

## $^{12}\text{C}$ 离子与各种靶核相互作用的 裂变激发函数

刘国兴 陈克良 马洪范 王素芳 蔡 薇

(中国科学院近代物理研究所)

### 摘 要

本工作采用金硅面垒型半导体探测器和固体径迹探测器测量了 57.0—73.0 MeV  $^{12}\text{C} + ^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , W, Re, Pt,  $^{197}\text{Au}$ , Pb 和  $^{209}\text{Bi}$  裂变反应碎片角分布和裂变激发函数。由相当于全动量转移的裂变事件的碎片角分布统计理论直接确定了全融合反应截面  $\sigma_{f,n}$ , 从而获得了作为激发能函数的  $\langle \Gamma_f/\Gamma_n \rangle$  实验值。与理论计算符合得到裂变位垒高度, 标准偏差为 2.5 MeV。实验上确定的裂变位垒与非旋转液滴模型计算值相符合。用同样方法, 我们还分析了已经发表了的  $^{12}\text{C} + ^{174}\text{Yb}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{198}\text{Pt}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{170}\text{Er}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$  和  $^{18}\text{O} + ^{192}\text{Os}$  裂变反应激发函数, 研究了裂变位垒随裂变核质量数  $A$  的变化, 并且和液滴模型理论做了比较。

### 一、前 言

裂变碎片角分布和裂变激发函数的测量是重离子裂变反应研究的一个重要方面。这类实验能够为深化人们对原子核结构的认识, 增加对重离子反应过程的了解提供有用的信息。裂变激发函数的测量是研究裂变几率作为各种核参数函数知识的直接来源。对从裂变激发函数提取的  $\langle \Gamma_f/\Gamma_n \rangle$  作理论分析能够确定裂变位垒高度, 能级密度参数以及裂变几率对裂变核角动量的依赖关系等。裂变几率随裂变核角动量的变化可以通过测量不同反应道形成相同裂变核的裂变激发函数显示出来。按照转动液滴模型理论, 大角动量裂变核所以有较高的裂变几率是由于转动核离心力的作用导致裂变位垒降低的结果。此外, 裂变位垒作为裂变核原子序数  $Z$  和质量数  $A$  的函数其变化趋势的知识, 在估计超重核对于自发裂变稳定性的影响方面是很有用的。

迄今, 已经发表了若干重离子裂变反应激发函数的实验结果。J. Gilmore 等<sup>[1]</sup>测量了  $^{12}\text{C} + ^{169}\text{Tm}$ ,  $^{185}\text{Re}$ ;  $^{16}\text{O} + ^{165}\text{Ho}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{185}\text{Re}$ ;  $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  等裂变反应的激发函数, 研究了角动量对裂变几率的影响。T. Sikkeland 等<sup>[2]</sup>测量了  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,

$^{19}\text{F}$  和  $^{20}\text{Ne}$  与各种靶核相互作用的裂变激发函数,假定上述各种裂变反应体系通过复合核裂变,并由裂变激发函数提取的  $\langle \Gamma_f/\Gamma_n \rangle$  实验值的理论分析中确定了裂变位垒和能级密度参数. H. Delagrangé 等<sup>[3]</sup>采用包括蒸发模型的理论计算拟合  $^{12}\text{C}+^{174}\text{Yb}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{182}\text{W}$  裂变激发函数,提取裂变位垒和能级密度参数,还研究了发射  $\alpha$  粒子对裂变激发函数的影响. 最近, J. Van der Plicht 等<sup>[4]</sup>用  $^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16,18}\text{O}$ ,  $^{24,26}\text{Mg}$ ,  $^{32}\text{S}$  和  $^{64}\text{Ni}$  轰击各种靶核,研究裂变位垒对裂变核质量数  $A$  和角动量的依赖关系.

本工作采用金硅面垒型半导体探测器和固体核径迹探测器测量了 57.0—73.0 MeV  $^{12}\text{C}+^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , W, Re, Pt,  $^{197}\text{Au}$ , Pb 和  $^{209}\text{Bi}$  裂变反应碎片角分布和裂变激发函数. 目的在于用全动量转移的裂变事件碎片角分布统计理论直接确定反应的全熔合截面  $\sigma_{jm}$  从而获得作为激发能函数的  $\langle \Gamma_f/\Gamma_n \rangle$  实验值,再与理论计算比较以提取裂变位垒,研究裂变位垒随裂变核质量数  $A$  的变化,并且和液滴模型理论进行比较.

## 二、实验方法

采用全硅面垒型半导体探测器和固体径迹探测器测量碎片角分布和裂变截面的实验方法我们已经做了详细的叙述<sup>[5]</sup>. 实验是在兰州近代物理研究所 1.5 米重离子回旋加速器上完成的,使用常规实验装置.  $^{12}\text{C}$  离子最高能量为 72.7 MeV,束流通过两个环形准直器后进入靶室,用铝吸收片降能. 靶子置于靶室中心且与人射束方向成  $45^\circ$  角. 靶厚约为 200—500  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ,其中 Ta, W, Re 和 Pt 靶是用电子轰击和离子溅射方法制备的. 用靶室末端的法拉第筒接电流积分器测量束流强度,用金硅面垒半导体探测器测量  $25^\circ$  方向散射的  $^{12}\text{C}$  离子. 天然白云母固体核径迹探测器放在与人射束夹角为  $70$ — $170^\circ$  范围内,距离靶子中心为 10 cm,辐照后在标准条件下进行化学蚀刻,使用  $40\times 12.5$  倍光学显微镜对裂变碎片径迹扫描,从而获得裂变反应在实验室系统中的碎片角分布.

## 三、结果与讨论

根据下式计算裂变截面

$$\sigma_f = \frac{\pi N_f(90^\circ) \sigma_c d\Omega_c}{N_e d\Omega_f(90^\circ)} \int_0^\pi \frac{W(\theta)}{W(90^\circ)} \sin\theta d\theta. \quad (1)$$

式中  $\sigma_c$  是  $^{12}\text{C}$  与靶核的库仑散射截面,  $d\Omega_c$  是半导体探测器对靶子所张的立体角,  $N_e$  是半导体探测器记录的弹性散射  $^{12}\text{C}$  离子数,  $d\Omega_f(90^\circ)$  是裂变碎片探测器对靶子张的立体角,  $N_f(90^\circ)$  是它记录的碎片数.  $W(\theta)/W(90^\circ)$  是裂变反应在质心系统中的碎片角分布.

裂变截面  $\sigma_f$  的误差为  $\pm 6$ — $10\%$ ,包括以下各项的贡献: 碎片计数统计误差为  $\pm 3$ — $8\%$ ; 弹性散射的  $^{12}\text{C}$  离子计数的统计误差为  $\pm 1$ — $3\%$ ; 分谱(从能谱上分开弹性与非弹性散射的  $^{12}\text{C}$  离子)误差为  $\pm 1\%$ , 电子学仪器死时间修正误差为  $\pm 1\%$ , 计算立体角的误差为  $\pm 2\%$ , 计算数值积分  $\int_0^\pi \frac{W(\theta)}{W(90^\circ)} \sin\theta d\theta$  的误差为  $\pm 2$ — $3\%$ .

表 1  $^{12}\text{C}$  与各种靶核相互作用的裂变截面

$E(\text{MeV})$	$E(\text{MeV})$		$\sigma_f(\text{mb})$		
	C + Tm	C + Lu	C + Ta	C + W	C + Re
72.7	0.141+0.014	0.741+0.070	4.25+0.25	6.60+0.50	14.0+1.1
69.6	0.023+0.003	0.156+0.020	1.85+0.09	3.00+0.24	7.1+0.6
67.3	0.016+0.002	0.097+0.010	1.17+0.06	1.50+0.12	3.80+0.34
65.4		0.041+0.005	0.73+0.04	0.90+0.07	2.37+0.21
63.3			0.36+0.02	0.50+0.05	1.07+0.11
61.4				0.26+0.03	0.160+0.018
59.4				0.12+0.01	0.030+0.003
	C + Pt	C + Au	C + Pb	C + Bi	
72.7	83.1+6.4	147+7	259+13	447+36	
69.6	34.2+3.0	89+4	160+8	311+24	
67.3	20.5+1.8	58+3	106+6	143+12	
65.4	8.6+0.7	36+2	58+3	126+9	
63.3	5.2+0.4	20+1	46+2	97+6	
61.4	1.9+0.2	10.9+0.5	14.0+0.7	44+3	
59.4	0.43+0.04	4.7+0.2	4.5+0.2	14+1	
57.2	0.07+0.01	0.88+0.06	0.26+0.04	0.23+0.02	

表 1 给出了 57.0—73.0 MeV  $^{12}\text{C}+^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , W, Re, Pt,  $^{197}\text{Au}$ , Pb 和  $^{209}\text{Bi}$  相互作用的裂变截面  $\sigma_f$ 。图 1 给出了上述反应的裂变激发函数。对于  $^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  反应, 尽管我们测量的能区与 G. Gordon 等<sup>[6]</sup>和 H. Britt 等<sup>[7]</sup>测量的能区交叉很小, 但是无论是裂变截面数值还是裂变激发函数走向都是符合的, 可以把两组数据平滑地连接起来。对于  $^{12}\text{C}+\text{W}$  反应, 我们的测量结果和 T. Sikkelond 等<sup>[2]</sup>的结果也是符合的。

经碎片-碎片角关联实验确认, 本工作所研究的裂变反应是入射粒子的动量全部转移给靶核的复合核裂变<sup>[8]</sup>, 初始复合核有固定的激发能和相同的组成。我们把给定角动量  $e$  的反应体系的  $\Gamma_f/\Gamma_n$  标记为  $(\Gamma_f/\Gamma_n)_i$ , 对所有  $e$  求平均, 得到反应体系的裂变宽度与中子蒸发宽度之比的平均值  $\langle \Gamma_f/\Gamma_n \rangle_0$ 。这样, 在裂变几率随激发能迅速增加的区域,  $\langle \Gamma_f/\Gamma_n \rangle$  实验值能够用下式近似,

$$\left\langle \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \right\rangle_{\text{实验}} = \frac{\sigma_f}{\sigma_{fu} - \sigma_f} \quad (2)$$

$\sigma_{fu}$  是反应的全融合截面, 它由全动量转移裂

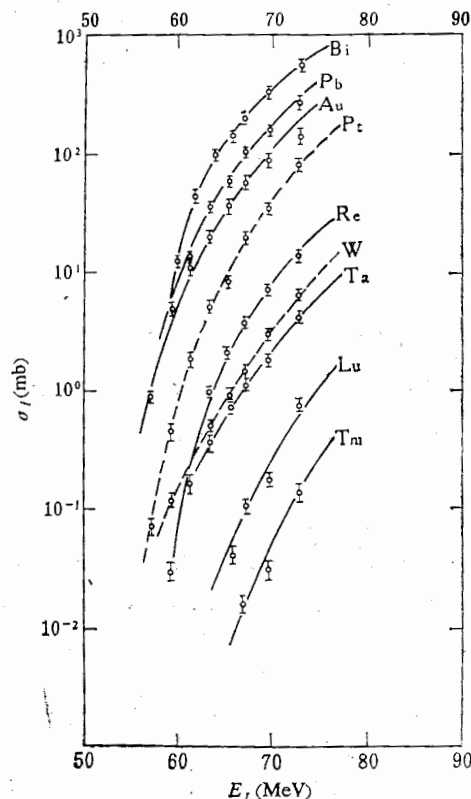


图 1  $^{12}\text{C}+^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , W, Re, Pt,  $^{197}\text{Au}$  和  $^{209}\text{Bi}$  裂变反应的激发函数

) 是下子 一单吳

变事件的碎片角分布的统计理论直接确定<sup>[9]</sup>. 本工作所研究的裂变反应形成的裂变核是比较轻的 ( $Z < 90$ ), 可以认为实验上测量的裂变截面第一次机会裂变的贡献占绝对优势. 在低激发能区, 我们还忽略了带电粒子蒸发的影响. 图 2 给出了  $^{12}\text{C} + ^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , W, Re, Pt 和  $^{197}\text{Au}$  反应作为激发能函数的  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  实验值. 图 2 定量地表示了各种核参数对裂变几率的影响. 由图 2 可以看出,  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  随靶核原子序数  $Z$  和质量数  $A$  的增加而增加, 随激发能减少而迅速地减少, 对于较高的激发能, 裂变核有较高的裂变几率. 对于  $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  反应, 图 2 未划出由裂变截面导出的  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  实验值. 这是因为上述两个反应形成了  $Z \geq 90$  区域的裂变核, 裂变位垒约为几个兆电子伏, 在重离子引起的这类裂变反应中, 为了克服库仑位垒入射能量是很高的, 于是形成的复合核具有很高的激发能, 而复合核又主要是通过裂变道退激, 因此  $\Gamma_f / \Gamma_n$  对裂变截面  $\sigma_f$  不灵敏, 所以一般不是从裂变截面导出  $\Gamma_f / \Gamma_n$  的实验值, 而是从测量复合核蒸发中子的截面  $\sigma_{en}$  导出  $\Gamma_f / \Gamma_n$  的实验值.

根据统计模型已经导出若干  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  与各种核参数之间的关系的表达式. 一些研究表明, 在较低入射能量时, 采用能级密度  $\rho(E) \approx \exp[2(\alpha E)^{1/2}]$ , 获得的计算值与实验数据符合得很好. 如果角动量效应在能量计算中加以考虑, 于是有<sup>[10]</sup>,

$$\left(\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}\right)_l = \frac{K_0 [2a_f^{1/2}(E - E'_f - E'_R)^{1/2} - 1]}{4A^{2/3}(a_f/a_n)(E - B'_n - E_R^0)} \exp\{2a_n^{1/2}[(a_f/a_n)^{1/2}(E - E'_f - E_R^0)^{1/2} - [E - B'_n - E_R^0]^{1/2}]\}, \quad (3)$$

$$\left\langle \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \right\rangle_{\text{理论}} = \frac{\sum_{l=0}^{l_{cr}} \left(\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}\right)_l \sigma_l}{\sum_{l=0}^{l_{cr}} \sigma_l}. \quad (4)$$

$A$  和  $E$  分别是复合核质量和激发能;  $K_0 \sim 9.8\text{MeV}$ ;  $a_f$  和  $a_n$  是裂变和蒸发中子的能级密度参数;  $B'_n = B_n + \Delta_n$ ,  $B'_n$  是有效中子结合能  $B'_n = B_n + \Delta_n$ ,  $B_n$  是中子结合能,  $\Delta_n$  是中子蒸发后余核的能隙;  $E'_f = E_f + \Delta_f$ ,  $E'_f$  是有效裂变位垒,  $\Delta_f$  是裂变核在鞍点的能隙;  $E'_R = \hbar^2 l(l+1)/2\mathcal{I}_f$ , 是裂变核在鞍点的转动能,  $\mathcal{I}_f$  是裂变核的转动惯量;

$$E_R^0 = \hbar^2 l(l+1)/2\mathcal{I}_0$$

是蒸发中子后余核的转动能,  $\mathcal{I}_0$  是余核的转动惯量. 由于裂变核激发能超过了裂变位垒, 方程(3)中忽略了量子力学位垒穿透效应, 此外, 还忽略了中子带走的角动量. 计算中, 中子结合能  $B_n$  取自文献[11]. 对于奇-奇核, 奇  $A$  核和偶-偶核, 中子蒸发后余核的能隙  $\Delta_n$  取 0,  $\alpha$  和  $2\alpha$ ,  $\alpha = 12/A^{1/2}\text{MeV}$ . 中子蒸发后余核的转动惯量近似等于刚体的转动惯量,  $\mathcal{I}_0 = \frac{2}{5} m r_0 A^{5/3}$ , 核半径参数  $r_0 = 1.2249\text{ fm}$ .  $\sigma_l = \pi \lambda^2 (2l+1) T_l$  是分波截面, 采用光学模型作抛物近似计算穿透系数  $T_l$ , 计算时核势取自文献[12]

$$V_N(r) = -V_0 \exp\left[-\frac{r - r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d}\right] \quad (5)$$

核势参数是,  $V_0 = 70\text{MeV}$ ,  $r_0 = 1.24\text{fm}$ ,  $d = 0.48\text{fm}$ .  $l_{cr}$  是形成复合核的临界角动量, 由 R. Bass 模型<sup>[12]</sup>确定. 按照这个模型, 包括库仑势, 离心势和核二体势的两个碰撞核间的相互作用势为:

$$V_i(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l^2}{2\mu r^2} - \frac{a_s A_1^{1/3} A_2^{1/3} d}{R_{12}} \exp\left(\frac{R_{12} - r}{d}\right). \quad (6)$$

式中  $Z$  和  $A$  为碰撞核的原子序数和质量数,  $\mu$  是折合质量,  $r$  是两个球形核的中心距离,  $R_{1,2}$  是碰撞核半密度半径之和,  $R_{1,2} = R_1 + R_2 = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ , 半径参数  $r_0 = 1.07\text{fm}$ , 表面能系数  $a_s = 17.0\text{MeV}$ , 模糊系数  $d = 1.35\text{fm}$ .

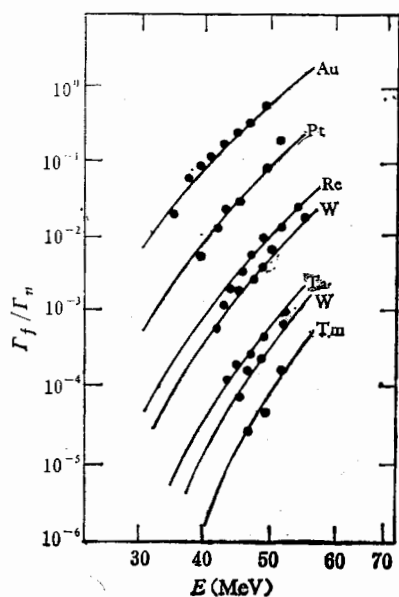


图 2  $^{12}\text{C} + ^{169}\text{Tm}$ ,  $^{173}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , W, Re, Pt,  $^{197}\text{Au}$  反应,  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  实验值随裂变核激发能变化

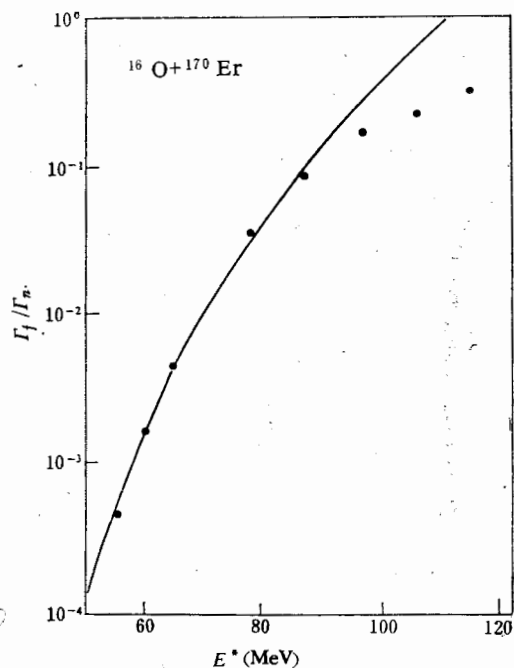


图 3  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  的实验值随裂变核激发能的变化.  $^{16}\text{O} + ^{170}\text{Er}$  反应裂变激发函数实验数据取自文献[4], 实线是根据公式(4)计算的

按照公式(4)计算的  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  理论值随激发能增加而很快地增加. 如果固定参数为  $\mathcal{F}_0 / \mathcal{F}_s$  和  $a_f / a_n$ , 当能级密度参数  $a_n$  由大变小 ( $a_n = A/7 - A/15$ ), 曲线稍有变化; 如果固定参数为  $\mathcal{F}_0 / \mathcal{F}_s$  和  $a_n$ , 裂变能级密度和中子蒸发能级密度比  $a_f / a_n$  由小变大

$$(a_f / a_n = 1.10 - 1.35),$$

曲线稍微变平, 但整个曲线抬高了,  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  值提高 2—3 个数量级.  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  曲线的斜率随参数  $a_f / a_n$  和  $\mathcal{F}_0 / \mathcal{F}_s$  的增加或减少有较大的变化, 但是这些参数可以选取与裂变核形成反应和激发能无关的常数, 通过与  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  实验值反复比较可以得到一组较为合理的参数值. 计算表明, 裂变核激发能在 80MeV 以下的低能部分与  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  实验值符合较好的一组参数是:  $\mathcal{F}_s / \mathcal{F}_0 = 2.0$ ,  $a_f / a_n = 1.20$  和  $a_n = A/10\text{MeV}^{-1}$ . 图 2 中的实线就是根据这组参数计算的. 我们在分析已经发表的  $^{12}\text{C} + ^{174}\text{Yb}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{198}\text{Pt}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}$ ,

$^{16}\text{O}+^{170}\text{Er}$ ,  $^{16}\text{O}+^{181}\text{Ta}$  和  $^{18}\text{O}+^{192}\text{Os}$  等裂变激发函数时 (1)(4), 当激发能超过 80MeV 时,  $\langle\Gamma_f/\Gamma_n\rangle$  理论值与实验值的偏离随激发能的增加而增加(如图 3 所示). 这个现象可以作如下解释:  $\langle\Gamma_f/\Gamma_n\rangle$  实验值是根据公式 (2) 计算的, 忽略了带电粒子蒸发的贡献, 然而随着激发能增加, 蒸发带电粒子的几率增加了, 使公式 (2) 的近似性变坏, 从  $\langle\Gamma_f/\Gamma_n\rangle$  理论值来看, 在低激发能区, 假设第一次机会裂变是占绝对优势的, 但是, 在较高激发能区必然有多次机会裂变的贡献, 这部份我们没有考虑. 另外, 能级密度参数  $a_f/a_n$  和参数  $\mathcal{F}_f/\mathcal{F}_n$  是否与激发能有关以及由此对  $\langle\Gamma_f/\Gamma_n\rangle$  产生的影响还有待进一步研究.

如果直接用平均转动能代入  $\Gamma_f/\Gamma_n$  的表达式, 而不是对各个角动量分波平均, 同样能够获得与  $\Gamma_f/\Gamma_n$  实验值较好的符合<sup>[2]</sup>. 这说明考虑角动量对  $\Gamma_n/\Gamma_f$  的影响, 直接将平均转动能代入  $\Gamma_n/\Gamma_f$  的表达式是合理的.

表 2 裂变位垒高度的实验值与计算值的比较

反应体系	复合核	$Z^2/A$	$B_n^0(\text{MeV})$	$E_f^0 \text{ exp}(\text{MeV})$	$E_f^{11}(\text{MeV})$
$^{12}\text{C} + ^{169}\text{Tm}$	$^{181}\text{Re}$	31.08	9.7	25.4	23.0
$^{12}\text{C} + ^{173}\text{Lu}$	$^{187}\text{Ir}$	31.71	9.4	23.1	21.1
$^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$	$^{193}\text{Au}$	32.34	8.5	20.0	23.4
$^{12}\text{C} + \text{W}$	$^{196}\text{Hg}$	32.65	8.5	20.6	20.4
$^{12}\text{C} + \text{Re}$	$^{198}\text{Tl}$	32.14	7.6	17.8	19.5
$^{12}\text{C} + \text{Pt}$	$^{207}\text{Po}$	34.09	9.2	18.5	18.6
$^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$	$^{209}\text{At}$	34.57	9.2	16.8	18.6
$^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta}^{(1)}$	$^{197}\text{Tl}$	33.30	8.0	19.6	18.4
$^{12}\text{C} + ^{174}\text{Yb}^{(4)}$	$^{186}\text{Os}$	31.05	8.2	24.5	23.2
$^{16}\text{O} + ^{170}\text{Er}^{(4)}$	$^{186}\text{Os}$	31.05	10.0	23.7	23.2
$^{18}\text{O} + ^{192}\text{Os}^{(4)}$	$^{210}\text{Po}$	33.60	8.2	17.5	21.0
$^{12}\text{C} + ^{198}\text{Pt}^{(4)}$	$^{210}\text{Po}$	33.60	8.2	18.3	21.0
$^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}^{(4)}$	$^{158}\text{Er}$	29.27	9.6	29.9	29.0

表 2 给出了数据处理结果. 表 2 的倒数第二行列出了从数据分析中得到的裂变位垒实验值, 标准偏差约为 2.5MeV, 最后一行列出了 W. D. Myers 和 W. J. Swiatecki 理论计算值<sup>[11]</sup>. 图 4 给出了裂变位垒实验值与非旋转液滴模型理论比较. 图中的实线是液滴模型裂变位垒作为裂变参数函数画出的, 裂变参数由下式给出<sup>[14]</sup>,

$$\chi = \frac{E_c^0}{2E_f^0} = \frac{C_3}{2\alpha_2(1-KI^2)} \frac{Z^2}{A} \quad (7)$$

参数取自文献<sup>[15]</sup>,  $C_3 = 0.7053$ ,  $\alpha_2 = 17.9439$  和  $K = 1.7826$ . 液滴模型裂变位垒是用函数  $(E_f^0/E_c^0) \cdot 600\text{MeV}$  表示的, 其中表面能  $E_f^0 = \alpha_2(1-KI^2)A^{2/3}$ ,  $I = (N-Z)/A$  是同位旋因子. 裂变位垒实验值与液滴模型预言值表现出某种程度的偏离. 图 5 表示裂变位垒随裂变核质量数  $A$  的变化, 为了比较也画出了这方面以前工作结果<sup>[12,16,17]</sup>. 这些实验结果大部份是用重离子反应获得的. 由图 5 可以看出, 实验点主要分布在质量数

$$A = 180 - 210$$

区域内, 在误差范围内, 我们的实验结果和以前工作结果相符. 图中的实线是根据经典液滴模型计算的, 虚线显示了壳效应<sup>[16]</sup>. 在质量数  $A = 180-190$  区域, 裂变位垒实验值低于经典液滴模型计算值(图 5 中的实线); 而在质量数  $A = 200-210$  区域内, 裂变位垒实

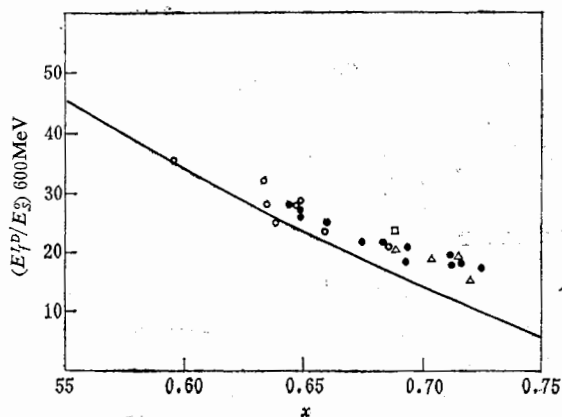


图 4 裂变位垒高度随裂变参数的变化

●——本工作, ○——T. Sikkeland 等<sup>[2]</sup>, △——J. R. Huizenga 等<sup>[16]</sup>, □——D. S. Burnett 等<sup>[17]</sup>

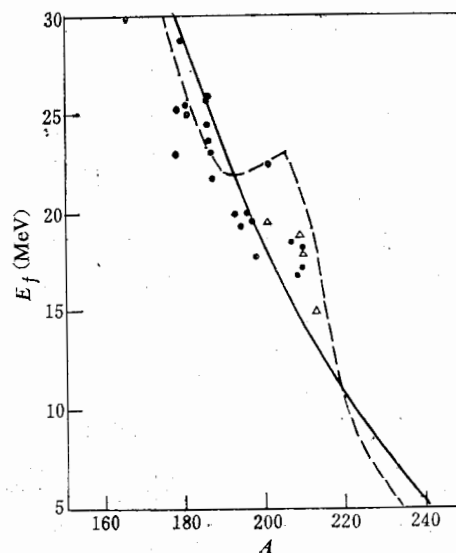


图 5 裂变位垒高度随裂变核质量数 A 的变化

●——本工作, ○——T. Sikkeland 等<sup>[2]</sup>, △——J. R. Huizenga 等<sup>[16]</sup>, □——D. S. Burnett 等<sup>[17]</sup>

验值却高于经典液滴模型计算值。实验结果表明, 裂变位垒实验值随质量数  $A$  的变化有明显的结构, 大体上与液滴模型加壳修正的计算值相一致。

## 参 考 文 献

- [1] J. Gilmore, et al., Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-9304, 1960.
- [2] T. Sikkeland et al., *Phys. Rev.*, **135**(1964), B669; *Phys. Rev.*, **C3**(1971), 329.
- [3] H. Delagrangé et al., *Phys. Rev.*, **C16**(1977), 706.
- [4] J. Van der Plicht et al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983), 2022.
- [5] 中国科学院近代物理研究所, 科学技术报告汇编, 第 5 集, 1981, p. 120.
- [6] G. E. Gordon, UCRL-9083, 1960.
- [7] H. C. Britt, A. R. Quinton, In Proceedings of the Second Conference on Reactions Between Complex Nuclei 1960.
- [8] 原子核物理 (1974 年会议资料选编), 原子能出版社, 1974, p. 155.
- [9] 刘国兴等, 高能物理与核物理, **6** (1982), 737.
- [10] J. R. Huizenga, R. Vandenbosch, in Nuclear Reactions, edited by P. M. Endt and P. B. Smith (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1962), Vol. II, p. 42.
- [11] W. D. Wyers and W. J. Swiatecki, *Nucl. Phys.*, **81**(1966), 1; University of California Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-11980, 1965.
- [12] T. D. Thomas, *Phys. Rev.*, **116**(1959), 703; V. E. Viola et al., *Phys. Rev.*, **128**(1962), 767.
- [13] R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1980, p. 326.
- [14] H. C. Pauli, T. Ledergerber, *Nucl. Phys.*, **A175**(1971), 545.
- [15] W. D. Myers, W. J. Swiatecki, *Ark. Fysik*, **36**(1967), 343.
- [16] J. R. Huizenga et al., *Phys. Rev.*, **126**(1962), 210.
- [17] D. S. Burnett et al., *Phys. Rev.*, **134B**(1964), 954.

## FISSION EXCITATION FUNCTION IN INTERACTIONS OF $^{12}\text{C}$ IONS WITH VARIOUS TARGETS

LIU GUO-XING CHEN KE-LIANG MA HONG-FAN WANG SU-FANG CAI WEI

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

### ABSTRACT

Angular distributions of fission fragment and fission excitation functions was measured for a series of reactions  $^{12}\text{C} + ^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , W, Re, Pt,  $^{197}\text{Au}$ , Pb and  $^{209}\text{Bi}$  in the 57.0—73.0 MeV energy region with mica detectors and gold surface barrier silicon detectors. The experimental values  $\langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  were obtained from fission excitation functions and compared to theoretical ones. The variation of the experimental values for the fission barrier height with the mass number A of the compound nuclei was studied and compared to the theoretical predictions by the liquid drop model.