

$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应碎片角分布 和激发函数测量

刘国兴 郑纪文 陈克良 王素芳 白兴平 于 谨

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘 要

本工作采用固体核径迹探测器(天然白云母)和金硅面垒型半导体探测器测量了 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应的碎片角分布和激发函数。由碎片角分布各向异性提取的鞍点有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 与转动有限力程模型 (RFRM) 做了比较。用统计蒸发模型计算的裂变激发函数拟合实验数据, 研究了裂变位垒的角动量效应。

一、引 言

核裂变是原子核一种重要的运动形态, 是核物质进行剧烈的重新分布和大规模集体运动的结果。研究重离子引起的核裂变现象和反应机制, 以及从相关的重离子反应过程中鉴别出裂变过程成为目前引人注目的研究领域。所以, 在过去若干年里, 在重离子裂变反应方面已经进行了大量的实验和理论研究。

裂变碎片角分布和激发函数的测量是研究重离子裂变反应一个重要方面。1983年, L. C. Vaz 和 M. Alexander 对带电粒子引起的裂变反应碎片角分布的实验研究做了详细的评述^[1]。轻粒子和比较轻的重离子引起裂变反应的碎片角分布的大多数实验结果都能比较满意地用复合核过渡态模型解释。但是, 当更重的重离子进入实验以后, 例如像 $^{32}\text{S} + ^{248}\text{Cm}$ 这样的体系, 实验的碎片角分布显示出反常大的各向异性, 这是难以用复合核过渡态理论解释的。这种反常大的碎片角分布各向异性可能与快裂变过程有关。最近, P. Bond^[2] 和 H. Rossner 等^[3]各自提出用统计断点模型解释实验的裂变碎片角分布, 获得了某些成功。

裂变激发函数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。用包括角动量相关的液滴模型裂变位垒的统计蒸发模型拟合实验的重离子裂变激发函数能够提取裂变位垒高度。理论模型分析表明, 对于较轻的重离子裂变反应, 统计蒸发模型能够很好地描述实验的裂变激发函数。然而, 当炮弹能量为 10—20 MeV/A 时, 包括角动量相关裂变位垒的统计蒸发模型再也不能拟合实验的裂变激发函数了^[4]。

本工作采用固体核径迹探测器(天然白云母)和金硅面垒型半导体探测器测量了

$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应碎片角分布和激发函数。由碎片角分布各向异性提取的表征核在鞍点形状的有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 与转动有限力程模型^[5,6]做了比较。用包括角动量相关裂变位垒的统计蒸发模型拟合实验的裂变激发函数,研究了裂变位垒高度的角动量效应。

二、实验方法

实验是在中国科学院兰州近代物理研究所 1.5 米重离子回旋加速器上进行的。 ^{12}C 离子束的能量是 72.7 MeV, ^{14}N 离子束的能量是 96.6 MeV。束流通过降解装置进入直径为 50 cm 的散射室,束流在轰击靶子前经过了长为 26 cm 的准直器,准直器内设置了两个直径为 3 mm 的光栏。靶子置于靶室中心且与束流入射方向成 45° 角,靶子厚度为 $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。靶室末端接法拉第筒,它与电流积分器相连接,用来测量通过靶子的粒子束强度。在与束流方向夹角为 $70^\circ - 174^\circ$ 范围内,放置固体核径迹探测器(天然白云母片)测量碎片角分布。在与束流成 90° 角方向放置云母核径迹探测器同时测量微分裂变截面。用金硅面垒型半导体探测器测量 25° 方向的弹性散射离子对裂变截面进行绝对归一。

三、实验结果与讨论

1. 碎片角分布

我们测量了 72.7, 69.6, 67.4, 65.4, 63.4 和 61.4 MeV $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 96.6, 92.2, 88.1,

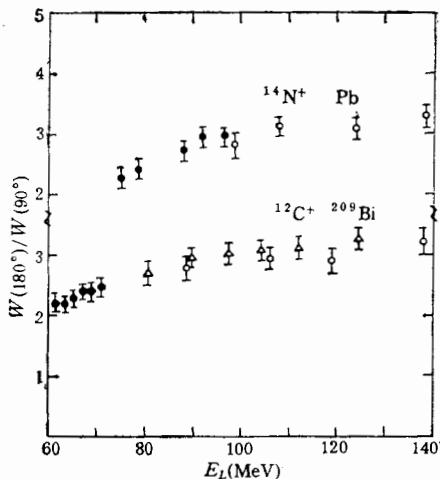


图 1 对于 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应,碎片角分布各向异性 $W(180^\circ)/W(90^\circ)$ 随轰击能量的变化。●——本工作。○△——数据取自文献[9]和[10]

79.0 和 75.6 MeV $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应碎片角分布。作为例子,工作[7]已经给出了 96.6, 88.1 和 79.0 MeV $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应在质心系统中的碎片角分布。用建立在过渡态统计理论基础上碎片角分布理论公式^[8]拟合测量的碎片角分布,从而确定了碎片角分布的各向异性 $W(180^\circ)/W(90^\circ)$ 。图 1 给出了 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应作为轰击能量函数的碎片角分布各向异性 $W(180^\circ)/W(90^\circ)$ 。实验点误差为 $\pm 2-3\%$ 。为了比较,图 1 还给出了类似工作的结果^[9,10]。从图 1 可以看出,当炮弹能量较低时,碎片角分布各向异性 $W(180^\circ)/W(90^\circ)$ 是小的,随着炮弹能量增加,角分布各向异性也逐渐增加。当炮弹能量在 90—140 MeV 范围内,碎片角分布各向异性几乎不再随轰击能量而增加。碎片角分布各向异性 $W(180^\circ)/W(90^\circ)$ 随

炮弹能量变化的趋势与 V. Viola^[10] 用 60—120 MeV ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N 和 ^{16}O 离子轰击 ^{197}Au

和 ^{209}Bi 靶子时, 所得到的碎片角分布各向异性 $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ 随炮弹能量变化的趋势是一致的。

根据过渡态统计模型(即统计鞍点模型), 当忽略入射离子和靶核的自旋时, 认为裂变核总角动量 I 在束流方向上的投影是零($M = 0$), 近似的总的碎片角分布表达式是^[8]

$$W(\theta) = \sum_{l=0}^{l_m} \frac{(2l+1)^2 T_l \exp(-l^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2) B_0(i l^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2)}{\text{erf}[(I/2K_0^2)^{1/2}]}, \quad (1)$$

式中 $\text{erf}[(I/2K_0^2)^{1/2}]$ 是用 $\text{erf}(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ 定义的误差函数。 B_0 是零级虚

贝塞尔函数。采用抛物线近似计算透射系数 T_l , 形成裂变核的最大角动量 $l_m^2 = 2\langle I^2 \rangle$, $\langle I^2 \rangle = \sum_{l=0}^{l_m} l^2 (2l+1) T_l / \sum_{l=0}^{l_m} (2l+1) T_l$, K_0 是裂变核角动量 I 在核对称轴的分量 K 的平均值

$$K_0^2 = i \mathcal{I}_{\text{eff}} / \hbar^2, \quad (2)$$

i 是裂变核在鞍点的核温度, 它可根据费米气体模型和状态方程计算。这样一来, 碎片角分布各向异性 $W(180^\circ)/W(90^\circ)$ 是由唯一的参数 K_0^2 确定的。采用方程(1)拟合测量的碎片角分布, 可以提取 K_0^2 , 由 K_0^2 计算核在鞍点的有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$, 可以从实验上研究核在鞍点的形状。图 2 给出了根据实验的碎片角分布各向异性 $W(180^\circ)/W(90^\circ)$ 计算的裂变核在鞍点的有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 随角动量 $\langle I^2 \rangle^{1/2}$ 的变化。图中的实线是根据转动有限力程模型(RFRM)

计算的。按照 A. Sierk 给出的计算裂变核在鞍点的有效转动惯量的解析表达式^[6], 可以计算给定裂变核(Z, A)在鞍点的有效转动惯量。图 2 中的虚线是根据 A. Sierk 给出的表达式计算的。从图 2 可以看出, 本工作的实验点处在较低的角动量区域, 实验结果大体上与转动有限力程模型预言值相符合。

H. Baba 等^[9]的结果处在较高的角动量区域, 比转动有限力程预言值偏低。总的说来, 实验结果总的变化趋势与理论模型预言值大体上是一致的。实验结果与理论模型所表现出来的某些偏离, 一方面是由于理论模型本身

所固有的近似性造成的, 另一方面也会由于计算核在鞍点处的有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 时, 各种参数选取的误差所引起的。此外, 对于 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 裂变反应, 轰击能量基本上在库仑位垒附近, 毫无疑问, 这时, 相对运动自由度与其它自由度的耦合就变得重要了。这一点, 本工作未加考虑。因为对 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和某些其它裂变反应的碎片角分布数据, 我们还将做进一步的分析和研究。

2. 裂变激发函数

根据下式计算裂变截面

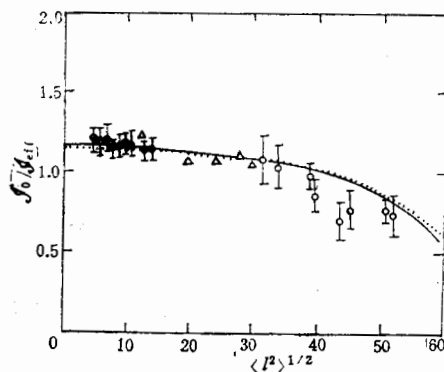


图 2 核在鞍点的有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 作为角动量 $\langle I^2 \rangle^{1/2}$ 的函数。●——本工作。△○——数据取自文献[1]和[9]

$$\sigma_f = \frac{\pi N_f(90^\circ) \sigma_c d\Omega_L}{N_c d\Omega_f(90^\circ)} \int_0^\pi \frac{W(\theta)}{W(90^\circ)} \sin \theta d\theta, \quad (3)$$

式中 σ_c 是库仑散射截面, $d\Omega_c$ 和 $d\Omega_f(90^\circ)$ 分别是放在 25° 方向的半导体探测器和放在 90° 方向的固体核径迹探测器对靶子所张的立体角, N_c 是半导体探测器记录的弹性散射离子数, $N_f(90^\circ)$ 是固体核径迹探测器(天然白云母)记录的裂变碎片数. $W(\theta)/W(90^\circ)$ 是质心系统中的碎片角分布. 由于采用全面吸收片降能, 引起束流的能量分散为 1.5MeV , 计算表明, 束流能量分散导致对裂变截面的修正小于 0.9% . 图 3 给出了 $57.6-72.7\text{ MeV }^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $67.7-96.6\text{ MeV }^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应的激发函数. 裂变截面误差为 $\pm 6-9\%$. 为了比较, 图 3 还给出了 H. Britt 等^[11] 和 H. Baba 等测量的结果, 从图 3 可以看出, 尽管两个实验相交叉的能区不是很多, 但是两个结果无论是截面值还是激发函数走向都是相符合的, 完全可以把两组数据平滑地连结起来. 对于 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 裂变反应, 在 $80-120\text{MeV}$ 能区, H. Baba 等的结果似乎系统的比 H. Britt 等的测量结果稍有偏高, 但是两个结果在实验误差范围内又是一致的.

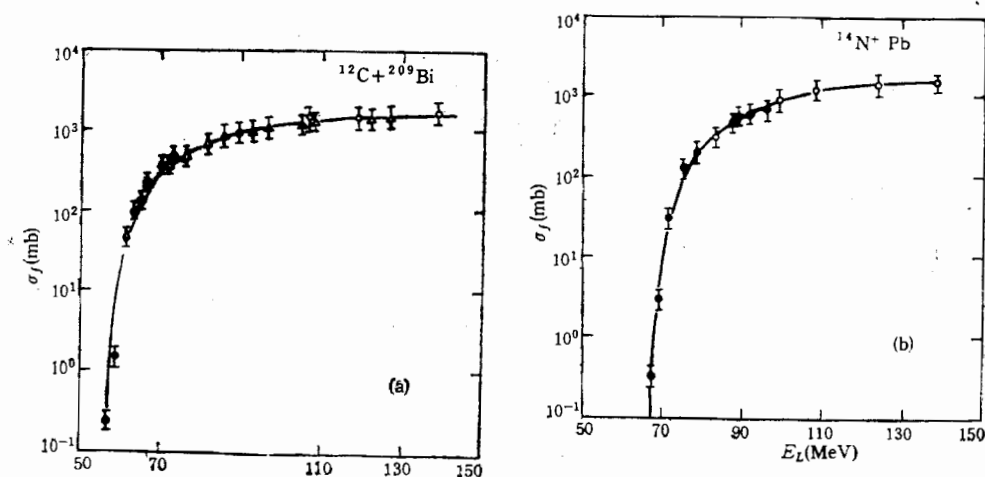


图 3 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 裂变反应激发函数
●——本工作. \triangle ○——数据取自文献[9]和[11]

根据复合核裂变统计蒸发模型, 裂变截面可以写成如下形式,

$$\sigma_f = \sum_0^E \sigma(E, \mathcal{F}) \frac{\Gamma_f(E, \mathcal{F})}{\Gamma_t(E, \mathcal{F})} dE \quad (4)$$

式中 $\sigma(E, \mathcal{F})$ 是复合核 (Z, A) 按照激发能 E 和角动量 \mathcal{F} 的分布函数. 蒸发粒子(包括 n , p 和 α 粒子)的宽度是,

$$\Gamma(E, \mathcal{F}) = \sum_l \sum_{\mathcal{F}'=|\mathcal{F}-l|}^{\mathcal{F}-l} (2S_v + 1) \int_0^{E-E_{Yr}(\mathcal{F}')-B_v} \rho(E', \mathcal{F}') T_l^v(\epsilon) d\epsilon \quad (5)$$

式中 $\rho(E', \mathcal{F}')$ 是发射粒子后核的能级密度, S_v 是蒸发粒子的自旋, 取 $S_n = S_p = 1/2$, $S_\alpha = 0$. ϵ 是蒸发粒子的动能, B_v 是粒子的结合能. $E_{Yr}(\mathcal{F}')$ 是子核的 Y_{rast} 转动能, $T_l^v(\epsilon)$ 是 l 轨道上透射系数, 可以采取抛物线近似计算 $T_l^v(\epsilon)$, 这时核势取光学势实部.

$$\text{裂变宽度用下式给出: } \Gamma_f(E, \mathcal{F}) = \int_0^{E-E_s(\mathcal{F})} \rho_f(E - E_K, \mathcal{F}) dE, \quad (6)$$

式中 $E_s(\mathcal{F})$ 是裂变核在鞍点的势能, E_K 是裂变自由度动能, 蒸发粒子和裂变的能级密度分别是:

$$\rho_v(E, \mathcal{F}) = (2l + 1)U_{yr}^{-2} \exp[2(a_v U_{yr})^{1/2}], \quad (7)$$

$$\rho_f(E, \mathcal{F}) = (2l + 1)U_{sdd}^{-2} \exp[2(a_f U_{sdd})^{1/2}], \quad (8)$$

$U_{yr} = E - E_{yr}(\mathcal{F}), U_{sdd} = E - E_{sdd}(\mathcal{F}), E_{sdd}(\mathcal{F}) = E_{yr}(\mathcal{F}) - K_f \cdot B_f^{\text{RFMR}}(l), a_v$ 和 a_f 是蒸发粒子和裂变的能级参数, $B_f^{\text{RFMR}}(l)$ 是转动有限力程模型给出的角动量相关裂变位垒。在这个模型中, 裂变位垒实际上是质量数 A , 电荷数 Z 和角动量 \mathcal{F} 的函数。对于一个给定的裂变核, 裂变位垒仅是角动量 \mathcal{F} 的函数, 在包括角动量相关裂变位垒的复合核裂变统计蒸发模型中, 若采用一个简单的解析表达式计算角动量相关裂变位垒则可以大大的简化计算。为此目的, 角动量相关裂变位垒写成如下形式^[6],

$$B_f(\mathcal{F}) = B_f^0 h(\mathcal{F}), \quad (9)$$

$$h(\mathcal{F}) = 1 + \delta_2 \mathcal{F}^2 + \delta_3 \mathcal{F}^3, \mathcal{F} \leq \mathcal{F}_{20} \\ = 1 + \gamma_2 l_0^2 + \gamma_3 l_0^3 + \gamma_4 l_0^4 + \gamma_5 l_0^5, \mathcal{F} \geq \mathcal{F}_{20} \quad (10)$$

式中 $l_0 = \mathcal{F} / \mathcal{F}_{\max}$, B_f^0 是角动量 \mathcal{F} 为零时的裂变位垒。定义 \mathcal{F}_{20} 是裂变位垒高度为 B_f^0 的 20% 时的角动量, \mathcal{F}_{80} 是裂变位垒高度为 B_f^0 的 80% 时的角动量, 若令 $P_5 = B_f^0$, $P_6 = \mathcal{F}_{\max}$, $P_7 = \mathcal{F}_{20}$ 和 $P_8 = \mathcal{F}_{80}$, 取 $l_{20} = P_7 / P_6$, $l_{80} = P_8 / P_6$, 于是,

$$\delta_2 = q(4P_8 - P_7), \quad (11)$$

$$\delta_3 = -q(4P_8^2 - P_7^2), \quad (12)$$

$$q = \frac{1}{5[P_7^2 P_8^2 (P_7 - P_8)]}, \quad (13)$$

$$\gamma_2 = R(2l_0 + 1)(Vl_{10} - Wl_{20}), \quad (14)$$

$$\gamma_3 = -R[(2l_{80} + 1)V - (2l_{20} + 1)W] - 2\gamma_2, \quad (15)$$

$$\gamma_4 = 5\gamma_2 - \gamma_3 - 5, \quad (16)$$

$$\gamma_5 = \gamma_3 - 2\gamma_2 + 4, \quad (17)$$

$$V = l_{80}^2(l_{80} - 1)(-20l_{20}^2 + 25l_{20}^3 - 4), \quad (18)$$

$$W = l_{20}^2(l_{20} - 1)(-20l_{80}^2 + 25l_{80}^3 - 4), \quad (19)$$

$$R = \frac{1}{5(l_{80} - l_{20})[l_{20}l_{80}(1 - l_{20})(1 - l_{80})]^2}. \quad (20)$$

对于本工作所研究的两个反应体系, 裂变核的激发能约为 50 MeV, 角动量约为 $50\hbar$, 因此, 带电粒子发射不是参与竞争的主要反应道, 所以用复合核裂变统计蒸发模型计算裂变激发函数时, 我们可以做如下限制: 质子发射仅仅限于复合核的第一步衰变, α 粒子发射仅限于复合核的第一步和第二步衰变。毫无疑问, 这些限制会简化了衰变路线。这样, 可以认为, 在复合核的整个衰变链上主要是蒸发中子与裂变的竞争。在用复合核裂变统计蒸发模型拟合实验的裂变激发函数时, 我们取 $a_n = a_p = a_\alpha$, $a_n = A/7 - A/12$, $a_n, a_f/a_n$ 和 K_f 作为可调参数。图 3 中的实线表示用包括角动量相关裂变位垒的复合核裂变统计蒸发模型计算的激发函数与实验值获得最佳符合的结果。所用的参数是 $a_n = A/10$, $a_f/a_n = 1.10$ 和 $K_f = 0.70$ 。对于 80 MeV $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 裂变反应, 裂变几率是 13.74%,

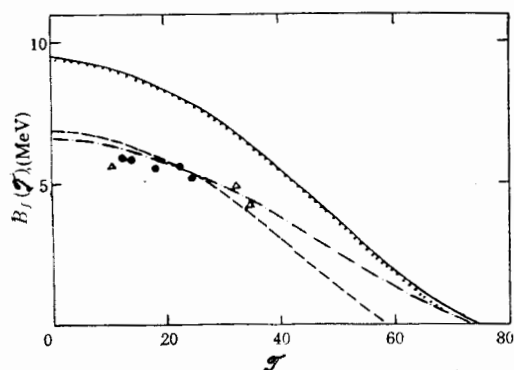


图4 裂变核 ^{221}Ac 的裂变位垒随角动量的变化,
 ●——数据取自工作^[12], Δ ——数据取自文献^[9]
 ——RFRM^[5] - - - $B_f(I) = 0.70 B_f^{\text{RFRM}}(I)$
 - - - - $B_f(I) = B_f^{\text{RFRM}}(I) - 2.5 \text{ MeV}$

发射质子和 α 粒子的几率分别是0.085%和0.032%。

用复合核裂变统计蒸发模型拟合实验的裂变激发函数时,得到的裂变核 ^{221}Ac 的裂变高度随角动量的变化。图中的实线是根据转动有限程模型(RFRM)计算的,虚线是根据方程(13)–(20)计算的。断裂线表示角动量相关裂变位垒定义为 $E_f(I) = E_f^{\text{RFRM}}(I) - \Delta E_f, \Delta E_f = 2.5 \text{ MeV}$ 的结果,理论模型计算大体上与实验上提取的裂变位垒随角动量的变化相符合^[12]。

参 考 文 献

- [1] L. C. Vaz and M. Alexander, *Phys. Rep.*, **97**(1983), 1.
 [2] P. D. Bond, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 414.
 [3] H. H. Rossner et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 38.
 [4] F. Plasil, Proc. Inter. Conf. on Nucl. Phys. India (1984), p. 449.
 [5] M. G. Mustafa et al., *Phys. Rev.*, **C25**(1982), 2524.
 [6] A. J. Sierk, *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 2039.
 [7] 刘国兴等,高能物理与核物理,**13**(1989),733.
 [8] R. Vandenbosh and J. R. Huizenga, Nuclear Fission. Academic Press. New York. 1973. p. 179.
 [9] H. Baba et al., RCNP annual report 1987. p. 89; 1986. p. 96.
 [10] V. E. Viola, UCRL-9619. (1961)
 [11] H. Britt and A. Quito, *Phys. Rev.*, **120**(1961), 2039.
 [12] 陈克良等,高能物理与核物理,**12**(1988),658.

MEASUREMENT OF FISSION-FRAGMENT ANGULAR DISTRIBUTIONS AND EXCITATION FUNCTIONS FOR THE $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ AND $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ REACTIONS

LIU GUOXING ZHENG JIWEN CHEN KELIANG WANG SUFANG BAI XINGPING YU XIAN

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

The angular distributions of fission fragments and the excitation functions have been measured for the $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ and $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ reactions with a gold surface barrier silicon detector and mica nuclear track detectors. The measured fission excitation functions are found to be in good agreement with those calculated by the statistical evaporation model. The angular-momentum dependent fission barrier is also discussed.

出
道
裂
子
碎
粒
结
果

显
对
和
地
弹
释
出
(

下
些
一