

$^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 垒下熔合裂变碎片角分布*

张焕乔 刘祖华 许谨诚 阮明 钱兴¹⁾ 徐侃 吕骏

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘 要

利用云母核径迹探测器测量了轰击能量从 73.7—93.4 MeV 的 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 反应的裂变截面和碎片角分布。用考虑了核静态形变的 Wong 模型很好地重现了裂变激发函数, 由此抽取了复合核的自旋分布。同时, 利用裂变鞍点过渡态理论以抽取的自旋分布计算了裂变碎片角分布, 表明碎片各向异性实验值大于理论值。此外实验揭示出, 在低能区碎片各向异性随入射能量变化的走向不同于以前的测量结果。

一、引 言

实验观测到的垒下重离子熔合截面相对简单一维势垒穿透模型来说有很大的增强, 理论研究表明这种增强中碰撞核的结构起着重要的作用^[1]。为了严格检验现有垒下熔合的模型理论, 测量熔合复合核的自旋分布及其二次矩就显得十分必要。现采用的技术主要有: γ 多重性^[2]、裂变碎片角分布^[3]和同质异能比^[4]探针。最近 Stokstad 等人^[5]对这三种探针测量的 14 个系统的复合核平均角动量作了系统学的比较后发现, 用同质异能比和 γ 多重性技术测量的结果, 一般来说, 可以同时自洽地解释截面和角分布数据, 而裂变碎片角分布探测的情况完全异样。

近年来在近垒和垒下重离子熔合裂变反应中观察到的碎片角分布的各向异性异常现象^[6]已引起人们相当大的兴趣。我们原来的工作^[7]揭示出, 碎片各向异性随入射能量的变化在垒下存在一个峰结构, 这完全出乎理论的预料。而在 Back^[8]所做的 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 熔合裂变的碎片角分布测量中, 垒上能区碎片各向异性随入射能量成非单调的变化, 意味着可能在垒上存在类结构。如果真是这样, 值得深入研究。另外 GSI 研究组用相同实验方法在相近能量却得到完全不同的实验结果^[9,10]。他们提供的近垒能区的碎片各向异性实验数据也需要加以判明。基于这些考虑, 我们重新测量了近垒和垒下 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 熔合裂变反应的截面和碎片角分布, 得出低能区的碎片各向异性走向不同于 Back 和 Shen 的结果, 表明在垒上能区不存在类结构, 而在近垒和垒下能区依然存在碎片各向异性实验值大于理论值的异常现象。这与我们以前观测的结果是一致的。

本文 1991 年 10 月 17 日收到。

* 本工作获得国家自然科学基金资助。

1) 中国科学院近代物理研究所博士生。

二、实验方法

实验是在北京中国原子能科学研究院 HI-13 串列加速器上完成的。使用厚度为 $350\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的 ^{238}U 靶(丰度 99.99%)。用 75—95MeV 的 ^{16}O 轰击靶核。靶上束流斑点直径约 2mm。靶面和束流成 45° ，裂变碎片用云母径迹探测器探测，在实验室系中，覆盖张角为 77° — 172° 。云母探测器放在不锈钢筒内表面，云母距靶 4cm。为了甄别本底，云母在照射以前预蚀刻。两个面垒半导体探测器分别放置在 -40° 和 $+19.8^\circ$ 处，作为探测弹性散射的监视器。半导体探测器对靶的张角用标准的 ^{241}Am α 源校正。束流方向通过弹散测量进行检定。靶架上放置硫化锌荧光片监测束流位置和剖面。此外通过测量两个监视器和法拉弟筒计数率相互之间的比值来监视实验过程中束流的稳定性。云母片照射后，在浓度为 40% 的 25°C HF 中蚀刻 1.5 小时，然后用 10×40 倍的显微镜扫描裂变径迹数。由于云母探测器有探测阈值，因此对于 $z < 10$ 的反应产物是不灵敏的，而对于 $z \geq 10$ 的类弹产物，可以通过径迹大小和深度与裂变碎片明显区分。在云母片上相隔一定距离扫描 $1 \times 5\text{mm}^2$ 范围内的裂变径迹，作为对应角度的裂变碎片计数。对应的角分辨为 1.4° (其中包括束流斑点大小和离散)。总的裂变截面通过对角分布积分和 Rutherford 散射截面归一而得到。在实验室系到质心系的转换中假设复合核裂变为对称裂变。裂变碎片总动能遵守 Viola 的系统学。实验误差包括计数的统计误差，角度和立体角的不确定性以及角分布外推和坐标系转换等引起的误差。裂变碎片角分布的总误差在 1%—3% 之间，裂面截面误差在 7%—14% 之间。

三、实验结果

1. 激发函数

实验测量了质心系能量为 73.7—93.4 MeV 时 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 反应的熔合裂变激发函数(见图 1)。实线和虚线是使用 Wong 模型分别包含有形变和没有形变的计算结果。计算中使用的参数 $V_b = 81.4\text{MeV}$ ， $\hbar\omega_b = 4.0\text{MeV}$ ， $r_b^0 = 1.25\text{fm}$ ， $\beta_2 = 0.22$ 。由图可见，包括靶核的静态形变的理论计算得到的激发函数在整个能量范围内和实验结果符合很好，从计算中可以提取每个能量相应的穿透系数 T_l 。

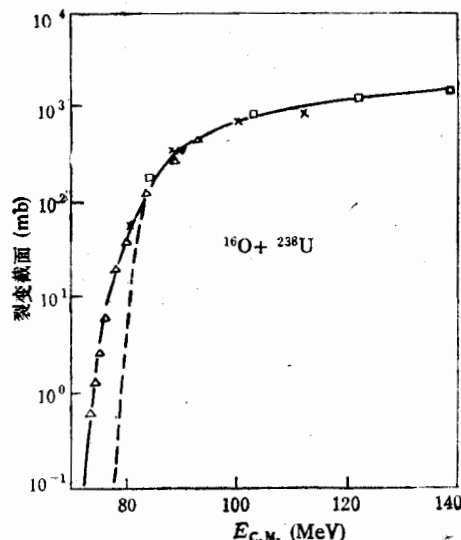


图 1 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 熔合-裂变反应的激发函数
实线和虚线是 Wong 模型分别包含有形变和没有形变的理论计算值。×是 Back, ▽是 Toke, □, △分别是 Shen 和我们的实验结果

2. 裂变碎片角分布

实验还测量了质心能量为 73.7—93.4 MeV 时 $^{16}\text{O}+^{238}\text{U}$ 反应的裂变碎片角分布(见图 2)。图中点是实验结果,实线是勒让得多项式最小二乘法拟合实验点结果,虚线是鞍点过渡态理论值。

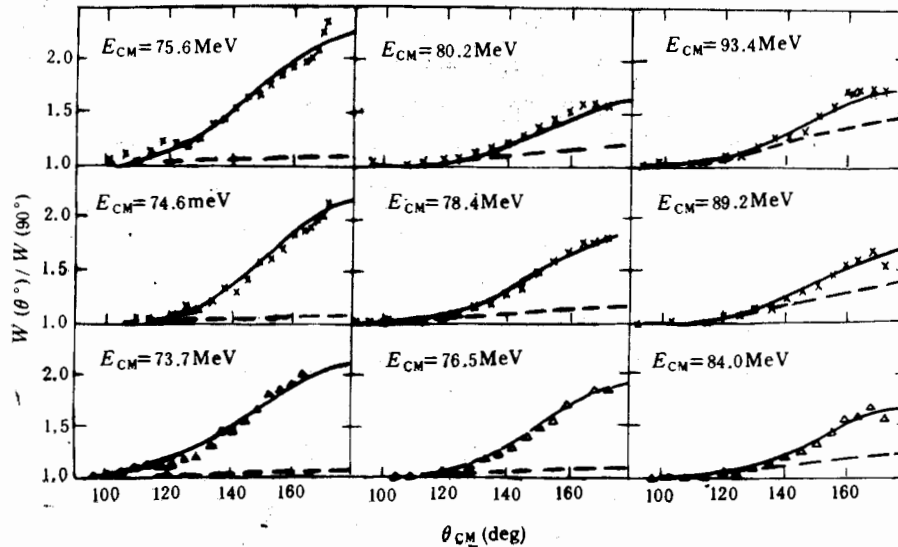


图 2 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 熔合-裂变反应的裂变碎片角分布 T_l 从 Wong 模型中提取

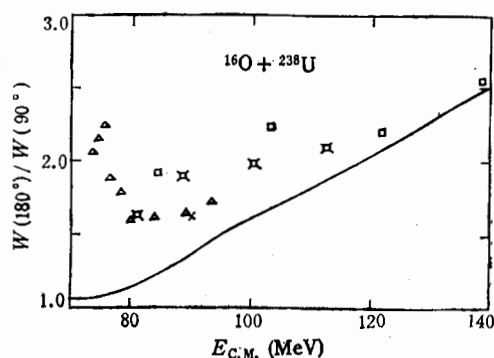
假设熔合反应形成的复合核全部发生裂变,根据鞍点过渡态统计理论,裂变碎片角分布为

$$W(\theta) = \pi k^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \sum_{k=-l}^l \frac{1}{2} (2l+1) |d_{0k}^l(\theta)|^2 \exp(-k^2/2k_0^2) \times \left[\sum_{k=-l}^l \exp(-k^2/2k_0^2) \right]^{-1}. \quad (1)$$

其中 T_l 是穿透系数,它们可以从激发函数的计算中提取, k 是自旋在对称轴上的投影,遵从高斯分布,其中弥散 $k_0^2 = J_{\text{eff}} T / \hbar^2$, T 是鞍点核温度。 $J_{\text{eff}} = J_{\parallel} J_{\perp} / (J_{\perp} - J_{\parallel})$ 是鞍点有效转动惯量。 J_{\parallel} 和 J_{\perp} 分别是平行和垂直于对称轴的转动惯量。核温度从 $T^2 = (E_x - B_f - E_{\text{rot}}) / a$ 中计算得到。其中 a 是能级密度参数 $A/8$, A 和 E_x 分别是裂变核的质量数和激发能。 B_f 是鞍点裂变位垒, E_{rot} 是转动能。图中虚线是用 Wong 模型计算激发函数中提取的 T_l 值,以鞍点过渡态理论计算裂变碎片的角分布。从图可见,实验测到的角分布各向异性比理论预言的大。

3. 裂变碎片角分布异性度

为了研究各向异性度实验结果和理论计算的系统偏离行为。图 3 给出了各向异性度随质心系能量变化的关系。实线是过渡态理论的计算结果,其中 T_l 从 Wong 模型计算

图 3 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 裂变碎片异性度随质心能量的变化

□, ×, ×, △ 分别是 Back、Shen、Toke 及我们的实验数据。实线是鞍点过渡态理论计算值

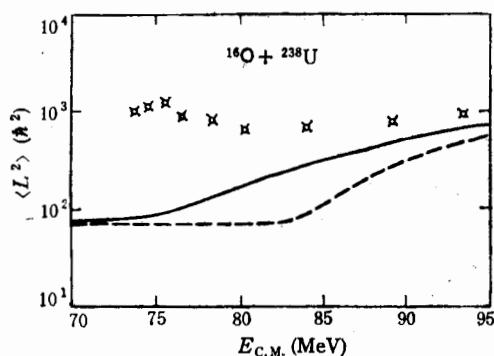
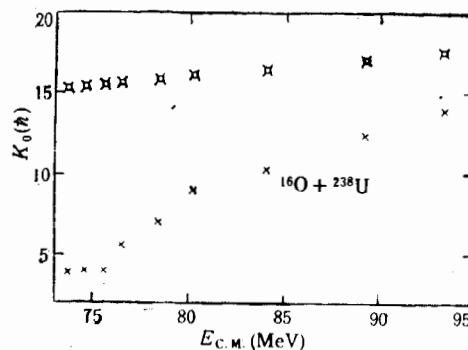


图 4 从裂变碎片各向异性实验结果得到自旋方均值和模型计算的比较

× 为实验得到的自旋方均值, 实线和虚线意义同图 1。

图 5 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 熔合裂变反应参数 k_0 随质心系能量变化的关系

× 是从有限转动液滴模型中提取, × 从裂变碎片角分布中提取。

激发函数中提取, J_{eff} 从转动液滴模型中得到。由图可见, 裂变碎片各向异性实验值普遍高于理论计算值。特别是在入射能为 75.6 MeV 时, 各向异性度变化呈现“鼓包”。此外在垒上低能区, 碎片各向异性值随入射能量单调变化, 走向不同于 Back 和 Shen 以前的测量结果。

裂变碎片角分布各向异性可以用以下近似公式表示:

$$W(180^\circ)/W(90^\circ) = 1 + (\langle I^2 \rangle / 4k_0^2), \quad (2)$$

其中假设 $I_m^2 / 4k_0^2 \ll 1$, I_m^2 和 $\langle I^2 \rangle$ 是复合核最大自旋和方均自旋。在我们的研究情况中, 上述近似条件是满足的。因此通过测量碎片角分布的异性度; 可以确定 $\langle I^2 \rangle / K_0^2$ 值。如果知道 K_0^2 , 可以得到复合核自旋二次矩 $\langle I^2 \rangle$ 。从转动液滴模型中提取 K_0^2 , 复合核的自旋二次矩 $\langle I^2 \rangle$, 可以从实验的各向异性度得到 (见图 4)。图中实线是从拟合实验激发函数的 Wong 模型计算中提取 $\langle I^2 \rangle$ 值。从图可见 Wong 模型不能同时解释熔合-裂变激发函数和复合核自旋二次矩的实验结果。

另一方面, 如果认为各向异性异常起源于 k_0 的影响, 我们可以从实验测到的碎片角

分布提取 k_0 , 图 5 是 k_0 随质心系能量变化的关系。其中 T_i 从 Wong 模型计算激发函数中得到。

四、讨论和总结

我们测量了 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 反应系统能量远低于库仑位垒的熔合裂变截面和裂变碎片角分布。在整个能区内, 熔合裂变截面可以用 Wong 模型很好地解释。但是裂变碎片角分布各向异性比理论预言的要大很多。随着入射能的增加, 这个偏差有减少的趋势。裂变碎片各向异性度随质心系能量变化的走向不同于以前测量的结果。当入射能为 75.6 MeV 时, 异性度呈现峰结构。值得指出的是, 现有理论不能同时解释熔合裂变截面和复合核自旋分布的二次矩 $\langle I^2 \rangle$ 。

从激发函数提取自旋分布比一维势垒穿透模型预言的要宽, 自旋分布的加宽有利于裂变碎片角分布各向异性度的增加。但是对于 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 反应系统, 在近垒及垒下重离子熔合-裂变反应中裂变碎片角分布各向异性度比预言的要大很多。这一点从激发函数计算得到的 $\langle I^2 \rangle$ 和从碎片角分布异性度提取的 $\langle I^2 \rangle$ 的比较中, 可以清楚地看到(见图 5)。鉴于这些事实, 我们认为在近垒及垒下重离子熔合裂变反应中, 可能在熔合模型的人射道方面, 或者裂变鞍点过渡态理论的出射道方面有不完善的地方。

另一方面, 如果上面提到的两种模型都是正确的。在近垒及垒下能区, 有可能测量到的裂变碎片除了全熔合裂变以外还有转移相继裂变, 跟随裂变的贡献。但是文献[11]使用折叠角技术区分了转移裂变和复合核裂变, 对于 84 MeV 的 $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$, 总裂变截面中转移裂变仅占 10% 左右。如扣除转移裂变的贡献, 反而使裂变碎片角分布各向异性度提高 5% 左右。因此裂变碎片角分布的异常不可能起源于转移裂变。

作者感谢中国原子能院 HI-13 运行人员为本实验提供良好的束流和工作条件。

参 考 文 献

- [1] M. Beckerman, *Phys. Rep.*, **B129**(1985), 145.
- [2] R. Vandenbosch et al., *Phys. Rev.*, **C26**(1983), 1161.
- [3] T. Murakami et al., *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 1353.
- [4] R. G. Stokstad et al., *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 399.
- [5] D. E. Digregorio et al., *Phys. Rev.*, **C43**(1991), 265.
- [6] R. Vandenbosch et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1234.
- [7] H. Zhang et al., *Phys. Lett.*, **B218**(1989), 133.
- [8] B. B. Back et al., *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 195.
- [9] J. Toke et al., *Phys. Lett.*, **B142**(1984), 258.
- [10] W. O. Shen et al., *Phys. Rev.*, **C36**(1987), 115.
- [11] 钱兴等, “84.0 MeV ^{16}O 轰击 ^{238}U 核的裂变碎片角关联的测量”, 高能物理与核物理, 待发表。

Fission-Fragment Angular Distributions for the $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ Near-and Sub-Barrier Fusion-Fission Reaction

ZHANG HUANQIAO LIU ZUHUA XU JINCHENG RUAN MING
QIAN XING XU KAN LÜ JUN

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

ABSTRACT

Fission cross sections and angular distributions have been measured for the $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ reaction at bombarding energies from 73.7 to 93.7 MeV. The fission excitation function is well reproduced on the basis of Wong model. The fission-fragment angular distributions are calculated in terms of the transition-state theory, with the transmission coefficients extracted from the excitation function calculation. It is found that a discrepancy between the observations and the predictions in angular anisotropy of fission fragments exists at near-and sub-barrier energies. Moreover the tendency of the anisotropies as a function of the center-of-mass energy aren't the same as previous measurement results.