \quad (8)$$

其集体转动能为

$$E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} I_y \omega_y^2. \quad (9)$$

尽管以上的描述是半经典的,且对描述中能重离子碰撞是粗糙的,但它能给我们一个关于在平面集体转动行为的直观印象. 图 3(a)–(d)分别给出了能量为 40MeV/u, 碰撞参数 $b = 4\text{fm}$ 的体系 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 的中间快度核子的每核子角动量的绝对值 $|L_y/A|$, 每核子的转动惯量 I_y/A , 核子角速度的绝对值 $|\omega_y|$ 和每核子集体转动能 E_{rot}/A 随时间的演化. 为了清楚起见,图 3 中 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 的值在水平方向上被移动了 $2\text{fm}/c$. 值得注意的是,由于反应系统表现出负方向偏转,根据(6)和(8)式, L_y/A 和 ω_y 都是负的.

从图 3 可以清楚地看到,在 $40\text{fm}/c$ 时反应体系重叠最大,这时角动量取最小值. 然后角动量又随体系的膨胀而增大. 角速度在 $50\text{fm}/c$ 达到其峰值,这时体系刚完成各种不同自由度的强烈交换,大约在 $125\text{fm}/c$ 时角动量的增加变得缓慢,而且经过一段较长的时间后,反应体系不再有强烈的相互作用,角动量达到其渐近值. 最后大约在 $200\text{fm}/c$ 处变得饱和. 类似地, E_{rot}/A 在 $100\text{fm}/c$ 时达到最大值,最后在 $200\text{fm}/c$ 处变得饱和. 通过以上分析,可以得出以下结论:在这样的能量和碰撞参数下,确实存在在平面转动集体流. 在其它碰撞参数下也可以得到同样的结果. 这里更重要的是我们可以从图 3 中发现更丰中子体系 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 比 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 表现出更强的转动能和角动量,这又一次证实了图 2 得出的结论. 这些半经典计算也支持了这样的观点,即可以从方位角分布的分析中提取转动集体流.

转动集体流的同位旋相关性有可能是许多反应动力学机制竞争的结果, 如对称能、同位旋相关的核子-核子碰撞截面和碰撞核的表面性质等. 这里我们研究对称能和同位旋相关的核子-核子碰撞截面对转动集体流的影响.

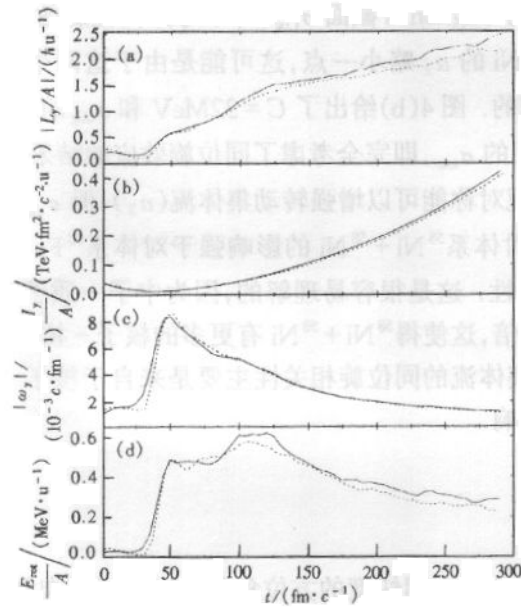


图 3 入射能量为 40MeV/u 及碰撞参数 $b = 4\text{fm}$ 时 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ (——) 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ (……) 的中间快度核子的 $|L_y/A|$, I_y/A , $|\omega_y|$ 以及 E_{rot}/A 随时间的演化

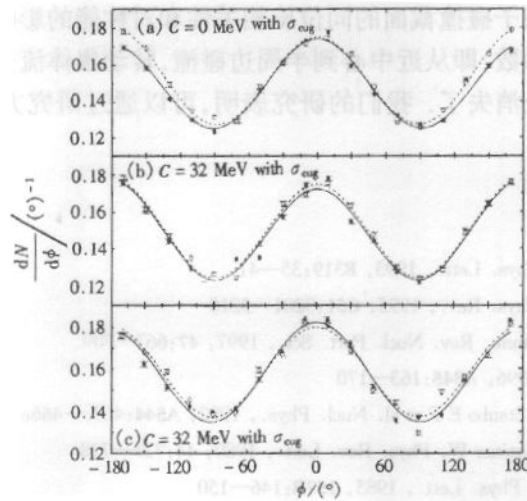


图 4 使用不同的对称能强度 C 和参数化的截面, 用 IQMD 模型预言的 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ (●) 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ (○) 在能量为 40MeV/u, 碰撞参数 $b = 4\text{fm}$ 时核子的方位角分布

- (a) $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$: $a_1 = 0.01081$, $a_2 = 0.16003$; $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$: $a_1 = -0.01764$, $a_2 = 0.16601$.
- (b) $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$: $a_1 = -0.01506$, $a_2 = 0.17152$; $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$: $a_1 = -0.01089$, $a_2 = 0.17249$.
- (c) $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$: $a_1 = 0.01143$, $a_2 = 0.14593$; $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$: $a_1 = -0.00171$, $a_2 = 0.13634$.

用不同的对称能强度 C 和核子-核子碰撞的参数化截面,在图 4 给出了 IQMD 模型预言的 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 在 40MeV/u 和 $b = 4\text{fm}$ 下核子的方位角分布. 图中给出的误差是统计误差. 图中同时给出了 a_1 和 a_2 的结果. 在图 4(a)中我们用了 $C = 0$ (无对称能)和同位旋不相关的 Cugnon's 截面 σ_{Cug} ,即不考虑同位旋效应. 从图中可以看出 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 的 a_2 比 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 的 a_2 略小一点,这可能是由于这两个体系的库仑相互作用能和表面性质不同而造成的. 图 4(b)给出了 $C = 32\text{MeV}$ 和 σ_{Cug} 的情况. 图 4(c)是用了 $C = 32\text{MeV}$ 和实验碰撞截面的 σ_{exp} ,即完全考虑了同位旋效应的结果. 从图 4 可以看出 a_1 的值是很小的,同时还发现对称能可以增强转动集体流(a_2),但 σ_{exp} 却更强地减弱了转动集体流. 图 4 也表明 σ_{exp} 对体系 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 的影响强于对体系 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 的影响,这导致了所观测到的同位旋相关性. 这是很容易理解的,因为中子-质子碰撞截面大约是中子-中子或质子-质子的 3 倍,这使得 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 有更多的核子-核子碰撞. 从以上分析可以得出这样的结论:转动集体流的同位旋相关性主要是来自于核子-核子碰撞截面的同位旋相关性和对称能的影响.

4 总结

用 IQMD 模型通过分析中间快度的方位角分布以及半经典地计算转动观测量,首次研究了反应 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 在 40MeV/u 和不同的碰撞参数下的在平面转动集体流. 发现在平面转动集体流存在较强的同位旋相关性,即丰中子体系表现出更强的转动集体流. 这种同位旋相关性在半周边碰撞中表现更明显. 而且可以看到这种同位旋相关性主要是由于核子-核子碰撞截面的同位旋相关性和对称能的影响. 同时表明转动集体流强烈地依赖于碰撞参数,即从近中心到半周边碰撞,转动集体流先增加,然后开始减小,最后在很大周边碰撞处消失了. 我们的研究表明,可以通过研究方位角分布来探究同位旋相关的反应动力学.

参考文献 (References)

- 1 ZHANG F S, Suraud E. Phys. Lett., 1993, **B319**:35-41
- 2 ZHANG F S, Suraud E. Phys. Rev., 1995, **C51**:3201-3210
- 3 Reisdorf W, Ritter H G. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1997, **47**:663-709
- 4 ZHANG F S. Z. Phys., 1996, **A345**:163-170
- 5 Amelin N S, Csernai L P, Staubo E F et al. Nucl. Phys., 1992, **A544**:463c-466c
- 6 Stocker H, Maruhn J A, Greiner W. Phys. Rev. Lett., 1980, **44**:725-728
- 7 Danielewicz P, Odyniec G. Phys. Lett., 1985, **157B**:146-150
- 8 Gutbrod H H et al. Phys. Lett., 1989, **216B**:267-271
- 9 Jeong S C et al. Phys. Lett., 1994, **72**:3468-3471
- 10 Lisa M et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**:2662-2665
- 11 Wilson W K et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:R1881-R1884
- 12 Wilson W K et al. Phys. Rev., 1992, **C45**:738-747
- 13 SHEN W Q et al. Nucl. Phys., 1993, **A551**:333-348

- 14 Tsang M B et al. Phys. Lett., 1984, **148B**:265—269
- 15 MA Y G, SHEN W Q, FENG J et al. Phys. Rev., 1993, **C48**:R1492
- 16 Soff S et al. Phys. Rev., 1995, **C51**:3320—3325
- 17 LI B A, Ko C M, Bauer W. Int. J. Mod. Phys., 1998, **E7**:147—229
- 18 CHEN L W, GE L X, ZHANG X D et al. J. Phys., 1997, **G23**:211—218
- 19 CHEN L W, ZHANG F S, JIN G M. Phys. Rev., 1998, **C58**:2283—2291
- 20 CHEN L W, ZHANG F S, ZHU Z Y et al. Phys. Lett., 1999, **B459**:21—26
- 21 ZHANG F S, CHEN L W, MING Z Y et al. Phys. Rev., 1999, **C60**:064604
- 22 Reinhard P G. In: Computational Nuclear Physics 1, Edited by Langanke K, Maruhn J A, Koonin S E. Germany: Springer-Verlag, 1991. 28—50
- 23 MA Y G, SHEN W Q, ZHU Z Y. Phys. Rev., 1995, **C51**:1029—1032

Isospin Dependence of Rotational Flow *

CHEN Lie-Wen^{1,2} ZHANG Feng-Shou^{1,2,4} MING Zhao-Yu^{1,2}
LI Wen-Fei^{1,2} ZHU Zhi-Yuan^{1,3}

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

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

3 (Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica, Shanghai 201800, China)

4 (CCAST (World Laboratory), Beijing 100080, China)

Abstract The rotational collective flow in reactions of $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ and $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ at 40 MeV/u for different impact parameters was studied within the framework of IQMD model, by analyzing the mid-rapidity azimuthal distribution and calculating semi-quantitatively the rotational observables. A strong isospin dependence of rotational collective flow has been found, namely, the more neutron-rich system exhibits stronger rotational collective flow. This isospin dependence is more appreciable in semi-peripheral collisions, and it mainly results from the isospin dependence of N-N cross section and the symmetry energy. Meanwhile, it is indicated that the rotational collective flow depends strongly on the impact parameter, namely, it increases with increment of impact parameter from near central to peripheral collisions and then decreases, finally disappears in the most peripheral collisions.

Key words isospin effect, rotational collective flow, isospin-dependent QMD

Received 4 April 2000

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19875068, 19847002), Major State Basic Research Development Program (G2000077407) and Science Foundation of The Chinese Academy of Sciences