

30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ 反应中中等 质量碎片发射的时空演化*

贺智勇 李祖玉 段利敏 张保国
靳根明 戴光曦 王宏伟 符彦飏

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 报道了 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ 反应中中等质量碎片发射时间随空间大小的演化规律. 实验结果表明, 发射空间大小对 IMF 关联函数的影响主要来自于发射源的核物质密度, 而几乎不依赖于源的质量数. 对于发射时间较短 ($\tau \leq 100\text{fm}/c$) 的高能碎片, 较小的核物质密度导致提取的发射时间变小. 在正常核物质密度参数下提取的发射时间可作为其上限值. 对于发射时间较长的中低能碎片, 发射时间不随空间大小变化, 提取的发射时间值即为其实际值.

关键词 中等质量碎片 关联函数 发射时间 核物质密度

1 引言

高激发核系统在退激时将发射大量中等质量碎片 (IMF) ($Z \geq 3$). 目前有两种截然不同的图象来解释这些 IMF 的来源, 即: 较慢的相继发射过程和瞬发的多重碎裂过程. 区分这两种发射机制的一种常用的办法是测量 IMF 的发射时间, 因为由多重碎裂来的 IMF 的发射时间很短并小于 $100\text{fm}/c$ ^[1], 而由相继衰变来的 IMF 的发射时间则长于 $300\text{fm}/c$ ^[2]. 另一方面, 两碎片的相对波函数受短程核相互作用和长程库仑力的影响, 影响的大小主要取决于碎片的时空演化, 因此, 两碎片间的关联测量可以用来研究 IMF 发射的时空演化, 例如, 在固定发射空间大小的情况下, 可提取发射时间的大小 (见文献 [1—9]). 由于两碎片关联函数对发射空间很灵敏, 发射空间大小的变化将影响 IMF 发射时间的提取. 本文则以 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ 反应为例, 来研究 IMF 发射中的时空演化, 并探讨发射空间大小对提取的发射时间的影响.

1997-08-21 收稿

* 国家自然科学基金 (19675053) 和中国科学院科学基金资助

2 实验概况

实验是在兰州重离子加速器(HIRFL)的大靶室终端(长为6m,直径为2.4m)上进行的,采用30MeV/u的 ^{40}Ar 束轰击 $311\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 厚的 ^{159}Tb 靶. 实验中束流强度为10—20nA. 在前角区安装了一套由13个 ΔE - E 望远镜组成的探测器阵列关联测量反应中发射的两个碎片. 该阵列距靶心650mm,阵列中心与束流方向夹角为 17° ,最大夹角为 22° ,最小夹角为 11° . 相邻两套探测器的夹角(相对于靶子)为 3° ,最远两套的夹角为 11° . 其中每一套望远镜由一块 $200\mu\text{m}$ 厚的硅片作 ΔE 测量,加一块50mm厚的BGO作 E 测量,有效探测面积为 ϕ 17mm. 实验中采用 ΔE - E 方法鉴别粒子,结果表明该阵列能分辨出p、d、t、 α 等轻粒子和 $Z \geq 3$ 的IMF. 探测器测量轻粒子和IMF的能量阈分别为:4.75(^1H)、19(^4He)、38(^7Li)、57.5(^9Be)、80(^{11}B)、103(^{12}C)、130(^{14}N)、158(^{16}O)、193(^{19}F)、222(^{20}Ne)、258(^{23}Na)、290(^{24}Mg)和329MeV(^{27}Al)等. 对于 $Z > 13$ 的碎片由于探测器的能量阈较高没有记录.

3 IMF 关联函数对发射空间的灵敏度

为了便于累加不同 Z 值的IMF关联事件,通常采用约化速度关联函数,约化速度 V_{red} 定义为:

$$V_{\text{red}} = \left| (\mathbf{p}_1/m_1 - \mathbf{p}_2/m_2) \right| / \sqrt{Z_1 + Z_2}, \quad (1)$$

式中 $Z_1, Z_2, m_1, m_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ 分别为两碎片的电荷、质量和动量,IMF约化速度关联函数 $R(V_{\text{red}})$ 定义为:

$$\Sigma Y_{12}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = C_{12}[1 + R(V_{\text{red}})]\Sigma Y_1(\mathbf{p}_1)Y_2(\mathbf{p}_2), \quad (2)$$

式中 $Y_{12}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ 为两个关联碎片约化速度为 V_{red} 时的符合产额, $Y_i(\mathbf{p}_i)$ 为单举产额, $\Sigma Y_1(\mathbf{p}_1)Y_2(\mathbf{p}_2)$ 为归一化函数, C_{12} 为归一化系数,以保证在大 V_{red} 值时(无关联的情况下) $R(V_{\text{red}}) = 0$. 为了提取IMF发射的时空信息,本文采用了一个改进的三体弹道模拟程序MENEKA^[10]. 该模型认为碎片均来自于一个半径为 R 的源的表面发射,两碎片发射的时间差 t 通过指数分布几率 $p(t) \propto e^{-t/\tau}$ 随机抽样产生,此处 τ 为粒子平均发射时间. 发射源的半径 R 取为: $R = rA^{1/3}$,其中 A 为发射源的质量数, r 为核半径参量(与核密度有关). 对发射源质量数 A 和电荷 Z 的变化,引入系数 $K(K \leq 1)$:

$$\begin{cases} A = K(A_p + A_T) = KA_0, \\ Z = K(Z_p + Z_T) = KZ_0, \end{cases} \quad (3)$$

式中, A_p 和 A_T 分别为弹核和靶核质量数, Z_p, Z_T 分别为弹核和靶核电核. 碎片从源表面发射时的能量通过实验测得的能谱抽样给出,这样减小了发射源速度和源温度误差的影响. 三体(发射的两个碎片以及发射源)相互受库仑力和核力的作用使碎片的轨道和速度发生变化,从而使碎片的相对速度发生变化. 该模型还考虑了探测器阵列的几何接受范围和

探测器阈能等的影响.

图 1(a)显示了发射源质量数 A 分别为 A_0 、 $0.7A_0$ 和 $0.5A_0$ 时用 MENEKA 程序计算的 $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ 反应中 IMF 关联函数, 计算中取 $r_0 = 1.44\text{fm}$, 发射时间 τ 取为 100fm/c , 图中实心圆点为碎片能量为 $E/A = 15\text{--}20\text{MeV}$ 一组的 IMF 关联函数实验值. 从图中可见, 关联函数对发射源的质量数不灵敏, 即使质量数减少 50%, 关联函数变化仍很小. 同样也计算了更长的发射时间 ($\tau = 300\text{fm/c}$) 和更短的发射时间 ($\tau = 30\text{fm/c}$) 情况下不同 A 值下的关联函数, 同样观察到关联函数对源的质量数不灵敏.

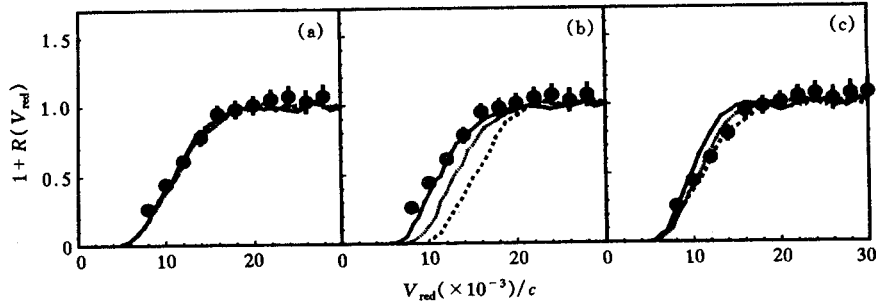


图 1 $30\text{MeV/u } ^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ 反应中不同质量数 A 和半径参数 r 下的 IMF 关联函数

● 为实验数据.

(a) $\tau = 100\text{fm/c}$, $r = r_0$, — $A = A_0$, $A = 0.7A_0$, --- $A = 0.5A_0$

(b) $\tau = 30\text{fm/c}$, $A = 0.7A_0$, — $r = r_0$, $r = 2r_0$, --- $r = 3r_0$

(c) $\tau = 100\text{fm/c}$, $A = 0.7A_0$, — $r = r_0$, $r = 2r_0$, --- $r = 3r_0$.

图 1 显示了发射时间 $\tau = 30\text{fm/c}$ (b) 和 $\tau = 100\text{fm/c}$ (c) 时核半径参数 r 分别为 r_0 、 $2r_0$ 、 $3r_0$ 的 IMF 关联函数, 计算中 A 取为 $0.7A_0$ 值, 图中实心圆点为碎片能量 $E/A = 15\text{--}20\text{MeV}$ 一组的 IMF 关联函数实验值. 由图 1(b) 中可见, 对较短的发射时间 $\tau = 30\text{fm/c}$, 关联函数对半径参数变化很灵敏. 当 $r = r_0$ 时 (正常的核物质密度), IMF 关联函数的反关联程度最强, 随着半径参数值的增大, 反关联程度变弱. 这是由于当发射两碎片的时间间隔很短时, 发射源空间越大, 两关联碎片间的距离越大, 因此, 两碎片间的库仑排斥力越弱, 导致反关联程度也越弱. 比较图 (b) 中的实验点和理论计算可知, 对 $E/A = 15\text{--}20\text{MeV}$ 一组的碎片, 提取的 $r = 3r_0$ 和 $\tau = 30\text{fm/c}$. 随着发射时间的变长, 关联函数对 r 的灵敏性逐渐变小. 当 $\tau = 100\text{fm/c}$ (图 1(c)) 时, 随着 r 的增加, IMF 关联函数的反关联程度仍变弱. 比较实验点和计算曲线可知, 对 $E/A = 15\text{--}20\text{MeV}$ 一组的碎片, 当 $\tau = 100\text{fm/c}$ 时 $r = r_0$ 值, 即发射时间与发射空间是相互关联的. 此外, 还计算了更长发射时间下 (如 $\tau = 300\text{fm/c}$), 关联函数对半径参数的灵敏性, 观察到随着半径参数的增加, 关联函数几乎不变. 很显然, 在较长发射时间情况下, 先后发射的两碎片间的距离主要取决于发射两碎片的时间间隔, 而对源的大小 (即两碎片的发射起点) 依赖不大, 因此, 两碎片和源之间的库仑力也主要取决于发射时间, 而对源的大小不灵敏.

在零发射时间 $\tau = 0\text{fm/c}$ 情况下, 关联函数随 r 的变化最灵敏, 此时两碎片间的距离完全取决于两碎片的发射起点, 即源的大小. 因此, 两碎片和源之间的库仑力也完全依赖于源

的大小. 基于此原因, 在以前的研究中, 通常在零寿命假设下提取发射空间的大小(如文献 [11, 12]). 从图 1(b)、(c) 可以看出, 采用的寿命或发射时间越长, 得到的发射空间越小. 因此, 在零寿命假设下提取出的发射空间为其上限值, 真实的发射空间小于或等于此值.

4 发射空间大小对提取 IMF 发射时间的影响

为了探讨发射空间对提取的 IMF 发射时间的影响, 计算了在各种 r 值和 τ 值下的 IMF 关联函数, 并从实验数据中提取了 IMF 发射时间, 图 2 显示了 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ 反应中提取的发射时间和空间的关联图, 图中实心方块、空心圆点和实心圆点分别为从三组能量: $E/A = 9-12$ 、 $12-15$ 和 $15-20$ MeV 的 IMF 关联数据中提出的结果. 从图 2(a) 中可知, 由于高能碎片组发射时间较短, 提取的发射时间随 r 的增大而减少, 从 $r = r_0$ 的约 100 fm/c 下降至 $r = 3r_0$ 的 30 fm/c, 即: 使用较大的源半径参量将得到较小的发射时间. 随着碎片能量的减小, 发射时间变长, τ 值随 r 值变化的灵敏性变小. 对于 $E/A = 9-12$ MeV 能量组的低能碎片, 随着 r 从 r_0 变化至 $3r_0$, τ 值只减少了 15%, 即 30 fm/c.

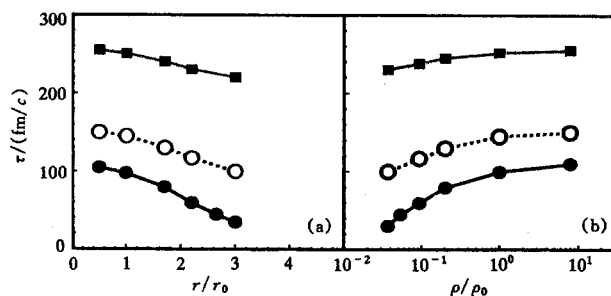


图 2 IMF 发射时间 τ 随核半径参数 r 和核物质密度 ρ 的演化

■ $E/A = 9-10$ MeV, ○ $E/A = 12-15$ MeV, ● $E/A = 15-20$ MeV.

图 2(b) 为发射时间随核物质密度的演化图, 其中, $\rho / \rho_0 = (r_0 / r)^3$. 与图 2(a) 相同, 高能组提取出的 τ 值随 ρ 变化较大, 而中、低能组提取出的 τ 值随 ρ 变化较小; 当 $\rho < \rho_0$ 时(即核物质膨胀), τ 值随 ρ 减小而减小, 当 $\rho > \rho_0$ 时(即核物质压缩), 随着 ρ 的增大, τ 值几乎保持不变. 因此, 在正常核物质密度下提取出的发射时间为其上限值, 当核物质存在压缩-膨胀现象时, 得到的发射时间小于或等于此值.

图 3 显示了 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ 反应中发射时间随碎片能量的演化图. 图 3(a) 为没有考虑空间大小修正, 在正常核物质密度下提取的发射时间, 其中空心圆点为平均值, 阴影区为提取过程中的系统误差. 图中清楚地显示了随着碎片能量的增加, IMF 发射时间下降很快, 在碎片能量 $E/A = 6-9$ MeV 时, IMF 平均发射时间约为

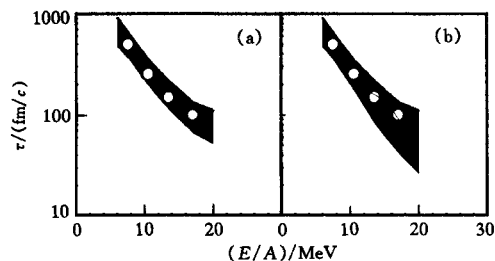


图 3 不考虑空间大小(a)和考虑了空间大小影响后(b), 提取的发射时间 τ 随 IMF 能量的变化

500fm/c, 该发射时间与复合核衰变的统计模型预言相一致. 但当碎片能量升高至 14MeV/u 和 17MeV/u 时, 发射时间下降至 100fm/c 左右, 这个时间接近于动力学模型的预言值, 这些快速发射出来的碎片不可能来自于平衡发射, 更可能来自于前平衡发射.

图 3(b) 为考虑了空间大小修正后提取的发射时间, 图中空心圆点为在正常核物质密度下提取的平均发射时间, 即与 (a) 的圆点是一致的, 图中的阴影区为考虑了发射空间大小的影响后的系统误差. 比较图 3 左右两图可知, 当发射时间 $\tau \geq 150\text{fm}/c$ 时, 空间大小的变化几乎不影响 τ 值的提取, 利用正常核半径参数提取的 τ 值即可作为真实值; 当发射时间 $\tau \leq 100\text{fm}/c$ 时, 空间大小的变化强烈地影响 τ 值的提取, 此时提取的 τ 值误差很大, 提取的 τ 值只能作为其上限值. 正如引言中讨论的一样, 相继衰变来的 IMF 的发射时间大于 300fm/c, 提取的 τ 值误差较小; 而多重碎裂来的 IMF 的发射时间 $\tau \leq 100\text{fm}/c$, 提取的 τ 值误差较大.

5 结论

本文研究了 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ 反应中高激发核衰变发射中等质量碎片时发射源的时空演化过程, 并讨论了发射源的空间大小对提取 IMF 发射时间的影响. 发射空间大小对 IMF 关联函数的影响主要来自于发射源的核物质密度, 而几乎不依赖于源的质量数. 实验结果表明, 碎片发射时间随碎片能量升高而缩短, 从低能碎片的约 500fm/c 下降至高能碎片的约 100fm/c, 对于发射时间较短 ($\tau \leq 100\text{fm}/c$) 的高能碎片, 从关联函数提取出的发射时间随核物质密度的减小 (即发射源膨胀) 而减小; 在正常核物质密度下提取的发射时间为其上限值. 对于发射时间较长的中、低能碎片, 提取出的发射时间随核物质密度变化很小, 在正常核物质密度下提取的值即为实际的发射时间值.

感谢 A. Elmaani, E. Bauge, N. N. Ajitanand 提供了 MENEKA 计算程序.

参 考 文 献

- [1] Fox D et al. Phys. Rev., 1993, C47(2):R421—R424
- [2] Bauge E et al. Phys. Rev. Lett., 1993, 70(24):3705—3708
- [3] Kim Y D et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 67(1):14—17
- [4] Cornell E et al. Phys. Rev. Lett., 1995, 75(8):1475—1478
- [5] He Zhiyong et al. Acta Physica Sinica, 1997, 46(7):1312—1318
- [6] He Zhiyong et al. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1996, 20(1):8—12; 1996, 20(7):596—600
(贺智勇等. 高能物理与核物理, 1996, 20(1):8—12; 1996, 20(7):596—600)
- [7] He Zhiyong et al. Chinese Physics Letters, 1995, 12(9):521—523; 1996, 13(3):168—171
- [8] He Zhiyong et al. Nucl. Phys., 1997, A620(2):214—228
- [9] He Zhiyong et al. Eur. Phys. J., 1998, A1:61—64
- [10] Elmaani A et al. Nucl. Instr. & Meth., 1992, A313:401—412
- [11] Xi Hongfei et al. Nucl. Phys., 1993, A552:281—292
- [12] Pochodzalla J et al. Phys. Rev., 1987, C35(5):1695—1719

Space-Time Evolution During Emission of Intermediate Mass Fragment from $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ Reaction at 30 MeV/u*

He Zhiyong Li Zuyu Duan Limin Zhang Baoguo
Jin Genming Dai Guangxi Wang Hongwei Fu Yanbiao

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

Abstract The emission time of intermediate mass fragments has been studied as a function of spatial evolution of the source for $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ reaction at 30 MeV / u. Reduction of the mass number of source has a very small effect on the extracted emission time. For the high-energy fragments with a short emission time $\tau \leq 100\text{fm}/c$, a smaller nuclear density would lead to a smaller assignment for τ , therefore the τ values extracted in the normal nuclear density could be taken as upper limits of real τ values. For the low-energy fragments, their emission times do not vary with size of the source and these τ values could be taken as the real values.

Key words intermediate mass fragment, correlation function, emission time, nuclear matter density

Received 21 August 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19675053) and supported by the Chinese Academy of Science