

30 MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ 反应中类弹碎片 发射的时-空演化*

王宏伟 李祖玉 贺智勇 段利敏
张保国 符彦飏 靳根明 吴和宇 戴光曦

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 报道了 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ 反应中中等质量碎片 (IMF) 发射时间 (τ) 随发射源空间大小的演化规律, 并对类弹碎片的发射时空进行了讨论. 结果表明, IMF 的发射时标与中等质量碎片关联函数以及发射源的核物质密度 (ρ) 有关, 而与发射源的质量数的关系不大. 对于能量较高的类弹碎片来说, 在较小的核物质密度下提取的发射时间也较小, 因此, 在正常核物质密度参数下提取出的发射时间值可作为碎片实际发射时间的上限值. 中速碎片的发射时间随密度大小的变化非常缓慢, 提取出的发射时间值即可作为实际的发射时间.

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

中能区核相互作用处于由低能区的平均场相互作用向高能区的核子-核子相互作用的过渡区域, 反应中形成的热核在退激时发射出大量的轻粒子和中等质量碎片 (IMF, $Z \geq 3$)^[1-3]. 关于这些 IMF 的发射机制, 有人认为是类似于低能区的相继两体衰变发射, 也有人认为是瞬时多重碎裂发射. 实验上, 由于结果的不同也有不同的结论. 理论研究指出, 从多重碎裂来的 IMF 发射时间较短, 小于 100fm/c, 而从相继两体衰变来的 IMF 的发射时间则长于 300fm/c. 如果能够测得 IMF 的发射时间, 就很容易区别它是来自于瞬时多重碎裂或者是来自于相继两体衰变. 所以 IMF 发射时间的测量将是研究粒子发射机制的一个重要途径. 我们知道, 两个 IMF 碎片间的相对波函数反映了短程的核力与长程的库仑力相互作用的结果, 而相互作用的大小取决于两碎片间的时-空分离程度. 从实验上测量两粒子间的关联函数, 经与理论计算相比较, 就可能得出 IMF 的发射时标, 但其与发射时的空间分离程度的关系还需进一步补充. 本文以 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ 反应中的类

1998-11-11 收稿

* 国家自然科学基金 (19675053) 和中国科学院重大基金 (KJ95T-03) 资助项目

弹碎片测量为例,通过测量小角关联函数得到了 IMF 的发射时标,通过在理论计算中改变发射源质量和大小(或密度),并将计算结果与实验数据比较,研究发射时-空的分离大小对提取发射时间的影响。需要指出的是,只通过关联函数的方法来确定发射时间和发射空间的大小,还具有一定的不确定性。这是由于在非常小的时间尺度上,时间和空间的大小只能通过间接的方法确定。但是我们可以固定其中的一个参量(时间或空间)而研究另一个参量的变化规律,以此来探讨这种时-空关系的关联特性。

2 实验概况

实验是在兰州重离子加速器(HIRFL)的大散射室(长 6m,直径 2.4m)上进行的。采用 30MeV/u 的 ^{40}Ar 束轰击 $407\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的 ^{107}Ag 靶,实验中束流强度为 10—20nA。反应中的出射产物由 13 单元 ΔE - E 望远镜组成的阵列探测器系统进行带电粒子的关联测量。该阵列距靶心 650mm,阵列中心与束流方向夹角 17° 。其中每一套 ΔE - E 均由一块 $200\mu\text{m}$ 厚的硅片作 ΔE 测量,50mm 厚的 BGO 闪烁体作 E 测量,有效探测面积为 $\phi 17\text{mm}$ 。相邻两套探测器的夹角(相对于靶子)为 3° ,最远两套探测器的夹角为 11° 。实验中采用传统的 ΔE - E 方法鉴别粒子,结果表明对于氢的同位素及 $Z \geq 3$ 的 IMF 的核电荷数均能进行很好的鉴别,对 $Z \geq 13$ 以上的碎片,由于探测器的能量阈较高而没有记录^[4,5]。

3 关联函数随质量发射空间大小的变化

对于实验中出射的大量 IMF,为了便于累加两个不同 Z 值的 IMF 关联事件,通常采用约化速度关联函数 $R(V_{\text{red}})$,定义为

$$\Sigma Y_{12}(p_1, p_2) = C_{12}(1 + R(V_{\text{red}}))\Sigma Y_1(p_1)Y_2(p_2), \quad (1)$$

其中 $Y_{12}(p_1, p_2)$ 表示两个关联碎片的符合产额, $Y_i(p_i)$ 表示单举产额, $\Sigma Y_1(p_1)Y_2(p_2)$ 表示归一化函数, C_{12} 为归一化系数,以保证在大的 V_{red} 值时(即无关联时) $R(V_{\text{red}}) = 0$ 。约化速度 V_{red} 定义为:

$$V_{\text{red}} = V_{\text{rel}} / \sqrt{Z_1 + Z_2} = |(p_1 / m_1 - p_2 / m_2)| / \sqrt{Z_1 + Z_2}, \quad (2)$$

其中 V_{rel} 为两关联碎片间的相对速度, $m_1, m_2, Z_1, Z_2, p_1, p_2$ 分别为两关联碎片的质量、电荷和动量。

为了提取 IMF 的发射时间,我们采用了一个改进的三体弹道模拟程序 MENEKA^[6]。该模型认为粒子均来自于一个半径为 R_s 的发射源的表面发射,两粒子发射的时间差 t 通过指数分布几率 $P(t) \propto e^{-t/\tau}$ 随机抽样产生, τ 为粒子的平均发射时间,粒子的能量由实验测得的粒子能谱抽样给出,这样就减小了发射源速度和源温度误差的影响。三体(发射的两粒子及反冲核)受库仑力和核力的作用使粒子的轨道和速度发生变化,从而使粒子对的相对动量发生变化。该模型还考虑了探测器阵列的接受度和粒子筛选^[7,8]。

3.1 关联函数与发射源质量数的关系

对发射源的质量数 A 和半径 R_s (与核物质密度 ρ) 有关, 我们定义系数 K_1 和 K_2 :

$$\begin{cases} R_s = K_1 r_0 A^{1/3} = r A^{1/3}, \\ A = K_2 (A_p + A_t) = K_2 A_0, \\ Z = K_2 (Z_p + Z_t) = K_2 Z_0, \end{cases} \quad (3)$$

式中, A_p 和 A_t 分别为弹核和靶核质量数, Z_p 和 Z_t 分别为弹核和靶核电荷. 图 1 显示了 MENEKA 程序计算的 τ 取 20, 300 fm/c, $r = 1.0r_0$ 时, 不同的 A 值对关联函数的影响. 由图可见, 发射时间对 A 的变化不灵敏, 即使质量数减小 50%, 关联函数变化仍很小.

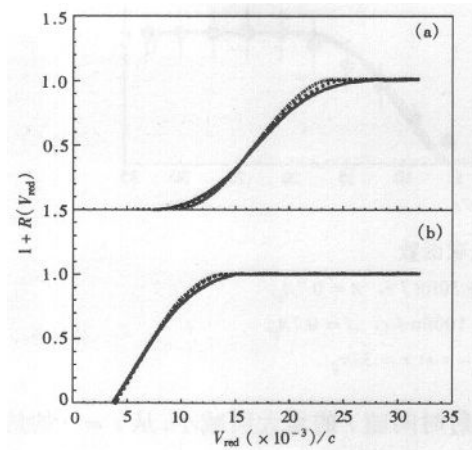


图 1 30MeV/u $^{40}\text{Ar}+^{201}\text{Ag}$ 反应中不同质量数 A 下的 IMF 关联函数

(a) $\tau = 20\text{fm}/c$, $r = r_0$; (b) $\tau = 300\text{fm}/c$, $r = r_0$.
— $A = 1.0A_0$, - - - $A = 0.7A_0$, ···· $A = 0.5A_0$.

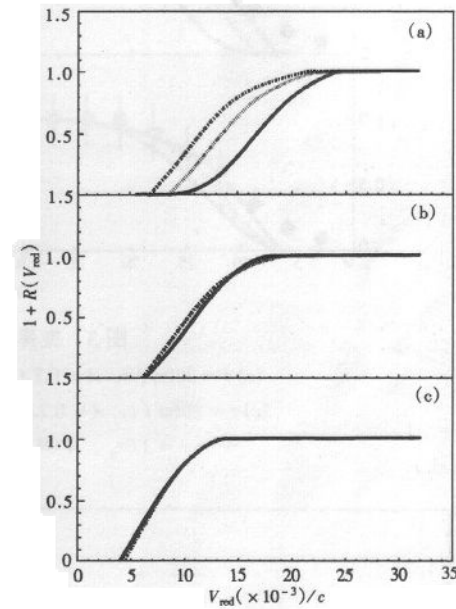


图 2 不同核半径参量 R 下的 IMF 关联函数

(a) $\tau = 20\text{fm}/c$; (b) $\tau = 100\text{fm}/c$; (c) $\tau = 300\text{fm}/c$.
— $A = 0.7A_0$, - - - $r = 1.0r_0$, ···· $r = 2.0r_0$, ·|·|·| $r = 3.0r_0$.

3.2 发射源核半径对发射时间的影响

图 2 显示了核半径参量 r 分别为 1, 2, 3 倍 r_0 时的关联函数, 其中 A 取 $0.7A_0$. 由图中可见, 对于 $\tau \leq 100\text{fm}/c$ 的发射时间来说, 其关联函数对发射源的半径很灵敏, 随着 τ 的增加 (约到 $300\text{fm}/c$), 关联函数的变化逐渐减小, 即对发射源的半径不再灵敏. 这是因为, 对于具有较长发射时间的两个粒子来说, 其发射的时间间隔是决定其库仑力大小的关键因素.

4 类弹碎片的发射时空对关联函数的影响

为了估计类弹碎片的发射时间, 我们测量了能量较高的 IMF 的平均发射时标, 其中

IMF 的能量选择范围为 $E_1 / A_1 + E_2 / A_2 \geq 40 \text{MeV} / u$, 显然, 满足这一能量范围的两个碎片中的一个可能来自于弹核碎裂后的类弹碎片 (PLF); 另一个可能来自于弹靶熔合系统的前平衡发射出的中速碎片. 在这种能量限制下得到的平均发射时间应为弹核碎裂发射出类弹碎片, 至弹靶系统前平衡发射第一个中速碎片之间的时间间隔.

下面将详细讨论类弹碎片的发射时空演化. 我们计算了 τ 为 20, 50, 80, 100fm/c ($A = 0.7A_0$) 下的关联函数, 并和同一实验结果进行了比较, 从图 3 中可见, 与实验点相符

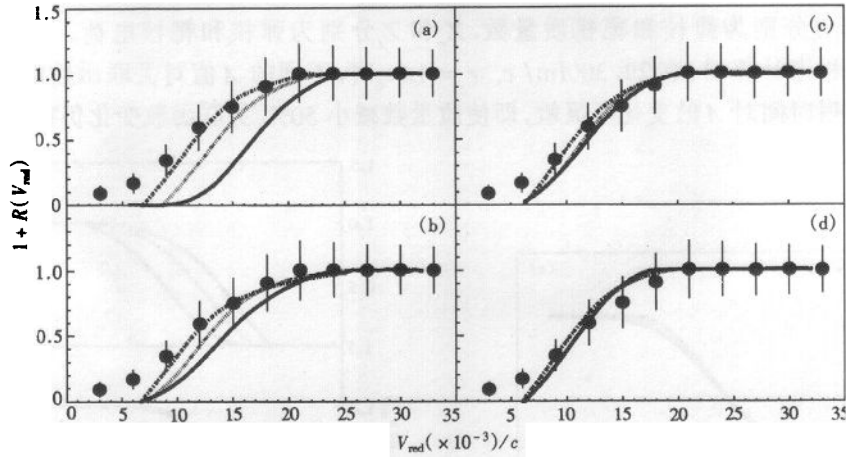


图 3 类弹碎片的关联函数

(a) $\tau = 20 \text{fm} / c$, $A = 0.7A_0$; (b) $\tau = 50 \text{fm} / c$, $A = 0.7A_0$;
 (c) $\tau = 80 \text{fm} / c$, $A = 0.7A_0$; (d) $\tau = 100 \text{fm} / c$, $A = 0.7A_0$.
 — $r = 1.0r_0$, ▨ $r = 2.0r_0$, ▩ $r = 3.0r_0$.

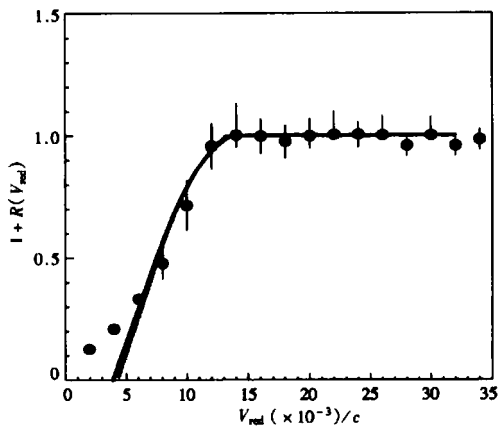


图 4 扣除类弹碎片影响后的中速碎片的关联函数

$(E_1 + E_2) / (A_1 + A_2) < 40 \text{MeV} / u$, $A = 0.7A_0$,
 $\tau = 300 \text{fm} / c$.
 — $r = 1.0r_0$, ▨ $r = 2.0r_0$, ▩ $r = 3.0r_0$.

的发射时间随 r 的增大而减小, 从 $r = r_0$ 的约 100fm/c 下降到 $r = 3r_0$ 的 20fm/c. 即较大的发射源半径将得到较小的发射时间, 随着发射时间的变长, τ 随 r 值的变化灵敏性变小. 实际上, 在 30MeV/u 的轰击能量下, 发射源不会有如此大的膨胀压缩能范围, 极可能的是只有小的膨胀. 因此, 在正常核物质密度下提取的发射时间可作为碎片实际发射时间的上限值.

如前所述, 类弹碎片 (对于 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{nat}\text{Ag}$ 反应) 的发射时间很短, 约 100fm/c 左右, 受发射空间的影响较大, 而中速碎片的发射时间则受空间的影响不大. 图 4 显示了扣除类弹碎片影响以后的中速碎片的关联函数.

图 5 给出了发射时间随发射源半径及核物质密度 $[\rho / \rho_0 = (r_0 / r)^3]$ 的演化图. 图

5(a)显示了类弹碎片的发射时间随着 R_s 的增大而逐渐降低;图 5(b)为类弹碎片的发射时间随着核物质密度 ρ 的变化. 随着 ρ 的增大,类弹碎片的发射时间也逐渐增大,在正常核物质密度 ($\rho = \rho_0$) 下提取的发射时间为其上限值. 同时图中还比较了 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{nat}\text{Ag} / ^{159}\text{Tb}$ 反应系统的类弹碎片的发射时空变化规律. 对于较轻的反应系统 ($A_{\text{Ag}} = 149$),其类弹碎片的发射时间要小于较重的反应系统 ($A_{\text{Tb}} = 199$)的类弹碎片的发射时间. 即相同的发射时间条件下,较重系统的发射源半径要大,反之,相同的发射源半径下,较轻的反应系统的发射时间要短. 从碰撞的角度来看,在相同的轰击能量下,接近于对称的反应系统的激发能高,发射出的粒子的能量也高,因此 Ar + Ag 反应系统的发射时间要小于 Ar + Tb 反应系统^[9,10].

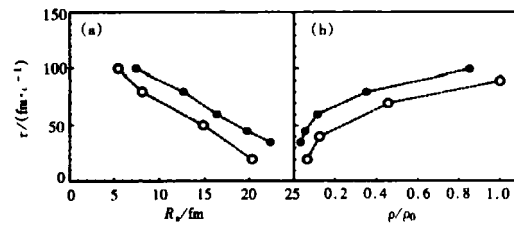


图5 类弹碎片发射时间 τ 随源半径 R_s (a) 及核物质密度 (ρ) (b) 的演化

30MeV/u. ● Ar+Tb, ○ Ar+Ag.

5 结论

本文研究了 30MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{nat}\text{Ag}$ 反应中 IMF 发射源的时-空演化过程,并讨论了类弹碎片的发射空间大小对提取的发射时间的影响. 理论和实验比较表明,对于高能的一类弹碎片来说,其发射时间随发射源半径的增大而减小,从正常发射源半径 ($r = r_0$) 的 100fm/c 下降到 $r = 3r_0$ 的 20fm/c. 而对发射时间较长的中速碎片来说,其发射时间随 R_s 的变化很小. 同时计算结果表明发射源质量数对发射时间的影响较小.

对 HIRFL 全体工作人员的支持和 A. Elmaani, E. Bauge, N. N. Ajitanand 提供的 MENKA 程序表示感谢.

参考文献 (References)

- 1 Kim Y D et al. Phys. Rev., 1992, C45:338—352
- 2 De Souza et al. Phys. Lett., 1991, B268:6—11
- 3 Bowman D R et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 67:1527—1530
- 4 LI ZuYu et al. Nuclear Techniques. (in Chinese), 1995, 18(3):148—151
(李祖玉等. 核技术, 1995, 18(3):148—151)
- 5 LI ZuYu et al. Nuclear Techniques. (in Chinese), 1998, 21(1):11—15
(李祖玉等. 核技术, 1998, 21(1):11—15)
- 6 Elmaani A et al. Nucl. Instr. & Meth., 1992, A313:401—412
- 7 LI ZuYu et al. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1998, 22(8):684—689
(李祖玉等. 高能物理与核物理, 1998, 22(8):684—689)
- 8 HE ZhiYong et al. Acta Physica Sinica, 1997, 46(7):1312—1318
- 9 HE ZhiYong et al. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1998, 22(8):678—683
(贺智勇等. 高能物理与核物理, 1998, 22(8):678—683)
- 10 HE ZhiYong et al. Acta Physica Sinica, 1998, 47(6): 916—921

Space-Time Evolution of Projectile-Like Fragment Emission for $^{40}\text{Ar} + {}^{\text{nat}}\text{Ag}$ Reaction at $30\text{MeV}/u$ *

WANG HongWei LI ZuYu HE ZhiYong DUAN LiMin
ZHANG BaoGuo FU YanBiao JIN GenMing WU HeYu DAI GuangXi

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

Abstract The emission time of intermediate mass fragments (IMF) has been studied as a function of spatial evolution of the emission source for $^{40}\text{Ar} + {}^{\text{nat}}\text{Ag}$ reaction at $30\text{MeV}/u$, and the spatial-time evolution of projectile-like fragments emission has also been discussed. The investigation for spatial-time evolution of the reaction system shows that the emission time of the IMF mainly depends on the correlation functions and the density of nuclear matter, and that it is not sensitive to the mass number of emitting sources. For high-energy fragments, a smaller nuclear density would lead to a smaller assignment for emission time τ ; therefor the τ values extracted from the normal nuclear density could be taken as upper limits of real τ values. For the mid-velocity fragments, their emission times do not change with size of the source and these τ values could be taken as the real values directly.

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

Received 11 November 1998

* Project Supported by National Natural Science Foundation of China (19675053) and Major Subject of the Chinese Academy of Sciences (KJ95T-03)