

# 深部非弹性散射中的核畸变效应

吴国华 钟纪泉 葛凌霄  
(中国科学院近代物理研究所)

## 摘 要

用唯象的模型,假设两碰撞核粘边以后发生四极拉长形变,对深部非弹性散射过程进行研究. 深部非弹性散射能量损失等计算结果和实验基本一致. 计算结果也定性地描述了实验观测到的准裂变特征和全融合临界角动量窗的效应.

## 一、前 言

近几年来,重离子和各种靶核反应的研究<sup>[1-5]</sup>揭示了一种新的反应过程,从反应过程的时间和参与反应的核子数目来说,这种过程都是介于直接反应和复合核反应之间的一种中间过程,通常称为深部非弹性散射和准裂变. 该过程的显著特征之一是相当大的一部分相对运动的动能转化为核内部激发能和形变能. 在准裂变过程中,出射碎片的总动能相当于这对碎片的库仑能. 至今为止,已有几种经典方法,对于深部非弹性散射的描述获得了一定的成功<sup>[6-9]</sup>,但经典方法对实验观测到的准裂变特征尚无理论讨论.

我们也曾用经典方法对球形核的重离子碰撞计算了限制全融合临界角动量值和深部非弹性散射的能量损失. 对于轻的和中重系统,计算结果与实验符合较好,对于十分重的系统,能量损失的计算值比实验值低. 也不能得到准裂变的特征. 因此,本文提出一个唯象的模型:假设两碰撞核的质心距离达到粘边距离以后发生四极拉长形变. 解经典动力学方程. 计算的深部非弹性散射的能量损失等结果和实验基本一致. 计算结果也定性地描述了准裂变特征,估计了准裂变过程发生在 $10^{-22}$ — $10^{-21}$ 秒的时间范围内. 此外,计算结果也反映了全融合临界角动量窗的效应.

## 二、运动方程

为简化起见,固定碰撞核的形变对称轴在两核质心的联线上,冻结转动自由度,仅考虑四极形变,系统的拉格朗日函数可以写为

$$L(r, \theta, \beta_i) = \frac{1}{2} \mu (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 B_i \dot{\beta}_i^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 C_i \beta_i^2 + V_c(r, \beta_i) + V_N(r, \beta_i) \quad (1)$$

由拉格朗日函数得到如下动力学方程组

$$\begin{cases} \mu \ddot{r} - \mu r \dot{\theta}^2 + \frac{\partial V_N}{\partial r} + \frac{\partial V_c}{\partial r} = -C_{rr} \dot{r} & (2) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mu r \ddot{\theta} + \mu r \dot{r} \dot{\theta} = -C_{\theta\theta} \dot{\theta} & (3) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_i \ddot{\beta}_i + \frac{\partial V_N}{\partial \beta_i} + \frac{\partial V_c}{\partial \beta_i} + C_i \beta_i = -C_{\beta_i \beta_i} \dot{\beta}_i \quad i = 1, 2. & (4) \end{cases}$$

其中  $\mu$  是折合质量,  $B_i$  与  $C_i$  分别是碰撞离子四极形变惯性参数与刚性参数. 库仑势为

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left[ 1 + \left( \frac{9}{20\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{r^2} \sum_{i=1}^2 R_{i0}^2 \beta_i + \left( \frac{3}{7\pi} \right) \frac{1}{r^2} \sum_{i=1}^2 R_{i0}^2 \beta_i^2 + \left( \frac{27}{10\pi} \right) \frac{1}{r^4} \beta_1 \beta_2 R_{10}^2 R_{20}^2 + \left( \frac{18}{28\pi} \right) \frac{1}{r^4} \sum_{i=1}^2 R_{i0}^2 \beta_i^2 \right] \quad (5)$$

其中  $R_{i0} = r_0 A_i^{1/3}$ ,  $\beta_i$  是形变参数, 包含到  $\beta_i$  的二次项. 核相互作用势选取“接近势”形式<sup>[11]</sup>

$$\beta_i V_N(S) = -4\pi\gamma \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \begin{cases} \frac{5}{3} \left( 1 + \frac{S}{S_0} \right) \exp\left( -\frac{8}{5} \frac{S}{S_0} \right) & S \geq 0 \\ \frac{5}{3} - \frac{S}{S_0} - \left( \frac{S}{S_0} \right)^2 & S < 0 \end{cases} \quad (6)$$

其中  $S = r - (R_1 + R_2)$ ,  $R_i = R_{i0} \left( 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_i \right)$ . 计算中, 我们选取  $S_0 = 1 \text{ fm}$ ,  $\gamma = 1 \text{ MeV fm}^{-1}$ . 径向—径向摩擦  $C_{rr}$  和切向—切向摩擦  $C_{\theta\theta}$  和参考[6]中采用的完全相同. 其形为

$$\begin{cases} C_{rr} = 400 e^{\mu/M} \left[ 1 + \exp\left( \frac{r - R_f}{a_f} \right) \right]^{-1} \\ C_{\theta\theta} = 10 e^{\mu/M} \left[ 1 + \exp\left( \frac{r - R_f}{a_f} \right) \right]^{-1} \end{cases} \quad (7)$$

其中  $\mu$  为折合质量,  $M$  为可调参数,  $e^{\mu/M}$  因子体现了入射道效应. 与形变有关的摩擦取为  $C_{\beta_i \beta_i}$ ,  $C_{\beta_i} = 0.2 \times 10^{-3} \text{ MeV 秒}$ .

四极形变惯性参数  $B_i$  和刚性参数  $C_i$  采用液滴模型公式<sup>[10]</sup>

$$B_i = 0.1237 \times 10^{-4} r_0^2 A_i^{5/3} [\text{MeV}(10^{-20} \text{ sec})^2] \quad (8)$$

$$C_i = 0.3183 \left\{ \left[ 18.56 - 33.22 \frac{(N_i - Z_i)^2}{A_i} \right] A_i^{2/3} - 0.3601 \frac{Z_i^2}{A_i^{1/3}} \right\} [\text{MeV}] \quad (9)$$

### 三、球形核的碰撞

在球形核情况下, 前面给的拉格朗日方程组只剩下  $r$  与  $\theta$  的两个方程, 数值求解方法在参考[6]中已详述. 采用的核势为“接近势”, 参数  $M = 42$ ,  $r_0 = 1.22 \text{ fm}$ .

我们计算了  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ ,  $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$  等九个反应道十三个能量点的离子运动轨道. 所得到的能量损失和角分布峰位与实验结果基本符合. 就能量损失而言, 对于轻系统能量损失大约为 20—30 MeV, 中重系统大于 100 MeV, 重系统可达 100—200 MeV, 如  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  反应,  $E_{c.M} = 374, 428 \text{ MeV}$  时能量损失分别为 96 和 147 MeV.

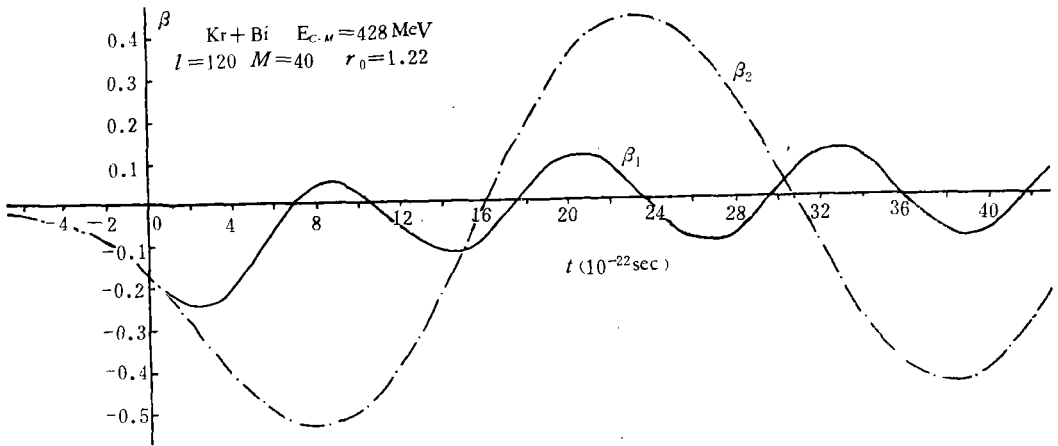


图 1 有摩擦时库仑形变随时间的变化

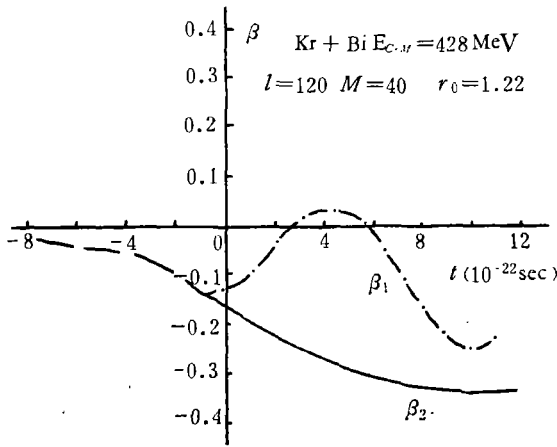


图 2 有摩擦时在库仑场和核场相干作用下核形变随时间的变化

图 3 给出了  $E_{c.m.} = 323 \text{ MeV}$  的  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$  反应的计算结果,实验数据取自[9]。由图可见虹角为  $37.6^\circ$ , 当  $158\hbar < l < 160\hbar$  时偏转角为负角,全融合临界角动量为  $158\hbar$ 。出射粒子总动能与实验值定性符合。在负角范围内计算值比实验值高。这可能与核势、摩擦的选取有关,同时,没有考虑形变和核子转移所产生的影响。

球形核碰撞的经典偏转函数(见图 3 和图 4),对于轻的和中重系统以及高能重系统形状相似,都是通过零度到负角然后发生全融合。对于重系统,偏转函数在虹角附近变化很平缓,有较多的  $l$  分波贡献给虹角附近的角,偏转函数还没有达到零度就发生全融合。从图 4 上同一反应道不同轰击能量的偏转函数可以看到:能量高时虹角小,偏转函数更平缓,这就定性反映了实验上观测到随着轰击能量的增加角分布峰位向小角移动并且峰变尖锐的特征。

当  $l$  小于某一临界值  $l_{cr}$  之后形成全融合,根据锐截止模型计算的全融合截面,对于轻的和中重系统,从  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  到  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ , 和实验基本一致<sup>[6]</sup>。但对于重系统,如

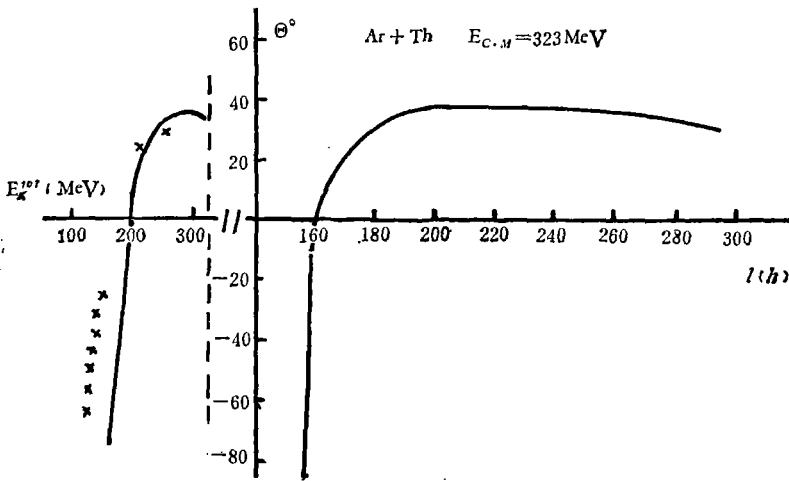


图 3  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$  球形核碰撞时的经典偏转函数与出射道总动能随散射角的变化 × 为实验点

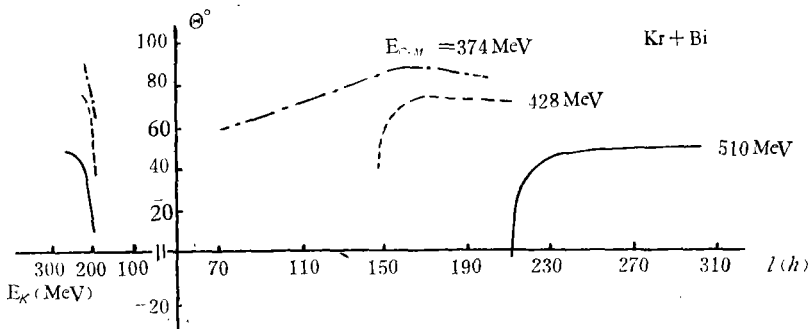


图 4  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  反应球形核碰撞的经典偏转函数和出射轻碎片的动能随散射角的变化

$^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ , 实验  $l_{cr} < 35\hbar$  ( $E_{c.m.} = 374 \text{ MeV}$ ), 计算的  $l_{cr} \approx 70\hbar$ , 比实验显著偏高, 这一点后面还要讨论.

#### 四、核畸变效应

核形变是重离子反应中的重要自由度, 已有作者<sup>[10]</sup>在无摩擦对头碰情况下研究了动力学形变的特征. 为了对讨论形变自由度提供一个启示, 我们先计算了纯库仑作用下以及库仑和核场同时作用下, 在有摩擦时的动力学形变.

从图 1 和图 2 可以看出: 随着两个碰撞核的靠近, 库仑场逐渐增加, 使两核发生四极压扁形变, 达到轨道上最接近距离以后发生振荡现象. 长程的库仑场所产生的动力学压扁形变, 当进入核的相互作用范围以后, 受到核的强烈干扰, 核场使核产生伸长形变, 竞争的结果使形变减弱, 变化缓慢. 具体细节情况依赖于核场强度. 在整个碰撞过程中, 重的核形变比轻核大, 振荡周期也较长.

从上述动力学形变的计算看到核场的作用使碰撞核发生拉长形变, 同时考虑到准裂变的能量特征类似于裂变碎片的动能, 因此, 我们假设了一个简单的唯象模型: 当碰撞核之间的距离小于粘边距离  $R$  时发生四极拉长形变,  $R = R_1 + R_2 = 1.22(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})\text{fm}$ . 在计算离子运动轨道时, 对所有  $l$  分波, 当两碰撞核的距离  $r$  大于粘边距离  $R$  时, 核为球形; 当  $r \leq R$  时考虑四极形变. 在我们所选取的核势和摩擦的形式下, 计算结果指出: 当  $r \leq R$  时, 已进入核势阱的极值附近, 如  $E_{c.m.} = 428 \text{ MeV}$  时的  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  反应, 小于  $143\hbar$  的所有  $l$  分波, 其最小接近距离都是小于  $R$ , 并且是不随  $l$  分波改变的常数值  $12.44 \text{ fm}$ . 碰撞核形变的大小也不随  $l$  分波改变,  $^{84}\text{Kr}$  和  $^{209}\text{Bi}$  的四极形变分别为  $0.16$  和  $0.031$ .

图 5 给出  $E_{c.m.} = 374, 428, 510 \text{ MeV}$  三个能量时  $^{84}\text{Kr}$  和  $^{209}\text{Bi}$  反应的计算结果. 例如,  $E_{c.m.} = 428 \text{ MeV}$  时,  $l$  大于  $143\hbar$  的分波轨道, 其最小接近距离大于粘边距离  $R$ , 所以计算的偏转函数与球形核相同. 全融合的临界角动量值为  $149\hbar$ . 如果不考虑核畸变, 则所有小于  $149\hbar$  的  $l$  分波都贡献给全融合. 而在本模型的计算中, 所有  $l$  小于  $143\hbar$  的  $l$  分波, 其轨道上的最接近距离已小于粘边距离, 核发生四极拉长形变, 这时离子的运动不是形成全融合, 而是重新又散射出去. 这就出现了另一部分偏转函数, 两部分偏转函数之间出现融合的  $l$  窗. 考虑核畸变效应之后, 得到了融合  $l$  窗的有趣现象. 由图 5 可见: 随着轰击能量的增加融合窗变宽. 这定性反映了全融合截面随能量增加而增加的事实. 本文是采用球形核碰撞计算与实验符合的一套参数来进行模型计算的, 未再作参数调节去和融合截面的实验数据比较, 仅仅是定性的描述. 对于重核系统出现融合角动量窗的效应, 有可能解释球形碰撞计算中全融合截面比实验高的问题.

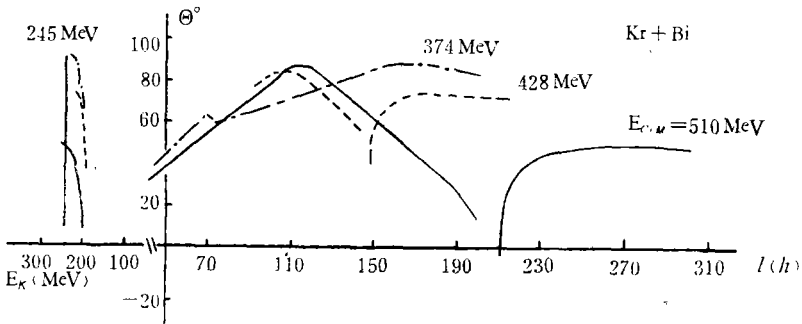


图 5  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  反应唯象模型计算的经典偏转函数和出射轻碎片的动能

出射粒子的能量对于  $l$  大于  $143\hbar$  的分波, 随着散射角的减小而缓慢减小, 表现出深部非弹性散射中部分阻尼的特征. 对于  $l \leq 143\hbar$  的分波, 出射轻碎片的能量不随散射角和轰击能量而变, 都等于  $245 \text{ MeV}$  (图 5 左边的直线). 出射道的总动能  $E_K = E_{c.m.} - \Delta E = 343.9 \text{ MeV}$ , 其中  $\Delta E$  是计算的能量损失. 这一总动能值近似等于两碰撞核分离时的库仑能. 这恰好反映了准裂变的能量特征: 出射碎片的动能与散射角无关, 与轰击能量无关, 接近两碎片之间的库仑能.

根据经典运动轨道, 我们估计了碰撞离子从粘边到分开的时间, 当  $E_{c.m.} = 428 \text{ MeV}$   $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  反应  $l = 120\hbar$  时, 估计的这一时间为  $5 \times 10^{-22}$  秒, 对于较小的  $l$  分波 ( $l \approx 30$

h) 大约为  $10^{-21}$  秒。

对于轻和中重系统, 计算结果表明形变的影响不大。

## 五、讨 论

我们也计算了入射道和出射道同时考虑四极形变时的离子运动轨道。计算结果不能反映准裂变的特征, 也不出现全融合的临界角动量窗。虽然形变使离子运动轨道发生了变化, 但偏转函数的形状仍同球形核的基本一致。能量损失比球形核计算的要大一些。考虑入射道和出射道都有四极形变时, 对于重系统所得偏转函数的虹角与实验符合不好。这些问题都有待进一步研究。

本文工作结束后, 我们看到了维辛斯基的工作<sup>[9]</sup>, 他们也是考虑入射道没有形变、出射道考虑形变, 他们考虑形变的方法与我们不同。维辛斯基等人在他们的工作中也讨论了临界角动量窗效应, 并与实验作了比较。

本文仅仅是定性讨论了深部非弹性散射和准裂变的特征。关于定量的进一步符合, 尚需做深入研究。经典动力学的计算结果灵敏地依赖于所选取的核势和摩擦的具体形式, 依赖于形变的具体考虑。而这些方面的知识是很不清楚的。此外, 经典方法处理重离子深部非弹性散射不能得到各种宏观物理量的分布, 原子核的内部性质都被经典参数所掩盖了。因此, 必须用微观理论对重离子相互作用势和核摩擦进行深入的研究, 用非平衡态的统计理论来研究各种宏观物理量的分布。我们正在尝试进行这方面的工作。

本工作数值计算得到焦敦庞, 赵欣源的大力帮助。

## 参 考 资 料

- [1] A. G. Artukh et al., *Nucl. Phys.*, **A215**(1973), 91.
- [2] F. Kanappt et al., *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1974), 738.
- [3] K. L. Wolf et al., *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1974), 1105.
- [4] P. Colombani et al., *Phys. Lett.*, **55B**(1975), 45.
- [5] R. Vanderbosch et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 459.
- [6] 近代物理研究所, 科学技术报告汇编第二集 (1976) 51.
- [7] D. E. H. Gross et al., *Phys. Lett.*, **48B**(1974), 302.
- [8] J. Bondorf et al., *Phys. Report*, **15C**(1974), 83.
- [9] J. Wilczynski et al., *Nucl. Phys.*, **A264**(1976), 115.
- [10] A. S. Jensen and C. Y. Wong, *Nucl. Phys.*, **A171**(1971), 1.
- [11] E. Seglie et al., *Phys. Rev.*, **C11**(1975), 1227.

## THE EFFECT OF NUCLEAR DISTORTION IN DEEP INELASTIC SCATTERING

WU KUO-HUAH    ZHONG JI-QUAN    GE LING-XIAO

*(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

We have investigated the process of deep inelastic scattering by means of a phenomenological model which assumes that the colliding nuclei undergo quadrupole length distortion after sticking each other. The energy dissipations and the angular distributions and so on are in agreement with experimental data. The results may describe qualitatively the main characteristics of the quasi-fission. The total kinetic energy of the exit channel is the Coulomb repulsion energy of the fragments and the interaction time of the process is scaled by  $10^{-22}$ — $10^{-21}$  sec. In addition, the effect of a window of complete fusion is also given.