

720MeV¹²C 轰击 ²³²Th 裂变反应 发射的质子和 α 粒子

宋世战

(兰州大学)

J. Galin, M. F. Rivet, R. Bimbot, B. Borderie, I. Forest, D. Gardès, B. Gatty,
M. Lefort, X. Tarrago, H. Oeschler*, B. Tamain** (奥赛核物理研究所)

摘 要

本文介绍了 720 MeV ¹²C 轰击 ²³²Th 裂变反应发射的质子和 α 粒子的三重微分截面. 实验结果证实 p 和 α 的发射先于裂变过程, p 和 α 能谱的低能成分来源于类靶余核的准热蒸发. 本文用运动源模型拟合了 p 和 α 能谱. 用聚合模型很好地重现了 α 能谱.

根据对低能和相对论重离子核反应的现有认识可以推断, 在中能区 (15MeV/u—100MeV/u), 重离子反应机制会有过渡性变化, 即由低能区的平均场相互作用过渡到相对论能区的核子-核子相互作用. 因此, 近年来, 中能重离子核反应已经成为令人瞩目的新的研究领域. 反应过程中发射的轻带电粒子 (p, d, t, ³He, α) 是研究核反应机制的极好的工具. 许多理论模型试图解释轻带电粒子能谱, 但这些模型仍在受到新的实验结果的检验. 最近 D. Logan 等人^[1-3]在研究低能氦束轰击重靶的裂变反应时, 又意外地发现了新的轻带电粒子发射源: 氦束轰击重靶形成复合体系, 统计模型预言, 由于裂变位垒低, 复合体系将通过裂变退激, 但实验观察到了它在裂变前发射大量的轻带电粒子, 与裂变过程强烈竞争.

本文介绍 720MeV ¹²C + ²³²Th 裂变反应发射的质子和 α 粒子的三重微分截面. 实验是在西欧核研究中心 (CERN) 的稳相加速器 SC 上进行的. 实验方法及结果已有详细报道^[4-6]. 本文仅从物理上分析了轻带电粒子发射源, 并用运动源模型 (Moving Source Model) 拟合了 p 和 α 能谱, 得到较满意的结果. 此外, 还用聚合模型 (Coalescence Model) 拟合了 α 能谱, 最佳拟合的聚合动量半径与相对论能区的数值一致.

实验用 1020 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的自持钽靶. 裂变碎片探测器为 4 个 500 μm 厚的面垒型探测器, 一个固定在与束流方向成 75° 的位置上, 其余 3 个固定在与束流另一侧的可转动平台

本文 1983 年 11 月 9 日收到.

* Institut für Kernphysik, Darmstadt, West Germany.

** Laboratoire de Physique Corpusculaire, Université de Caen, France.

上,相邻两探测器的夹角为 17° . 带电粒子探测器是 6 组探测器望远镜,每组由三块固体探测器组成,其厚度分别为 $100\mu\text{m}$, $500\mu\text{m}$ 和 5mm . 粒子分辨采用标准的 $\Delta E-E$ 分辨技术. 当带电粒子的射程超过探测器望远镜总厚度时, $\Delta E-E$ 粒子鉴别曲线出现返折. 在转折点附近,粒子能量不能被唯一地确定,因此在转折点附近仅统计了带电粒子计效率. 它们对能谱的贡献不能在图 2 中表示出来,于是在图 2 中能谱的实验点出现了间断. 但由 $\Delta E-E$ 粒子鉴别曲线可知,在间断处能谱是连续过渡的. 带电粒子的同位素分辨受到望远镜厚度的限制,同位素分辨的能量上限对 P 和 α 分别为 30MeV 和 125MeV . 更高能量的带电粒子离开转折点较远,而望远镜系统看成三个 ΔE 探测器,从而得到能谱,这时只能实现元素分辨. 因此,在前探测角, P 和 α 能谱的高能端混有约 15% 的同位素.

一、p 和 α 能谱

实验对一个裂变碎片和轻带电粒子进行符合测量,选出了伴随裂变过程发射的质子和 α 粒子. 当探测器望远镜固定在某一探测角时,碎片探测器的探测角从 65° 改变到 104° ,没有观察到 P 和 α 能谱有明显变化,说明在某一固定探测角观察到的轻带电粒子能谱与裂变碎片的出射方向无关. 图 1 是一个例子. 探测器望远镜位于 135° , 碎片探测器分别置于 70° , 75° , 87° 和 104° , 测到的 4 个质子和 α 粒子的能谱重合得很好. 这一实验事实说明质子和 α 粒子不是裂变碎片发射的. 下面的进一步分析将得出低能的质子和 α 粒子是在反应的初始阶段由运动速度很小的类靶余核在裂变前发射的,与 D. Logan 等人的实验结果一致^[1-3].

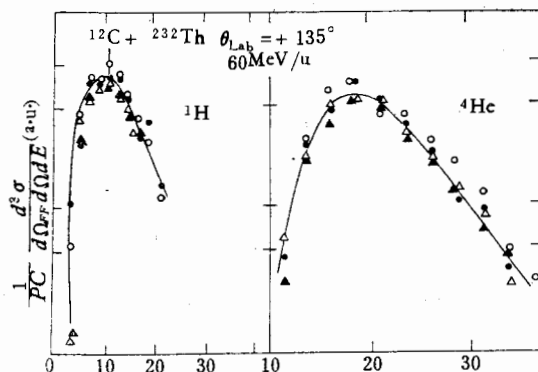


图 1 在 135° 测到的质子和 α 粒子的罗伦兹交换不变截面. 与之符合的裂变碎片探测器位于四个不同的探测角

● $\theta_{FF} = +75^\circ$; ○ $\theta_{FF} = -70^\circ$; △ $\theta_{FF} = -87^\circ$; ▲ $\theta_{FF} = -104^\circ$

质子和 α 粒子的三重微分截面表示在图 2 中. 如前所述, 裂变碎片探测角从 65° 变化到 104° , 没有观察到三重微分截面有明显变化. 从图 2 可看出, 对所有的探测角, 能谱都有一个低能成分. 它们的幅度大致相等, 而峰的位置则随探测角的增加而缓慢地移向低能端. 在后探测角, 能谱随探测角的增加而逐渐变陡. 能谱还包含一个高能成分. 在前探测角, 质子的动能甚至比单位核子的束流能量 ($60\text{MeV}/u$) 还大 20MeV , 而 α 能谱的

高能成分一直延伸到4倍单位核子的束流能量。高能成分随探测角的增加衰减很快。

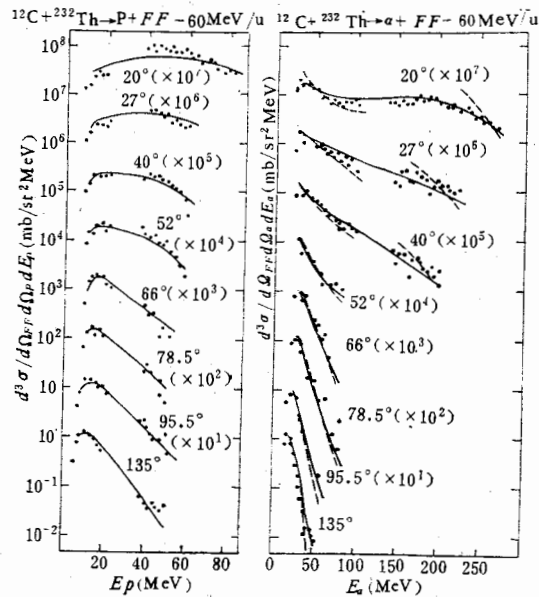


图2 720MeV $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$ 裂变反应发射的质子和 α 粒子能谱
(质子和 α 粒子与一个裂变碎片符合)

●表示实验值；——表示运动源模型计算值；---表示聚合模型计算值

在半对数坐标中,后探测角的重微分截面与粒子的动能有很好的线性关系(图2),由此可推断发射体已达到热平衡或准热平衡。能谱低能成分的峰值随探测角的变化不大而且大致在靶核库仑位垒,说明低能质子和 α 粒子是由速度很小的类靶余核发射的,而且是各向同性的。

如果用罗伦兹变换不变截面 σ_{inv} 表示轻带电粒子能谱,则在动量座标的线性变换下, σ_{inv} 是一个不变量,

$$\sigma_{\text{inv}} = \frac{1}{PC} \frac{d^3\sigma}{dQ_{FF}dQdE} \quad (1)$$

在速度空间,按速度叠加原理,热平衡发射的 σ_{inv} 等高图是一组同心圆,其圆心在发射源

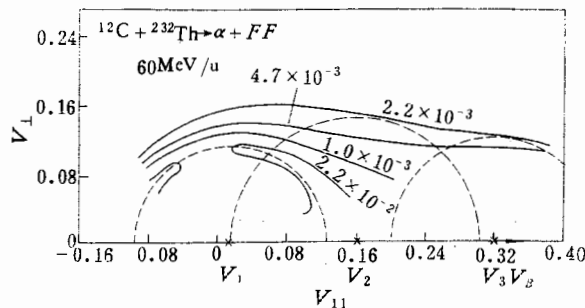


图3 α 粒子的罗伦兹变换不变截面等高图

——表示实验测到的等高线；---虚线分别表示三个热发射源单能发射 α 粒子的等高线

速度矢量的顶点. 图 3 中的实线是由图 2 照(1)式转换得到的实验 α 粒子的 σ_{inv} 等高图. 从这实验的等高图推算出来的类靶余核的运动速度为 $(0.014 \pm 0.002)c$, 相当于反应系统质心速度 $(0.017c)$ 的 80%.

热平衡发射的带电粒子能谱服从马克斯威尔-玻尔兹曼分布. 在发射源坐标系中, 轻带电粒子的微分截面可以表示成^[7]:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\text{FF}}d\Omega dE} \propto \sqrt{E} \exp(-E/T) \quad (2)$$

公式中 E 是带电粒子动能, T 是发射源温度, $d\Omega$ 是探测器望远镜所张的立体角. 由于 σ_{inv} 在动量座标线性变换下是不变量, 因此:

$$\frac{1}{P_M} \left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\text{FF}}d\Omega dE} \right)_M = \frac{1}{P_L} \left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\text{FF}}d\Omega dE} \right)_L \quad (3)$$

公式中 L 、 M 分别表示实验室参考系统和发射源参考系统, P 是轻带电粒子动量. 经过库仑位垒修正后, 从(3)式定义一个联系这两个参考系的函数 $f(E_M - E_B)$:

$$\begin{aligned} f(E_M - E_B) &= \left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\text{FF}}d\Omega dE} \right)_L \cdot \sqrt{\frac{E_M}{E_L(E_M - E_B)}} \\ &= C_0 \exp[-(E_M - E_B)/T] \end{aligned} \quad (4)$$

其中 E_B 是发射源发射轻带电粒子的库仑位垒, C_0 是归一化常数, E_L 和 E_M 分别表示轻带电粒子在实验室参考系统和源参考系统中的动能. 设发射源的运动速度为 V_s , 则按照速度叠加原理有

$$E_M = E_L + E_s - 2E_L^{1/2} \cdot E_s^{1/2} \cdot \cos\theta \quad (5)$$

其中 θ 是实验室系统中轻带电粒子的发射角,

$E_s = V_s^2/(2m)$, m 为轻带电粒子质量.

根据公式(4), 热平衡发射源的 $f(E_M - E_B)$ 与 $(E_M - E_B)$ 呈指数关系. 由图 2 和图 3 可以看出后发射角的 P 和 α 能谱主要来自类靶余核的热平衡发射, 受其他发射源的干扰比较小, 因此从后发射角的 P 和 α 能谱可以推算出类靶余核的温度. 图 4 表示 $\theta = 135^\circ$ 时的 P 和 α 粒子的 $f(E_M - E_B)$ 与 $(E_M - E_B)$ 的函数关系. 从(4)式可知, 图中直线斜率表示发射源的温度, 由 P 和 α 的 f 函数推算出来的发射源温度很接近, 分别为 5.0MeV 和 4.8MeV. 此外, 由质子的 σ_{inv} 等高图推算出来的发射源速度为 $0.013c$, 与 α 粒子的发射源速度也很接近, 说明它们是由温度相同的同一热发射源发射的.

根据运动源模型, 反应过程中, 轻带电粒子由三个热源发射^[8-12]: 低速运动的类靶源; 类弹源, 其速度与弹核速度 V_B 相近, 以及强相互作用源,

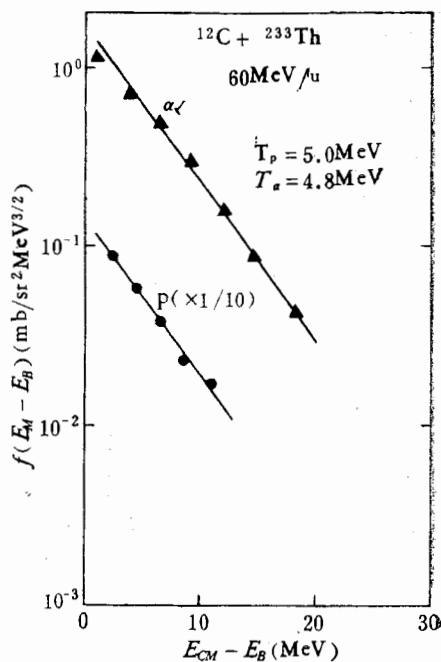


图 4 $f(E_M - E_B)$ 与 $(E_M - E_B)$ 在半对数坐标中的直线函数关系

其速度假定为弹核速度 V_B 的一半. 图3中的三个虚线的圆分别表示上述三个热源单独发射 α 粒子产生的 σ_{inv} 等高图, 其圆心分别表示三个热源的的运动速度在与实线拟合后分别有值: $0.14c$, $0.16c$ 和 $0.32c$. 由公式(4)得出运动源模型预言的轻带电粒子能谱的一般公式为:

$$\left(\frac{d^3\sigma}{dQ_{FF}d\Omega dE}\right)_L = \sum_{i=1}^3 C_0(i) \sqrt{\frac{E_L(i)[E_M(i) - E_B(i)]}{E_M(i)}} \times \exp\{-[E_M(i) - E_B(i)]/T(i)\} \quad (6)$$

式中 $i = 1, 2, 3$ 分别表示三个热发射源. 用公式(5)和(6)对 P 和 α 能谱作最小二乘法拟合, 这时源速度定为固定参数, 归一化常数 $C_0(i)$ 和源温度 $T(i)$ 是可调节参数. 最佳拟合的参数值列于表1, 它和 $84\text{MeV/u } ^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 的拟合参数是一致的^[12].

表1 运动源模型最佳拟合参数

反 应	轻带电粒子 种类	类 靶 源		强相互作用源		类 弹 源	
		T(MeV)	C_0	T(MeV)	C_0	T(MeV)	C_0
720MeV	P	6.5	0.9	17.2	0.3	9.1	1.2
$^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$	α	5.8	1.1	17.1	0.2	8.2	0.9

对类弹碎片的动量分布的研究得出: 当束流能量大于 15MeV/u 时, 碎片的激发温度达到其极限温度 8MeV ^[13,14], 相当于核子在核内的结合能. 表1中类弹源的温度与该极限值相近. 从表1还可得出 P 和 α 的强相互作用源的温度大致相等, 与带电粒子类型无关. 如果将强相互作用源看成由等量的靶核核子和弹核核子组成的费密气体, 它的温度可由下式给出^[11]:

$$T_N = (2mV_N^2 E_F / \pi^2)^{1/2} \quad (7)$$

其中 T_N 是费密气体温度, m 是核子质量, $2V_N$ 是靶核和弹核在碰撞瞬间的相对速度, E_F 是费密能量. 令 $V_N = 0.16c$, $E_F = 38\text{MeV}$, 从公式(7)得到 $T_N = 13.6\text{MeV}$. 本文的最佳拟合参数略大于这个数值. 可能是因为计算公式中未考虑强相互作用源的膨胀和冷却, 也不排除在能谱中包含有一个弱的核子-核子散射成分. 总的说来, 运动源模型很好地描述了 P 和 α 能谱的主要特征.

二、用聚合模型拟合 α 能谱

相对论重离子碰撞过程发射大量的复合粒子 (Composite Particles), 它们的能谱可以用幂函数规律与质子能谱联系起来. 聚合模型成功地用质子能谱解释了复合粒子能谱^[15], 近年来还被推广用于低能重离子核反应的轻带电粒子能谱的解释^[9,10,11]. 该模型假定在动量空间, 如果几个核子的相对动量小于聚合动量半径 P_0 , 它们将被聚合在一起组成一个复合粒子. 模型预言发射质量数为 A 的复合粒子的截面与发射质子截面的 A 次方成正比, 即有幂函数关系:

$$\frac{d^2\sigma_A(E_A)}{dE_A d\Omega} = C \cdot \left[\frac{d^2\sigma_P(E)}{dE d\Omega}\right]^A \quad (8)$$

第
公式
能区
公式
中子
公式
符合
量由
来行
子作
但
合
 ^{27}Al
最
的
的
议.
[1
[2
[3
[4
[5
[6
[7
[8
[9
[10
[11
[12
[13

公式中 E_A 和 E 分别表示复合粒子和质子在实验室系统中的动能, $E_A = AE$. 在相对论能区, 系数 C 由下式给定^[15]:

$$C = \left\{ \frac{4\pi P_0^3}{3\sigma_0 m [E(E + 2m)]^{1/2}} \right\}^{A-1} \frac{A^{-1}}{Z!N!} \left(\frac{N_t + N_p}{Z_t + Z_p} \right)^N \quad (9)$$

公式中 P_0 为聚合半径, Z, N 表示复合粒子的质子和中子数, Z_p, \mathcal{N}_p 表示弹核的质子和中子数, Z_t 和 \mathcal{N}_t 表示靶核的质子和中子数, σ_0 是核反应总截面, m 是核子质量.

在低能区, 公式(9)必须考虑发射体对复合粒子的库仑排斥^[11]:

$$C = \left\{ \frac{4\pi P_0^3}{3\sigma_0 [2m^3(E - E_B)]^{1/2}} \right\}^{A-1} \frac{A^{-1}}{Z!N!} \left(\frac{N_t + N_p}{Z_t + Z_p} \right)^N \quad (10)$$

公式中 E_B 是发射体对单位正电荷的库仑排斥能. 公式(8)中复合粒子的动能

$$E_A = AE - NE_B.$$

在图 2 中, 用聚合模型计算的 α 能谱用虚线表示. 能谱低能部分的计算值与实验值符合得很好, 但高能部分的计算值比实验值大很多, 这是因为质子能谱的高能部分混有少量的同位素 d 和 t , 而 α 能谱是质子能谱的幂函数, 质子能谱的微小偏差都会给计算值带来很大的误差. 计算得到钷的最佳拟合的聚合半径 P_0 为 149MeV/C, 经自旋统计权重因子修正后^[16], 聚合半径 \tilde{p}_0 值为 128MeV/C.

聚合半径是聚合模型唯一的自由参数, 它应该和碰撞系统及复合粒子的类型无关. 但实验结果表明, 在相对论能区, 聚合半径随碰撞系统的大小的增加而减小, 而氦核的聚合半径要比氘核及 ^3He 的小^[17]; 在低能区, T. C. Awes 等人用聚合模型拟合 ^{16}O 轰击 ^{27}Al , ^{90}Zr 和 ^{197}Au 发射的轻带电粒子能谱时, 得到相反的结果, 三种靶中, ^{197}Au 的聚合半径最大^[11]. 就 α 粒子的聚合半径而言, 本文的数值与相对论能区的数值一致^[15,16]. 低能区的聚合半径比本文的数值大, 与 $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$ 系统质量相近的 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 及 $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ 的聚合半径比本文的数值大 58% 到一倍^[10,11].

作者感谢法国奥赛核物理研究所 P. Gara 博士对本文的计算工作提出了有益的建议.

参 考 文 献

- [1] D. Logan et al., *Phys. Rev.*, C22(1980), 1080.
- [2] M. F. Rivet et al., *Phys. Rev.*, C25(1982), 2430.
- [3] M. Rajagopalan et al., *Phys. Rev.*, C25(1982), 2417.
- [4] J. Galin et al., *Phys. Rev. Lett.*, 48(1982), 1787.
- [5] M. F. Rivet et al., *Nucl. Phys.*, A387 (1982), 143C.
- [6] S. Song et al., *Phys. Lett.*, 130B(1983), 14.
- [7] A. S. Goldhaber, *Phys. Rev.*, C17(1978), 2243.
- [8] B. Jakobsson et al., *Phys. Lett.*, 102B(1981), 121.
- [9] T. C. Awes et al., *Phys. Rev. Lett.*, 45(1980), 513.
- [10] T. C. Awes et al., *Phys. Rev.*, C24(1981), 89.
- [11] T. C. Awes et al., *Phys. Rev.*, C25(1982), 2361.
- [12] B. Jakobsson, LUNFD6/(NFFK-7021), 1982.
- [13] D. K. Scott, *Nucl. Phys.*, A354(1981), 375C.

- [14] A. S. Goldhaber, *Phys. Lett.*, 53B(1974), 306.
[15] H. H. Gutbrod et al., *Phys. Rev. Lett.*, 37(1976), 667.
[16] A. Mekjian, *Phys. Rev.*, C17(1978), 1051.
[17] M. C. Lemaire et al., *Phys. Lett.*, 85B(1979), 38.

PROTONS AND ALPHA PARTICLES EMITTED FROM FISSION INDUCED BY 720MeV ^{12}C ON ^{232}Th

SONG SHI-ZHAN

(Lanzhou University)

J. GALIN, M. F. RIVET, R. BIMBOT, B. BORDERIE, I. FOREST,

D. GARDES, B. GATTY, M. LEFORT, X. TARRAGO

(Institute de Physique Nucléaire, Orsay, France)

H. OESCHLER

(Institute für Kernphysik, Darmstadt, West Germany)

B. TAMAIN

(Laboratoire de Physique Corpusculaire, Université de Caen, France)

ABSTRACT

Triple differential cross sections for p and α particles in fission induced by 720 MeV ^{12}C on ^{232}Th are presented. The experimental results confirm that p and α particles are emitted prior to fission, while the low energy components of p and α -spectra are attributed to quasi-thermal evaporation of targetlike residues. p and α -spectra are fitted with moving source model. α -spectra are well reproduced with coalescence model.