

$^{19}\text{F} + ^{45}\text{Sc}$ 深非弹反应产物的激发函数*

王琦 李松林 卢俊 徐珊珊 殷旭
范恩杰 郭忠言 诸永泰 谢元祥
(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

李志常 路秀琴

胡晓庆

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1993年2月18日收到

摘 要

测量了102MeV到108MeV $^{19}\text{F} + ^{45}\text{Sc}$ 反应在 $\theta_1 = 26^\circ$ 和 $\theta_1 = 42^\circ$ 的耗散部分产物的激发函数,能量步长300keV,靶厚 $53\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。用统计理论求得了各元素的能量相干宽度 Γ ,提取了反应的特征时间 τ ,探讨了耗散反应机制。

关键词 深非弹,激发函数,涨落,能量相干宽度,特征反应时间。

深非弹是重离子反应中发现较晚的一种反应机制,至今尚没有完全成熟的理论。多年来的实验工作大多集中在单一入射能量的条件之下。最近几年,意大利、法国、德国、英国和前苏联的一些实验和理论核物理学家对深非弹激发函数的测量与理论研究表现出了极浓厚的兴趣^[1-7]。

1992年3月,我们在北京中国原子能科学研究院的HI-13串列静电加速器上完成了102MeV到108MeV $^{19}\text{F}^{8+} + ^{45}\text{Sc}$ 的实验测量。能量步长300keV,自支撑靶厚 $53\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。分别在 $\theta_1 = 26^\circ$ 和 $\theta_1 = 42^\circ$ 处放置了两套 $\Delta E-E$ 望远镜以鉴别反应产物的原子序数 Z 。 ΔE 为气体电离室, E 为半导体探测器。在 $\theta_1 = 0^\circ$ 处用法拉第筒收集束流电荷,同时在 $\theta_1 = \pm 10^\circ$ 处分别装有半导体探测器做束流监测。

图1(a)和图2(a)给出的分别是 $\theta_1 = 26^\circ$ 和 42° 时所测出射粒子的典型能谱。由于研究的是深非弹反应产物中的类弹碎片,所以在 $\theta_1 = 26^\circ$ 时仅仅取了 Be、B、C、N 4个元素,舍去了那些原子序数接近炮弹而使得深非弹与准弹成份难以分开的元素和那些远离炮弹而产额较小统计过少的元素;而 $\theta_1 = 42^\circ$ 的反应产物从下至上分别为 Be、B、C、N、O、F、Ne、Na、Mg。

显然,能谱具有明显的深非弹特征。于是,对能谱的耗散部分进行积分而得到了各元素的激发函数如图1(b)和图2(b)所示。可以看出,激发函数有明显的涨落结构。这种涨落不是分立的单一能级的共振,没有确定的 J^π 。那么,这种结构是否来源于各元素之间互不相关的统计涨落或者来源于一种类似于复合核机制的平衡发射呢?为此,根据文

* 国家自然科学基金资助。

献[1]计算了不同原子序数 Z 之间的互关联系数:

$$c(Z_1, Z_2) = [c(Z_1)c(Z_2)]^{-1/2} \frac{\langle [\sigma(E, Z_1) - \langle \sigma(Z_1) \rangle][\sigma(E, Z_2) - \langle \sigma(Z_2) \rangle] \rangle}{\langle \sigma(Z_1) \rangle \langle \sigma(Z_2) \rangle}, \quad (1)$$

这里 $\langle \sigma(Z_i) \rangle$ 为所测能量范围内元素 Z_i 的平均截面, $\sigma(E, Z_i)$ 为元素 Z_i 在能量 E 处的截面, $c(Z_i)$ 为元素 Z_i 的相对自关联函数 $c(0) = \frac{\langle \sigma^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} - 1$, $c(Z_1, Z_2)$ 为元素 Z_1

和 Z_2 之间的互关联系数。结果列于表 1 和表 3 中。互关联系数不等于零(≈ 0.6)这一事实表明, 激发函数的涨落结构不是平衡发射或统计不足而造成的。总起来说, 激发函数在这里所显示的结构, 不同于弹性散射, 也不同于复合核。它既不是少数分立的单一能级的共振, 也没有因为激发能高, 能级密度大而使得涨落结构互相抵消。一句话, 这是耗散反应产物的激发函数所特有的。

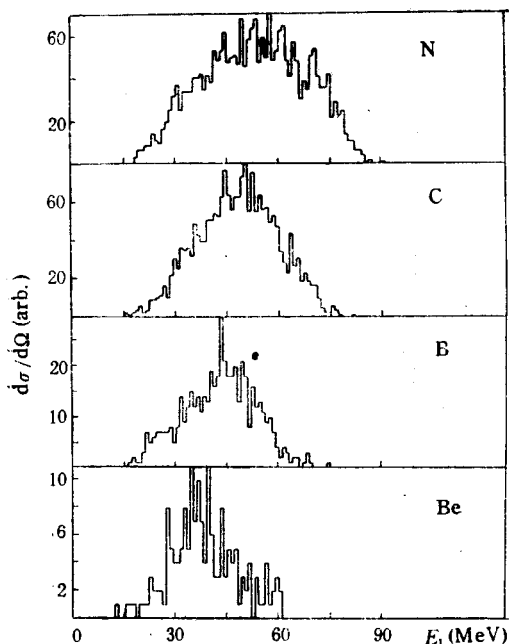


图 1(a) $104.4\text{MeV } ^{19}\text{F} + ^{48}\text{Sc}$ 反应中 $\theta_1 = 26^\circ$ 出射各元素的能谱

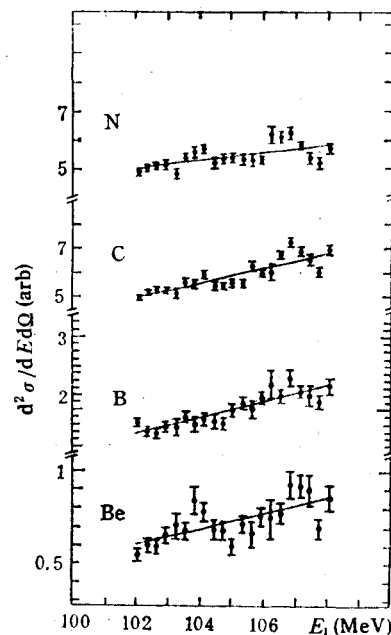


图 1(b) $\theta_1 = 26^\circ, Z = 4, 5, 6, 7$ 产物阻尼部分的激发函数

图中误差棒为纯统计误差, 直线为平均截面。

表 1 $\theta_1 = 26^\circ$ 各碎片的 Z 互关联系数

| Z | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|-----|------|------|------|------|------|---|
| 4 | 1 | | | | | |
| 5 | 0.69 | 1 | | | | |
| 6 | 0.81 | 0.86 | 1 | | | |
| 7 | 0.66 | 0.73 | 0.77 | 1 | | |
| 8 | 0.79 | 0.84 | 0.87 | 0.74 | 1 | |
| 9 | 0.34 | 0.41 | 0.44 | 0.27 | 0.35 | 1 |

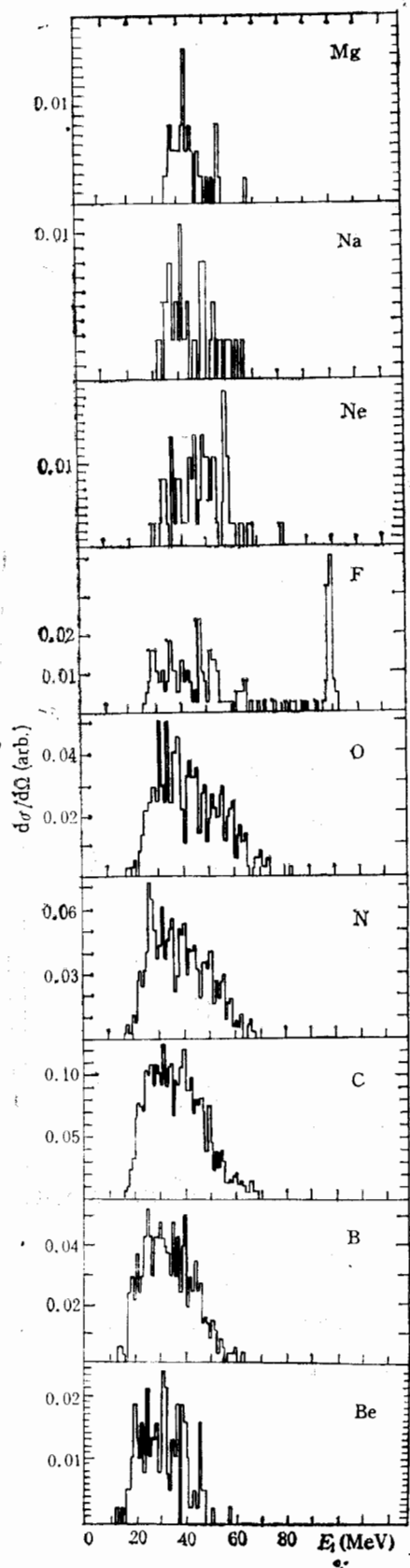


图 2(a) $106.5\text{MeV } ^{19}\text{F} + ^{40}\text{Sc}$ 反应中
 $\theta_1 = 42^\circ$ 出射各元素的能谱

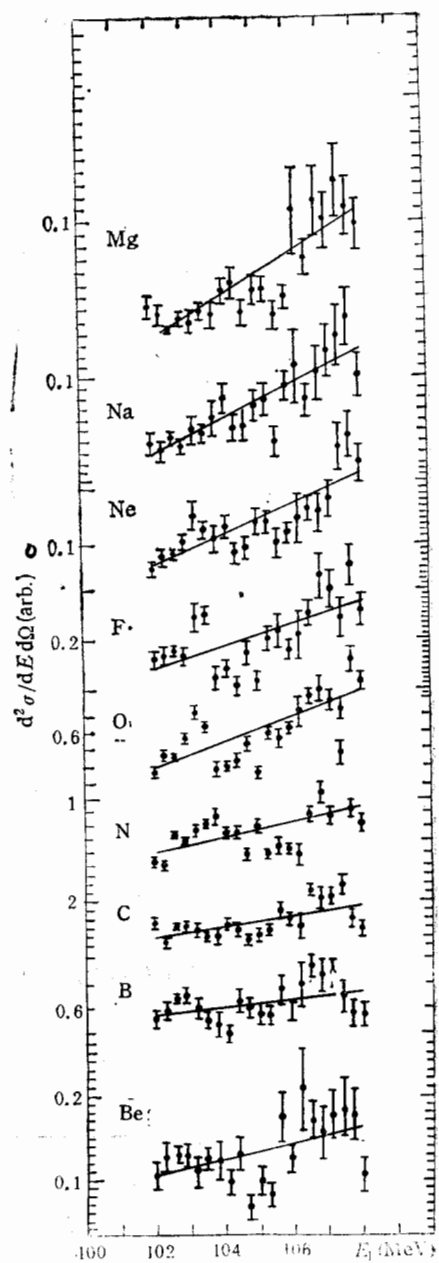


图 2(b) $\theta_1 = 42^\circ, Z = 4$ 到 12 产物阻
 尼部分的激发函数
 图中误差棒为纯统计误差, 直线为平均截面。

接着,按发展了的 Ericson 统计理论^[8],进行了自关联函数的计算:

$$c(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E + \varepsilon)\sigma(E) \rangle - \langle \sigma \rangle^2}{\langle \sigma^2 \rangle}, \quad (2)$$

这里, ε 为可变能量步长。取 Lorentzian 近似,

$$c(\varepsilon) = \frac{c(0)}{1 + (\varepsilon/\Gamma)^2}, \quad (3)$$

当 $\varepsilon = \Gamma$ 时, $c(\varepsilon) = c(0)/2$ 。这样,就从实验上确定了能量相干宽度 Γ_{auto} 。根据测不准原理 $\tau = \hbar/\Gamma$, 可得到 DIC 的特征反应时间。结果列于表 2 和表 4。用激发函数确定的 DIC 的这一特征时间与用分析角分布、能谱、电荷分布等方法求得的结果是一致的 ($\approx 10^{-21}\text{s}$)。

表 2 $\theta_1 = 26^\circ$ 相干宽度 Γ 和导出的反应时间 τ

| Z | $\Gamma_{\text{auto}}(\text{keV})$ | $\tau_{\text{auto}}(\times 10^{-21}\text{s})$ | $\Gamma_{\text{peak}}(\text{keV})$ | $\tau_{\text{peak}}(\times 10^{-21}\text{s})$ |
|---|------------------------------------|---|------------------------------------|---|
| 4 | 147±47 | 4.48 | 232±36 | 2.84 |
| 5 | 149±48 | 4.42 | 251±42 | 2.62 |
| 6 | 152±49 | 4.33 | 274±50 | 2.40 |
| 7 | 234±94 | 2.81 | 274±50 | 2.40 |

表 3 $\theta_1 = 42^\circ$ 各碎片的 Z 互关联系数

| Z | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|----|------|------|------|------|------|------|------|------|----|
| 4 | 1 | | | | | | | | |
| 5 | 0.66 | 1 | | | | | | | |
| 6 | 0.67 | 0.68 | 1 | | | | | | |
| 7 | 0.43 | 0.26 | 0.66 | 1 | | | | | |
| 8 | 0.52 | 0.44 | 0.52 | 0.47 | 1 | | | | |
| 9 | 0.50 | 0.45 | 0.56 | 0.48 | 0.92 | 1 | | | |
| 10 | 0.42 | 0.11 | 0.49 | 0.70 | 0.80 | 0.69 | 1 | | |
| 11 | 0.51 | 0.21 | 0.56 | 0.61 | 0.71 | 0.62 | 0.87 | 1 | |
| 12 | 0.62 | 0.42 | 0.65 | 0.64 | 0.72 | 0.64 | 0.79 | 0.89 | 1 |

表 4 $\theta_1 = 42^\circ$ 相干宽度 Γ 和导出的反应时间 τ

| Z | $\Gamma_{\text{auto}}(\text{keV})$ | $\tau(\times 10^{-21}\text{s})$ |
|----|------------------------------------|---------------------------------|
| 4 | 170±54 | 3.87 |
| 5 | 176±55 | 3.74 |
| 6 | 193±63 | 3.41 |
| 7 | 184±60 | 3.58 |
| 8 | 205±72 | 3.21 |
| 9 | 200±69 | 3.29 |
| 10 | 211±78 | 3.12 |
| 11 | 179±62 | 3.68 |
| 12 | 175±65 | 3.76 |

表5 不同出射角的能量相干宽度 Γ

| Z | Γ_{peak} (数峰法) | | Γ_{auto} (自关联函数法) | |
|---|------------------------------|-----------------------|---------------------------------|-----------------------|
| | $\theta_1 = 26^\circ$ | $\theta_1 = 42^\circ$ | $\theta_1 = 26^\circ$ | $\theta_1 = 42^\circ$ |
| 4 | 232±36 | 215±30 | 147±47 | 170±54 |
| 5 | 251±42 | 274±50 | 149±48 | 176±55 |
| 6 | 274±50 | 274±50 | 152±49 | 193±63 |
| 7 | 274±50 | 200±30 | 234±94 | 184±60 |

文献[5]提供了抽取能量相干宽度 Γ 的又一种方法——数峰法。其计算公式如下:

$$\Gamma_{\text{peak}} = 0.5\Delta E_{\text{cm}} b_{\infty} / K_1,$$

这里的 ΔE_{cm} 是指在质心系所测量的能量范围, 在能级密度很大时常数 $b_{\infty} = 0.707$, K_1 为所测能区截面有极大值的峰的个数。

表5给出了对 $Z = 4, 5, 6, 7$ 各元素用自关联函数所求的宽度 Γ_{auto} 和用数峰法所求的宽度 Γ_{peak} 及其相应的反应时间 τ_{auto} 和 τ_{peak} 的比较。由于测量能区有限而做的近似计算使得 Γ_{auto} 的数值偏小, 而由于能量分辨的限制又使得 Γ_{peak} 的数值偏大。这种情况在类似的实验中也都是存在的^[1,2]。

不管是哪一种方法, 从总体上观察同一元素 Z 在不同角度 θ_1 的相干宽度 Γ , 似乎有两种情况: 第一种情况是远离炮弹的出射碎片, 如 Be、B、C, 它们的宽度 Γ 随不同出射角 θ 变化很小, 几乎是一个常量, 这说明在所测角区内这些元素的反应时间(发射几率)接近或已基本达到平衡状态; 第二种情况是靠近炮弹的出射碎片, 如 N 元素, 它的宽度 Γ 随出射角的增大而减小, 即产物的出射几率减小, 反应时间 τ 拉长。假设反应形成的双核系统是以角速度 ω 做匀速转动的, 可以求得:

$$\omega_{\text{exp}} = \left| \frac{\theta_2 - \theta_1}{\tau_2 - \tau_1} \right| = 3.62 \times 10^{20} \text{s}^{-1}, \quad (4)$$

按 Lefort 等人提出的重离子擦边碰撞理论^[9], 可以求得 $\omega_{\text{th}} = \hbar L / J = 2.98 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$ 。实验所测的角速度 ω_{exp} 与理论计算的擦边角速度 ω_{th} 相差一个量级。这就意味着在我们所测的角度范围内存在强烈的弛豫。

深非弹激发函数的研究提供了提取重离子反应特征时间的一种新方法, 同时也深化了对耗散反应机制的研究。

感谢北京原子能院提供的实验条件, 感谢许国基同志制作的同位素靶, 感谢王彦瑜同志所写的的数据获取程序。

参 考 文 献

- [1] A. De Rosa, G. Inghima and V. Russo et al., *Phys. Lett.*, **160B**(1985)239.
- [2] T. Soumijarvi, B. Berthier and R. Lucas et al., *Phys. Rev.*, **C36**(1987) 181.
- [3] G. Cardella, M. Papa and G. Pappalardo et al., *Nucl. Phys.*, **A482**(1988) 235C.
- [4] A. Glaesner, W. Diinwefter and W. Hering et al., *Phys. Lett.*, **169B**(1986) 153.
- [5] D. M. Brink and R. O. Stephen, *Phys. Lett.*, **5**(1963) 77.
- [6] S. Y. Kun, Proceeding of the 5th Inter. Conf. on Nucl. Reaction Mechanisms, Vasenna, June 13—18, 1988, p353.

- [7] A. De Rosa, E. Fioretto and G. Inglima et al., *Phys. Rev.*, **C44**(1991) 747.
[8] T. Ericson, *Ann. Phys.*, **23**(1963) 390.
[9] M. Lefort and C. Ngo, *Rivista del Nuovo Cimento*, **12**(1979) 1.

Excitation Functions of DIC Products in the Reaction of $^{19}\text{F} + ^{45}\text{Sc}$

Wang Qi Li Songlin Lu Jun Xu Hushan Yin Xu
Fan Enjie Guo Zhongyan Zhu Yongtai Xie Yuanxiang

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

Li Zhichang Lu Xiuqin

(*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

Hu Xiaoqing

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

Received on February 18, 1993

Abstract

Excitation functions have been measured for the dissipative reaction products at $\theta_l = 26^\circ$ and $\theta_l = 42^\circ$ in the 102 MeV to 108 MeV $^{19}\text{F}^{8+} + ^{45}\text{Sc}$ reactions by a step of 300 keV. The energy coherence widths and the dinuclear system lifetimes are extracted by analysing the cross section fluctuations. The dissipative reaction mechanisms are investigated.

Key words DIC, excitation functions, fluctuation, energy coherence widths, characteristic reaction times.