

46.7 MeV/u $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ 、 ^{115}In 、 ^{197}Au α 粒子发射研究*

赵有雄 郭忠言 诸永泰 詹文龙 胡晓庆 郝鸿飞
刘冠华 周建群 冯思普 尹淑芝 魏志勇 范恩杰 马余刚
(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

本文报道了 46.7 MeV/u ^{12}C 轰击 ^{58}Ni 、 ^{115}In 、 ^{197}Au 反应发射 α 粒子的角分布和能谱。从速度表象中洛仑兹不变截面等高图中明显看到发射 α 粒子的三个源。用这三个源的运动源模型成功地拟合了 α 粒子能谱, 所提取的强相互作用源参数符合费米气体模型计算结果, 并讨论了能谱及拟合参数对靶的依赖关系。认为快速源实质上来自弹核碎裂或类弹核碎裂。

一、引 言

重粒子反应中, 出射 α 粒子截面相当大, 反应机制很复杂, 而弄清发射 α 粒子的机制又相当重要。自从 H. C. Britt^[1] 等人做了开创性工作以来, α 粒子发射的研究引起了人们的高度重视。十几年来, 中科院近代物理研究所在低能区 α 粒子发射方面作了较详细的工作, 如沈文庆等人用经典转移理论解释了 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应中 α 粒子在擦边角附近成峰^[2]; 诸永泰等人的 $^{12}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ 、 ^{51}V 发射 α 粒子研究^[3]; 谢元祥等人用快粒子激子模型拟合 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 、 ^{27}Al 、 ^{40}Ca 反应的 α 粒子^[4]; 戴光曦等人提出强阻尼粘合转动的概念^[5] 来解释 $^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$ 、 Ag 、 ^{89}Y 反应中 α 粒子角分布的各向异性等。但没有一个模型能对众多的实验资料给出完整统一的解释。特别是当入射核能量远高于库仑位垒时, α 粒子能谱存在高能尾巴, 角分布在前角方向强烈成峰, 发射 α 粒子的机制十分复杂。

Symons 等人用一个简单的运动源模型^[6] 来拟合单举轻粒子的发射, 其结果比以往任何一个模型都成功, 但只用一个以接近于半束流速度运动的强相互作用源对前后角的拟合甚不理想, 特别是前角区的 α 粒子, 差别更大。也有人认为运动源模型不能拟合 α 粒子的结果^[7,13,14], 因而增补了一个速度等于质心速度的低速源来改善对后角轻粒子的拟合^[7]。S. Shaheen 等人^[8] 用很接近于束流速度的快速源来拟合束流方向的 α 粒子, 并认为接近束流方向的 α 粒子主要来自大质量集团转移或其它准转移反应机制。而本文认为

本文 1991 年 10 月 24 日收到。

* 本题目由国家自然科学基金资助。

接近束流方向的 α 粒子主要来自弹核碎裂或类弹核碎裂。B. V. Jacak 等人^[9]用包括类弹源、强相互作用源(中间源)、复合核源的三源模型成功地拟合了 p 、 d 、 t 、 ^3He 的能谱,得到了比只用中间源拟合更好的结果。但对 α 粒子的拟合不甚理想,其结果比只用中间源时还要差。

由于核反应中出现的所有基本过程都包括在单举结果中,所以每当在新的能区或用新的靶核、弹核种类时,首先要测量单举谱,这些单举结果提供了粗略的但是全部的反应特征。现有的绝大多数理论可以得出粒子发射截面,而单举测量的绝对截面可以直接和理论预言相比较,所以我们在兰州 HIRFL 上的实验中首先得到了 46.7 MeV $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ 、 ^{115}In 、 ^{197}Au 从轻靶到重靶的单举 α 粒子能谱和角分布,角分布范围从接近束流方向一直到后角度(^{115}In 中间角度少)。由于有低的探测器阈能,在 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 反应中,在探测器下阈附近测到了 α 粒子能量很低的低能峰。在中能区关于这样的角区和能区的测量报道还很少。从速度表象中洛仑兹不变截面等高图明显看到类弹、中间、类靶三个发射源的存在,用这三个源成功地拟合了从接近束流方向到后角度、从低能峰到最大能量的全部能谱,提取的强相互作用源参数与费米气体模型计算值相符合;并讨论了 α 粒子发射与靶核的关系,认为小角区的 α 粒子主要来自弹核碎裂和类弹核碎裂。其余实验数据还在处理之中。由于入射束流能量与其静止质量之比为 0.05,数值比较小,所以在数据处理中忽略了相对论效应。

二、实验概况

实验是 1991 年 5 月在兰州 HIRFL 加速器的大面积位置灵敏电离室终端上完成的。金靶分别是 $2.73\text{mg}/\text{cm}^2$ 、 $4.53\text{mg}/\text{cm}^2$ 两种厚度的自支撑靶, ^{115}In 是 $4.81\text{mg}/\text{cm}^2$ 厚的自支撑靶, ^{58}Ni 是 $1.045\text{mg}/\text{cm}^2$ 、 $2.092\text{mg}/\text{cm}^2$ 两种厚度的自支撑靶。用两组半导体和 CsI(Tl) 光二极管组成的望远镜体系进行了测量。测前角区的一组望远镜前三片是半导体探测器,厚度分别是 $131\mu\text{m}$ 、 $1584\mu\text{m}$ 、 $5000\mu\text{m}$,ER 是 CsI(Tl) 闪烁体,对 α 粒子的阈约 16 MeV。中角区由 9 单元 CsI(Tl) 闪烁体测量,其中每一单元由一块 $1.2\text{cm} \times 1.2\text{cm} \times 1.5\text{cm}$ 的 CsI(Tl) 闪烁体及 ST1790-2 光二极管构成,可分辨 p 、 d 、 t 、 ^3He 、 ^4He 等轻带电粒子,由于实验中 CsI(Tl) 的数据采集比相当小,所以中角区能谱的统计误差较大。后角区是用另一组由三块半导体探测器组成的望远镜测量的,厚度分别是 $30\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$ 、 $5000\mu\text{m}$,对 α 粒子的阈约为 4 MeV。

三、实验结果与分析

1. 角分布

图 1 给出 46.7 MeV/u $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ 、 ^{197}Au 反应的 α 粒子角分布,上图对应 ^{58}Ni 靶的结果,下图对应 ^{197}Au 的结果。总的来说, α 粒子前角强烈成峰,截面随角度的增大迅速减小,后角区的截面变化较小,显示出平衡蒸发的特征。随靶核质量的增加,角分布稍变得平缓,这和 Awes 的结果一致^[10]。

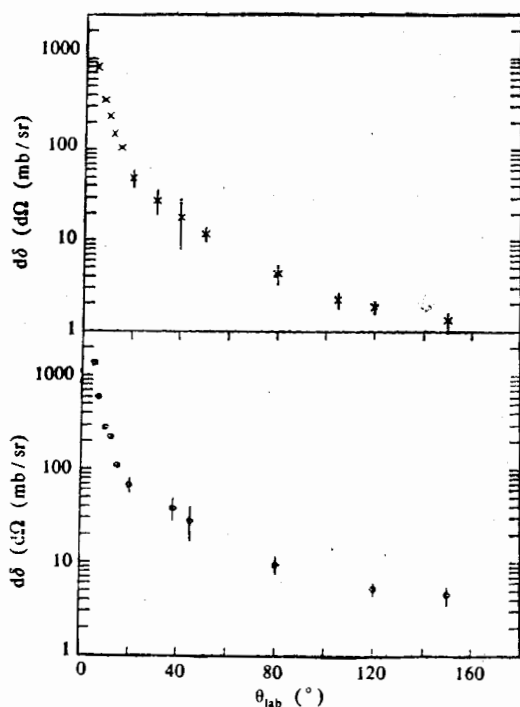


图1 上图为 $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ α 粒子角分布; 下图为 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ α 粒子角分布

2. 三源模型拟合

由于速度表象中的双微分截面 $\frac{d^2\sigma}{PCdQdE}$ 是洛仑兹不变量, 因而以某一速度运动的各向同性粒子源发射出的产物在速度表象中的 $\frac{d^2\sigma}{PCdQdE}$ 等高图是以源速度为圆心的同心圆。遵循这一原则, 考查用三个源来拟合实验数据的可能性。图2给出了实验测到的 α 粒子产物在速度表象中的洛仑兹不变截面等高图, 上图对应于 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$, 下图对应于 $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ 。从图上明显看出三个发射源的存在: 这三个源分别是以接近束流速度运动的类弹源, 接近半束流速度的中间源(强相互作用源), 慢速运动的类靶源。最终结果是三个发射源的叠加。

假设在源静止坐标系内粒子是以 Maxwellian 分布的形式从温度为 T 的源蒸发出来, 则在源静止坐标系内有: $N(E) \propto \sqrt{E} \exp(-E/T)$, 取 \sqrt{E} 是考虑为体蒸发。转换到

表 1

发射源	类弹源				强相互作用源(中间源)				类靶源			
	N_0	T	$v(c)$	ZE_C	N_0	T	$V(c)$	ZE_C	N_0	T	$V(c)$	ZE_C
$^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$	0.25	6.0	0.295	0	0.07	16.95	0.15	0	0.20	7.0	0.03	5.0
$^{12}\text{C} + ^{115}\text{In}$	0.59	5.0	0.30	0	0.15	15.50	0.15	0	0.20	6.50	0.03	8.0
$^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$	0.45	4.50	0.305	0	0.07	18.50	0.155	0	0.65	6.91	0.027	8.0

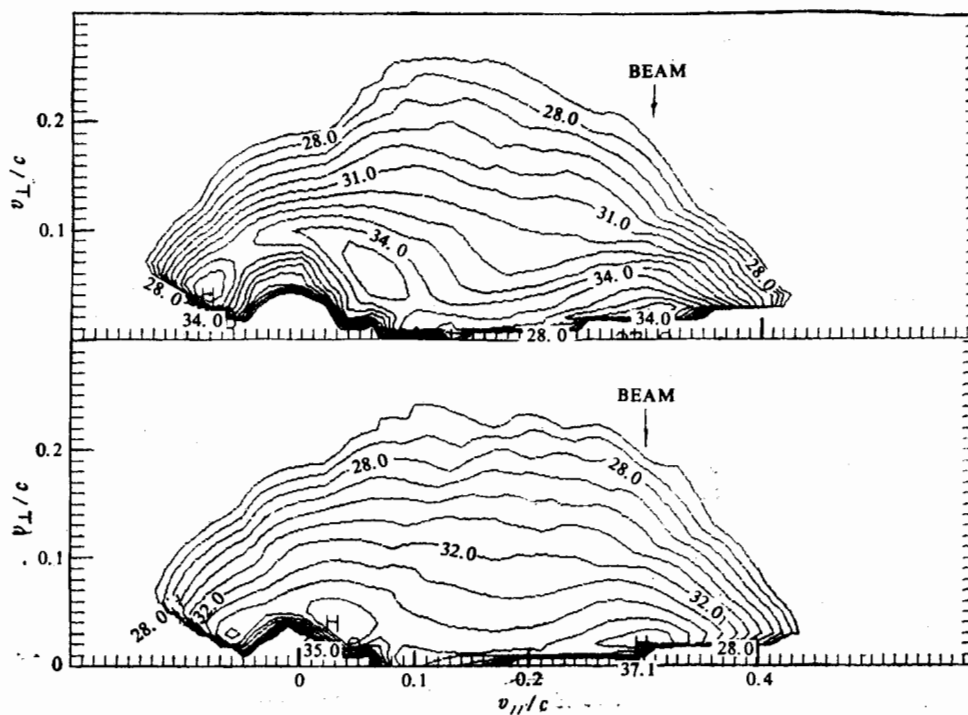


图 2 α 粒子在速度表象中的洛伦兹不变截面等高图
 上图: ¹²C + ¹⁹⁷Au; 下图: ¹²C + ⁵⁸Ni

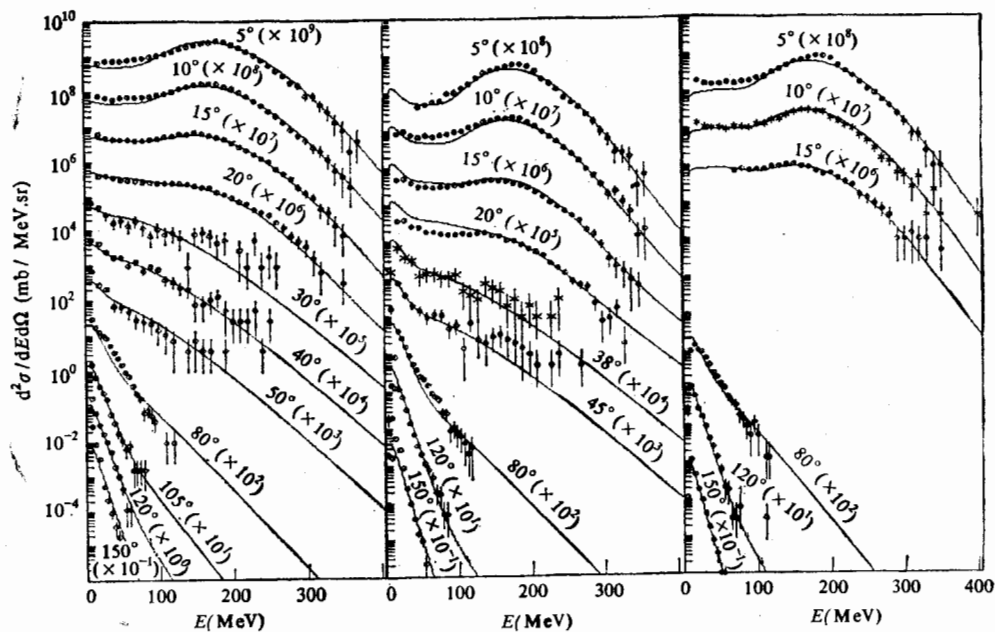


图 3 α 粒子能谱
 左图: ¹²C + ⁵⁸Ni, 中图: ¹²C + ¹⁹⁷Au, 右图: ¹²C + ¹¹³In

实验室系并对来自余核的库仑排斥力作修正,可得:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = N_0 f(\nu, T, ZE_C) = N_0 \sqrt{(E - ZE_C)} \exp\{-[(E - ZE_C) + E_1 - 2\sqrt{E_1(E - ZE_C)} \cos\theta]/T\}. \quad (1)$$

对类弹源、中间源、类靶源同时存在时:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \sum_{i=1}^3 N_{0i} f(\nu_i, T_i, ZE_{ci}), \quad (2)$$

其中 N_{0i} 为第 i 个源的归一化因子,它包括了源的形成和衰变几率, Z 是发射粒子电荷, ZE_C 是它的库仑能. $E_{1i} = m\nu_i^2/2$ 是以源速度运动的粒子的动能, θ 是实验室探测角, T_i 是第 i 个源的温度. 在我们的拟合过程中, ν_i 限制在由洛仑兹不变截面等高图分析中得到的三个源速度附近,其中中间源的速度可稍有变动,其余两个源的速度基本是从洛仑兹不变截面等高图中得到的值. 我们得到的最佳拟合参数见表 1, T 和 ZE_C 以为 MeV 单位.

3. 结果分析与讨论

实验测得的能谱和理论计算如图 3 所示,左图对应于 $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$, 中图对应于 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$, 右图对应于 $^{12}\text{C} + ^{115}\text{In}$. 随角度增加,能谱高能部分贡献减少,高能峰位向低能方向移动. 到后角度,能谱基本上为一直线,显示出平衡蒸发的特征. 因而推断出发射体已达到热平衡或准热平衡. 从图上看从接近束流方向到大角度, α 粒子由直接发射为主过渡到平衡蒸发为主的特征. 随着靶质量增加,能谱高能端变得稍陡一些,反映在拟合参数上,类弹源的温度 T 随靶质量增加而减小,类弹源的速度 ν 随靶质量增加而增大. 这可能有两方面的原因,一是由于随靶的电荷数增大,库仑位垒增大,弹核与靶核接触时的相对速度减小;二是随靶质量数增大,类弹部分与靶的摩擦变小,导致类弹源的温度变小,速度变大. 对应于不同的靶核,能谱的其它特征相似,这些现象证实 α 粒子能谱主要依赖于库仑位垒以上单核子能量,但与靶的特征有一定关系,这一点与 Awes 的结果^[10] 有所不同. 我们得到的相应于 ^{58}Ni 、 ^{115}In 、 ^{197}Au 三个靶的类弹源速度与束流速度之比分别是 0.93、0.95、0.96,这与 S. Shaheen^[8] 等人拟合束流方向能谱的结果是一致的,但我们的类弹源温度低,在 3MeV—6MeV 之间,相应与典型弹核的费米能 T_F . 若小角区 α 粒子发射以弹核和类弹核碎裂为主,则能谱峰位接近于束流速度的位置,谱的峰位附近的半高宽和斜率参数则由弹核费米运动和温度所决定,在束流速度较大时,后者的典型值约在 4—8MeV 之间,我们的结果刚好符合这些特征. 所以,我们认为快速源实质上是激发程度不高的弹核或类弹核碎裂,这和 S. Shaheen 等人^[10] 认为小角区 α 粒子主要来自大质量集团转移或其它准转移机制不一致.

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米气体,它的温度和速度是^[10]:

$$T = \left[\frac{m_0 E_F}{2\pi^2} \right]^{1/2} \nu_{rel}, \quad V = \frac{V_{rel}}{2} + \frac{A_p}{A_p + A_t} (\nu_B - V_{rel}) \doteq \frac{\nu_{rel}}{2}, \quad (3)$$

其中 $\nu_{rel} = [2(E - V_C)/m_0 A]^{1/2}$ 是弹核与靶核在接触点的相对速度, m_0 是核子质量,

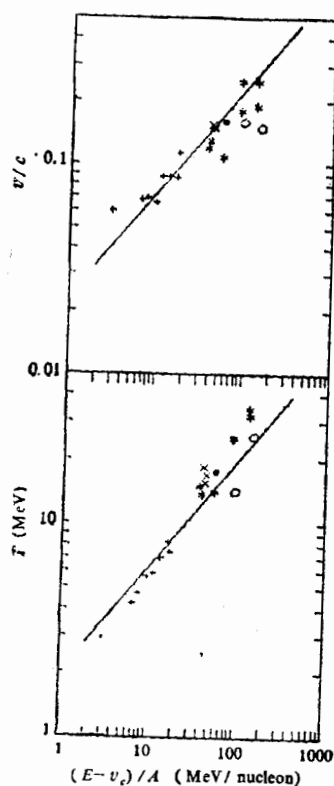


图 4 强相互作用源温度和速度的实验拟合值和理论计算值的比较

加号为 ¹⁶O 引起的反应^[10];星号为 ⁴⁰Ar 引起的反应^[9,11];圆圈为 Ne 引起的反应^[9];圆点为 ¹²C 引起的反应^[12];叉号为我们的工作

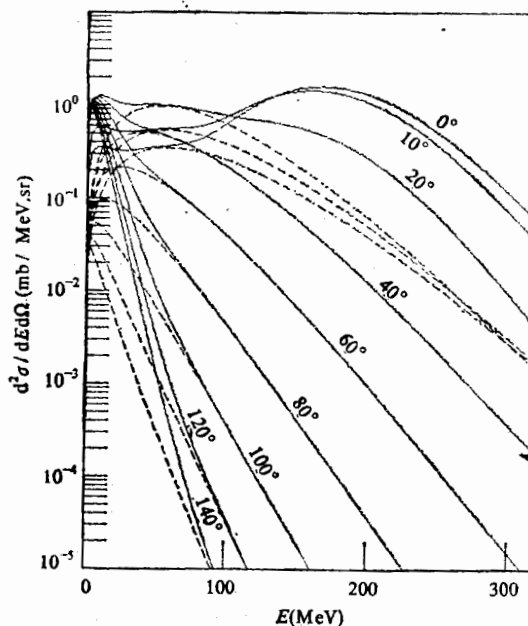


图 5 理论计算的 46.7MeV/u¹²C + ⁵⁸Ni 能谱
线条表示的意义见文中

$E_F = 38\text{MeV}$ 是相应于正常核物质的费米能, V_B 是束流速度, A_p, A_t 分别是弹核、靶核质量。强相互作用源温度和速度的实验拟合值和理论计算值的比较如图 4 所示。我们的实验值基本上与费米气体模型计算相符,只是温度稍高一些,可能是由于计算中未考虑强相互作用源的膨胀与冷却,也可能在能谱中还有一个弱的核子-核子相互作用贡献成分^[12]。从图 4 中也可得出,强相互作用源的特征主要依赖于入射粒子能量,对靶的依赖并不大。

图 5 是理论计算的 46.7MeV/u ¹²C + ⁵⁸Ni α 粒子能谱,代入表 1 中 ¹²C + ⁵⁸Ni 的参数,实线表示三个源同时存在时的 α 粒子能谱,虚线表示仅由强相互作用源发射的 α 粒子能谱,每条虚线从上往下与实线代表的角度依次对应。从图上可以大致看出三个源发射 α 粒子的竞争过程,在 0° — 20° 之间,发射 α 粒子以类弹源为主, 20° — 100° , 以强相互作用源为主, 100° 以后,以类靶源为主。由拟合过程知,超过 30° , 类弹源基本上对发射 α 粒子没有贡献了。

¹²C + ¹⁹⁷Au 反应中,在探测器下阈附近测到了 α 粒子能量很低的低能峰。如图 6 所示。其来源有待于进一步研究。

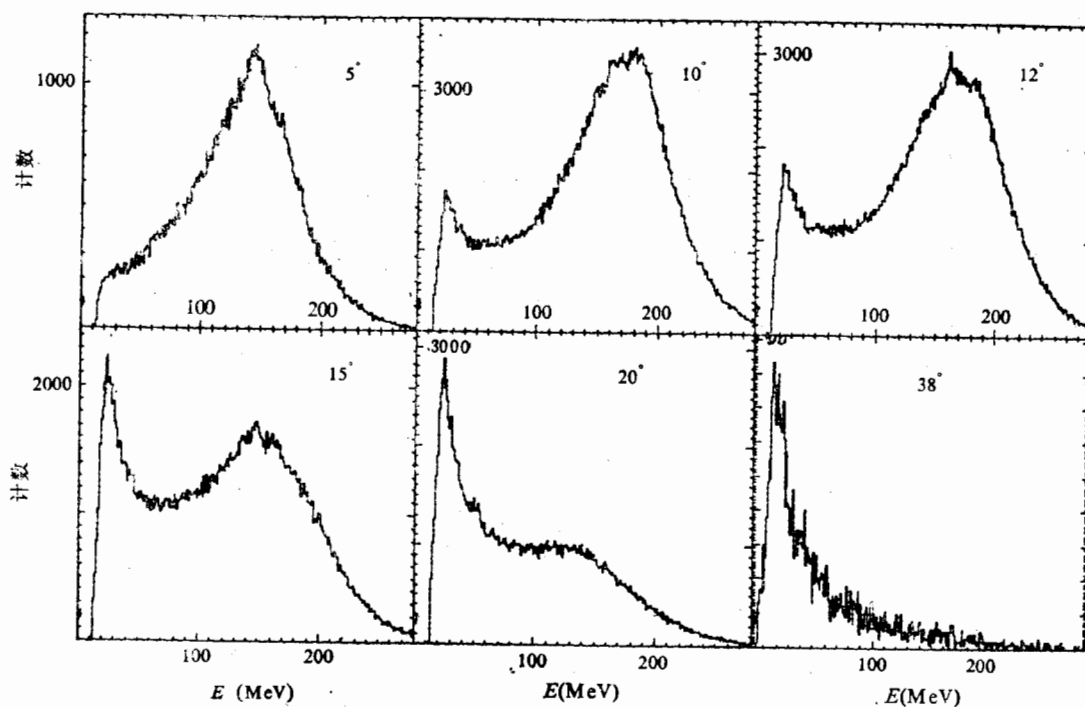


图6 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 反应中 α 粒子能谱

感谢王晓秋同志、HIRFL 全体工作人员、数据获取室、VAX 计算中心、探测器室的大力支持与帮助。

参 考 文 献

- [1] H. C. Britt et al., *Phys. Rev.*, **124**(1961), 877.
- [2] 沈文庆等, 高能物理与核物理, **1**(1977), 70.
- [3] 诸永泰等, 高能物理与核物理, **4**(1985), 447.
- [4] 谢元祥等, 高能物理与核物理, **1**(1985), 71.
- [5] 戴光曦等, 高能物理与核物理, **1**(1983), 86.
- [6] T. J. M. Symons et al., *Phys. Lett.*, **94B** (1980), 131.
- [7] T. FuKuda et al., *Nucl. Phys.*, **A425**(1984), 548.
- [8] S. Shaheen et al., *Phys. Rev.*, **C42** (1990), 1519.
- [9] B. V. Jacak et al., *Phys. Rev.*, **C35** (1987), 1751.
- [10] T. C. Awes et al., *Phys. Rev.*, **C25** (1982), 2361.
- [11] J. Pochodzalla et al., *Phys. Rev.*, **C35** (1987), 1895.
- [12] 宋世战等, 高能物理与核物理, **2**(1985), 200.
- [13] 张立等, 高能物理与核物理, **5**(1986), 583.
- [14] C. Borcea et al., *Nucl. Phys.*, **415**(1984), 169.

The Study of α Emission Induced by 46.7MeV/u¹²C on ⁵⁸Ni, ¹¹⁵In and ¹⁹⁷Au

ZHAO YOUXIONG GUO ZHONGYAN ZHU YONGTAI ZHAN WENLONG HU XIAOQING

XI HONGFEI LIU GUANHUA ZHOU JIANQUN

FENG ENPU YIN SHUZHI WEI ZHIYONG FAN ENJIE MA YUGANG

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000*)

ABSTRACT

The energy spectra and angular distribution of α particles emitted from ¹²C induced reactions with ⁵⁸Ni, ¹¹⁵In and ¹⁹⁷Au have been measured. Three moving sources of emitting α particle are clearly seen from invariant cross section distribution in velocity coordinates. The experimental data were analyzed by using three moving sources. Extracted parameters of the source with half-beam velocity are in agreement with the systematic values from Fermi Gas Model. The energy spectra and the extracted parameters for various targets are discussed. The low energy peak in energy spectra is possibly from the emitted α particle from equilibrium system after pre-equilibrium emission of target-like products. The energetic α particles are mainly from projectile fragmentation and projectile-like fragmentation.