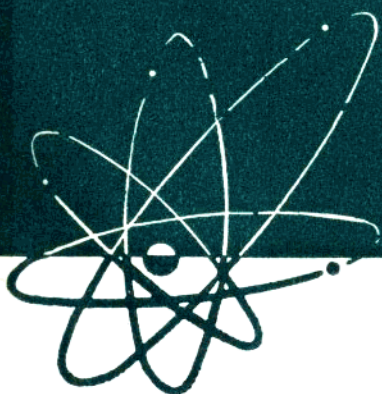


科学技术报告汇编

(内部资料)

第五集



中国科学院近代物理研究所

一九八一年十月

目 录

一、理论部分

多带混杂和 $i(\omega)$	(1)
重离子深部非弹性碰撞中的一种动力学方法	(4)
由重离子引起的融合裂变和准裂变过程中断点拉长度研究的一个简单模型	(13)
重离子深部非弹性碰撞中的核子交换和摩擦	(20)
重离子深部非弹性碰撞中、核子交换对角动量转移和能量耗损的贡献	(26)
关于用核相图判断高自旋态回弯机制问题的讨论	(35)
一个较为严格的处于激发态反应产物蒸发中子的修正方法	(38)

二、实验部分

壳效应对深部非弹性碰撞的影响 (I) $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ 反应研究	(45)
壳效应对深部非弹性碰撞的影响 (II) $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ 反应研究	(58)
$^{12}\text{C} + ^{188}\text{Tb}$ 、 Ag 和 ^{80}Y 反应中发射粒子的测量	(66)
超铀核的融合反应研究	(75)
重核迟发裂变的研究—— ^{235}U 测量融合核寿命的可能性	(79)
镅-160核超带上低自旋态的研究	(81)
重离子引起的单电荷和双电荷交换反应	(87)
在 $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$ 系统中势能面对中子过剩自由度和质量平衡的影响	(91)
$695\text{MeV } ^{58}\text{Kr}$ 在 ^{208}Pb 上的弹性和非弹性散射	(97)
$^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ 分离方法的研究	(101)
^{78}Kr 的激发态寿命测量	(109)
$^{12}\text{C} + ^{187}\text{Au}$ 反应中大质量核的转移实验	(115)
$^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$, $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 和 $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ 裂变激发函数的测量	(120)
14MeV 中子引起 ^{232}Th 裂变的电荷分布	(129)
$^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ 反应中同质异能素截面比	(131)
在 $^{138}\text{Cs}(n, \gamma)^{138}\text{Cs}$ 反应中产生的同质异能素截面比的测定	(138)
$^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 反应中前平衡粒子发射	(142)

三、应用部分

用拟合剥离混合法来解穆斯堡尔谱	(147)
-----------------------	-------

用于穆斯堡尔源的 ^{57}Co 的制备 (I) ——从镍靶中分离 ^{57}Co ——	(156)
用于穆斯堡尔源的 ^{57}Co 的制备 (II) ——从铁靶中分离 ^{57}Co ——	(160)
单线的 ^{57}Co 穆斯堡尔源的制作	(166)

四、核技术和核电子学部分

Si (Li) X射线谱仪的研制	(172)
一个用于重离子核反应研究的大面积位置灵敏电离室	(180)
一个用于高能入射粒子 (86兆电子伏/核子 ^{12}C) 引起核反应 研究的多探测器系统	(187)
平行板环形探测器	(189)
用于重离子核反应中的一个转动密封的多用途靶室	(191)
ΔE 电离室	(200)
快前置放大器	(206)
等加速穆斯堡尔谱仪中的三角波发生器和直流驱动放大器	(209)

一、理论部分

多带混杂和 $i(\omega)$

顾 金 南

摘 要

本文讨论了 β 带、 γ 带和基带的混杂对 $i(\omega)$ 的影响,解释了 $i(\omega)$ 在某个 ω 值之后的下降行为,并表明了超带和基态带的交叉点(ω_c)附近,超带的排列角动量只是 $i(\omega)$ 的一部分。说明在讨论 $i(\omega)$ 时,考虑多带混杂的影响是必要的。

一 引 言

Bohr和Mottelson定义了 $i(\omega)$ 为超带和基态带的角动量差值^[1]

$$i(\omega) = I_s(\omega) - I_g(\omega)$$

它反映激发的粒子角动量向原子核转动方向排列的程度,因而可称为排列角动量。当超带为转动排列带时,在完成转动排列后,激发粒子的排列角动量值(近似)不变。

我们在前文^[2]中指出,一些实验上已确认为形状相变的核,例如 ^{184}Hg 、 ^{180}Hg ,仍有较大的 $i(\omega)$ 值,加上其它方面的分析表明, $i(\omega)$ 是一个等效的量。又从现有的实验能谱值发现, $i(\omega)$ 在某个 ω 值之后是下降^[2]的,例如 ^{184}Er 、 ^{180}Dy 核。而本文试图从多带交叉混杂方面来讨论这个问题。

由于超带与基带、 β 带(可能还有 γ 带)的混杂小,只在交叉点附近有 影响。而基带、 β 带和 γ 带之间的混杂大^[3],大一个数量级以上。所以下面分别加以考虑。

考虑基带、 β 带和 γ 带混杂的微扰近似解,可得到 $i(\omega)$ 的解析表达式。 $i(\omega)$ 可分为两部分,定性地讨论了 $i(\omega)$ 的极大值和一般趋势等。表明 $i(\omega)$ 在某个 ω 值后的下降是自然的。

二 三带混杂和 $i(\omega)$

设混杂前的 g 带、 β 带和 γ 带为 h_g 、 h_β 和 h_γ ,混杂后为 λ_g 、 λ_β 和 λ_γ ,混杂矩阵元为 k 。根据振动转动模型^[4]

$$h_\gamma = A_\gamma I(I+1) = A_\gamma \hat{I}^2 \quad (1)$$

$$h_{\beta} = A_{\beta} \hat{I}^2 + E_{\beta}$$

$$h_{\gamma} = A_{\gamma} (\hat{I}^2 - 4) + E_{\gamma}$$

$$k_{\beta\beta} = \eta_{\beta\beta} (\hat{I}^2 - 2)$$

$$k_{\beta\gamma} = \eta_{\beta\gamma} [(I-1) \hat{I}^2 (I+2)]^{\frac{1}{2}} \delta_{I, 2, 4, \dots}$$

$$k_{\gamma\gamma} = \eta_{\gamma\gamma} [(I-1) \hat{I}^2 (I+2)]^{\frac{1}{2}} \delta_{I, 2, 4, \dots}$$

A_{β} 、 A_{γ} 和 A_{γ} 是基带、 β 带和 γ 带的转动惯量参数 ($A = \frac{1}{2J}$)， η 是带间混杂参数； E_{β} 、 E_{γ} 是 β 带、 γ 带的带头能量。 A 、 η 都可以用 E_{β} 、 E_{γ} 和 ϵ 三个参数表示。

求解三带混杂特征行列式

$$\begin{pmatrix} h_{\beta} - \lambda & k_{\beta\beta} & k_{\beta\gamma} \\ k_{\beta\beta} & h_{\beta} - \lambda & k_{\beta\gamma} \\ k_{\beta\gamma} & k_{\beta\gamma} & h_{\gamma} - \lambda \end{pmatrix} = 0 \quad (2a)$$

或特征多项式

$$\lambda^3 + b_1 \lambda^2 + b_2 \lambda + b_3 = 0 \quad (2b)$$

即可得到 λ_{β} 、 λ_{β} 和 λ_{γ} 。

在 I 不大或混杂较小时，可用微扰法求解得到解析表达式：

$$\lambda_{\beta} = A_{\beta}' \hat{I}^2 - \beta \hat{I}^4 \quad (3)$$

$$A_{\beta}' = \frac{1}{4} \epsilon \left(1 + 3 \frac{\epsilon}{E_{\gamma}} + \frac{3}{2} \frac{\epsilon}{E_{\beta}} + 2 \frac{\epsilon}{E_{\gamma}} \frac{\epsilon}{E_{\gamma} - 2\epsilon} \right)$$

$$B = \frac{1}{4} \epsilon \left(\frac{\epsilon}{E_{\gamma}} \frac{\epsilon}{E_{\gamma} - 2\epsilon} + 3 \left(\frac{\epsilon}{E_{\beta}} \right)^2 \right) \quad (4)$$

$$\epsilon = \frac{1}{J_{\beta}}, \quad \hbar = 1.$$

$$\Delta \lambda_{\beta}(I) = \lambda_{\beta}(I) - \lambda_{\beta}(I-2)$$

$$= A_{\beta}' (4I - 2) - 4B(2I - 1)(I^2 - I + 1) \quad (5)$$

对于超带有

$$\lambda_{\beta}(I) = \frac{1}{2I_{\beta}} (I - J_{\beta})^2 + \lambda_{\beta}$$

$$\Delta \lambda_{\beta}(I) = E_{\gamma} = A_{\beta} (4I - 4J_{\beta} - 2) \quad (6a)$$

$$\omega_{\beta} = \frac{\partial \lambda_{\beta}(I)}{\partial I} = \frac{1}{2} E_{\gamma} \quad (6b)$$

这里 $J(A_{\beta})$ 和 J_{β} 是超带的转动惯量和排列角动量。

于是由5式和6式有

$$\begin{aligned} i(\omega) &= I_{\beta} - I_{\beta} = J_{\beta} + \left(\frac{A_{\beta}'}{A_{\beta}} - 1 \right) (I_{\beta} - \frac{1}{2}) = \frac{B}{A_{\beta}} (2J_{\beta} + 1) (I_{\beta}^2 - I_{\beta} + 1) \\ &= J_{\beta} - J_{\beta}'(I) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{如 } \Delta \lambda_{\beta}(I) = A_{\beta}' (4I - 4J_{\beta}'(I) - 2) \quad (8c)$$

则 $J_s^g(I)$ 一般与 I 有关, 由 5 式和 6c 式有

$$i(\omega) = J_s^g(I) - \frac{B}{A_s'} (2I_s - 1)(I_s^2 - I_s + 1) \quad (8)$$

$$= J_s^g(I) - J_s(I)$$

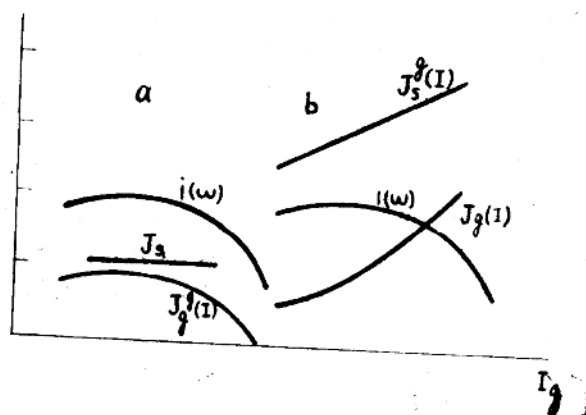


图1 示意图

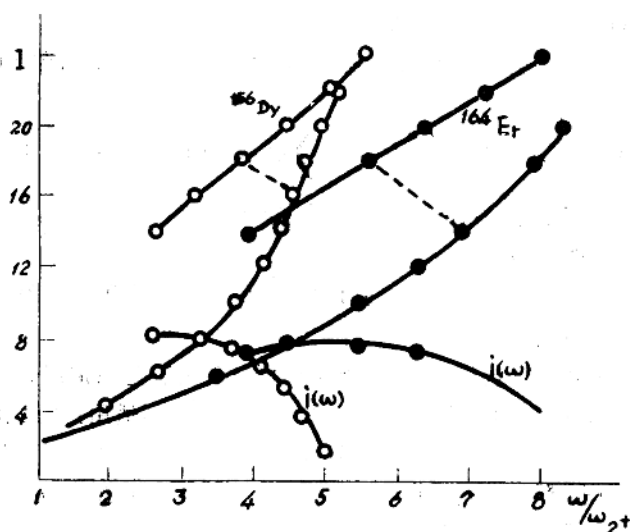


图2 实验的 ^{160}Dy , ^{164}Er 的 $i(\omega)$

(7) 式和 (8) 式示意如图1a、b, 图1a、b中的 $i(\omega)$ 相同, 但 J_s 和 J_s^g 的表示式不同。图2是 ^{160}Dy 、 ^{164}Er 实验的 $i(\omega)$ 值^[6]。

三 讨 论

1. 众所周知, 超带 (转动排列带) 与基态带、 β 带 (可能还有 γ 带) 的混杂较小, 一

般可由交叉点处能量差 ($E_c(I_c) - E_v(I_c) = 2k_{cv}(I_c)$) 估计约为几十KeV。(而根据1式对 ^{164}Gd 的估计^[4])

$$\begin{aligned} \eta_{\beta} &= -8.64 \text{ KeV} & k_{\beta} &= 2.33 \text{ MeV} \\ \eta_{\gamma} &= -4.22 \text{ KeV} & k_{\gamma} &= 1.14 \text{ MeV} \\ \eta_{\beta\gamma} &= 3.38 \text{ KeV} & k_{\beta\gamma} &= 0.92 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (9)$$

如果 $k_{\beta}(I_c)$ 中的 $I_c \approx 16$, 则 $k_{\beta}, k_{\gamma}, k_{\beta\gamma}$ 比 k_{β}, k_{γ} (可能 k_{γ}) 大一个量级以上。如考虑四带交叉混杂, 则超带在混杂前后的变化很小^[6], 主要是交叉点处变化大些, 所以可分别考虑它和混杂后的基态带、 β 带和 γ 带的交叉混杂。

2. 对于基态带 $\bar{I} = \bar{R}$, 而对于超带 $\bar{I} = \bar{R} + \bar{J}_c$ 。在低自旋处 J_c (在转动方向的投影) 是缓慢上升还是突然增大到最大值的, 至今还不太清楚, 但在转动排列完成后, 其 J_c 值应 (或近似地) 不随 ω 而变。6a式就是这种情况。从 ^{164}Er 的实验能谱^[6]看, 的确是这种情况。它的能量的二级差分 $\Delta^2 E(I) = A_s \times 8 = 75 \text{ KeV}$; 得到 $J_c = 4.0$, A_s, J_c 都是常数值。但是如果变换成6c式, 则 J_c 变成为

$$J_c(I) = \left[\left(\frac{A_s'}{A_s} - 1 \right) (I - \frac{1}{2}) + J_c \right] \cdot \frac{A_s}{A_s'} \quad (10)$$

而7式中的 $J_c^2(I)$, 是基态带的等效排列角动量。 J_c 和 J_c^2 的意义是不同的, 前者是准粒子的转动排列对 $i(\omega)$ 的贡献, 而后者是其它项的贡献。

3. $J_c^2(I)$ 项的影响。从7式可见, 第一项 J_c 是常数值。对不同形变区 $J_c^2(I)$ 对 $i(\omega)$ 的影响是不同的。

大形变核: $A_s \ll A_s'$ 。 $\left(\frac{A_s'}{A_s} - 1 \right)$ 很小, 由于 ϵ 小 (E_v, E_β 大), $\frac{B}{A_s}$ 也小。第二项和第三项都很小, $i(\omega)$ 基本上就是常数值。

中等形变核: 如图1a, b所示。

小形变核: A_s 一般比 A_s' 小几倍, ϵ 值也大, 所以第二项和第三项都大, $i(\omega)$ 值上升很快, 直至最大值后又很快下降。

小形变核, 但超带为形状相变的带。例如 ^{164}Hg 等。由于基态带近似为振动谱, 又加上基带、 β 带等与超带的混杂很大, 情况比较复杂。6a式不适用, 6a式中 J_c, A_s 也不可能是常量。总之, 对三种形变核, 能说明 $i(\omega)$ 在一定的 ω 值之后的下降趋势。

4. $I_c, \dots$ 。我们求 $J_c^2(I)$ (也即 $i(\omega)$) 的极值, 因为 I 不是连续量, 仍用差分。

$$\Delta i(\omega) = i(\omega, I_c) - i(\omega, I_c - 2) = 0$$

$$I_c, \dots = \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{B} (A_s' - A_s)} \quad (11)$$

由4式和11式, 对 $^{166}\text{Er}, ^{164}\text{Er}$, 计算 $I_c, \dots \approx 4$ 和8, 而实验值 $I_c, \dots \approx 6$ 和10。

如果不是微扰解, 而是严格解2a式或2b式, 则 $I_c, \dots$ 预期将和 $I_c, \dots$ 相近。

类似地可求 $i(\omega) = J_c$ 的 I_c 值, 即 $J_c^2(I) = 0$ 的 I_c 值。对于不同核, 它随 ω_1/ω_2 增加而增加。

将 $I_c, \dots$ 代入7式, 便可得到 $i_{c, \dots}(\omega)$

总结 2、3、4 各点, 可以看到, 对轻稀土区 $Z=66, 68, 70$ 等同位素核, 随着中子对的添加, 形变增大, I_{2+} 增大, $I_{2+}^2(I)$ 曲线变得平缓。由于 $i_2(\omega)$ 下降^[2] 和 J_2 的下降 ($Z=96$ 的核例外) 使 $J_{2+}^2(I)$ 也下降。

综上所述, 我们分析了三带混杂对基带的影响。如果将混杂后的基带称为基态带, 即实验测到的带, 则 $i(\omega)$ 的表示式为 7 式。 $i(\omega)$ 由两部分所组成, 一部分是准粒子转动排列的贡献 (J_2 近似为常量), 另一部分是其它项的贡献。同时, 解释了 $i(\omega)$ 在某个 ω 值之后的下降行为, 而且认为软核比硬核要下降的更快些。 $^{156}\text{D}_2 \left(\frac{E(4^+)}{E(2^+)} = 2.93 \right)$

比 $^{164}\text{Er} \left(\frac{E(4^+)}{E(2^+)} = 3.28 \right)$ 软些, 实验的 $i(\omega)$ 值是下降的快些 (图 2)。

在三带混杂中, 对 2 式求近似解, 是为了得到 $i(\omega)$ 的解析表达式, 便于分析讨论, 要作定量计算这是不够的。

这里得到的 $A_2 \left(\frac{1}{2\theta} \right)$ 也是比较合理的, 例如 $^{156}\text{Er} (2\theta \approx 100 \text{ MeV}^{-1})$ $^{162}\text{Er} (2\theta \approx 110 \text{ MeV}^{-1})$ 与负宇称转动排列带的 2θ 相近。

如果这种图象或解释是合理的, 则预期这种现象—— $i(\omega)$ 在某个 ω 值后下降, 而且软核比硬核下降得要快些——在实验 $i(\omega)$ 中可能将是普遍的。目前只有 $^{156}\text{D}_2$ 、 ^{164}Er 核实验数据^[5] 较多。希望不久以后能有更多核的实验数据, 以便对一些问题深入讨论。

作者感谢兰州大学徐躬耦先生的宝贵意见和有益讨论。

参 考 文 献

- (1) A. Bohr, B. R. Mottelson, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure 1977 (Tokyo) *Phys. Today* 32No. 5, 27 (1979).
- (2) 顾金南 “高能物理与核物理” 5 No. 4, 513 (1981).
- (3) R. M. Lieder, H. Ryde *Advances in Nucl. Phys.* 10 1. (1978).
- (4) J. M. Eisenberg, W. Greiner *Nuclear Model* 152 (1970) Y. EL. Masre et al., *Nucl. Phys.* A271 133, (1976).
- (5) D. Ward et al., *Nucl. Phys.* A332 433. (1979) N. R. Johnson et al., *Phys. Rev. Lett.* 40 151. (1978).
- (6) 顾金南, 王正大 “高能物理与核物理” 4 652. (1980).

重离子深部非弹性碰撞中的一种动力学方法

钟纪泉 葛凌霄 刘建业 于遵

摘 要

为了解释重离子碰撞中的耗散与涨落问题,发展了关联动力学方法和扩散方程的一种动力学方法。考虑相对运动、碎片转动以及质量不对称自由度,我们得到摩擦张量和扩散张量之间的关系,根据这种关系,在假定径向摩擦与切向摩擦具有相同形式因子,即 $C_{rr} = KC_{\theta\theta}$ 情况下,由数值求解动力学与扩散方程,从而获知深部非弹性碰撞的有关知识。 ^{86}Kr (8.18MeV/A) + ^{186}Er , ^{84}Kr (8.5MeV/A) + ^{185}Ho 以及 ^{136}Xe (8.3MeV/A) + ^{209}Bi 三个反应计算表明,前两个反应具有旋转效应,后一个反应显示出强聚焦效应。由于核力及输运系数等的不确定因素,仅对大的1/2波理论与实验符合较好。

一 前 言

几年前,重离子间的核反应研究,揭示出一种新的反应过程,这种过程通常称为深部非弹性碰撞、准裂变或强阻尼碰撞。此过程是有某些新的现象。它的显著特点是: 1、相对运动的动能相当大的一部分,转化为内部激发能和形变能; 2、在出射道中,碎片总动能一般相当于裂变碎片的库仑排斥能。重离子碰撞中,由于相对运动波长同相互作用位的特征长度比较是很小的,所以这类碰撞问题可以用经典方法处理。经典近似的基本方法是,碰撞粒子在守恒力和耗散力的作用下,沿着经典轨道作相对运动。因此,我们曾用唯象模型^[1-4],假定两个碰撞核粘边后发生四极拉长形变,对深部非弹性散射过程进行过研究^[5]。另一方面,随着重离子物理实验的进一步进展,在深部非弹性碰撞中,各种宏观量、例如碎片质量、相对动能,以及相对角动量的弛豫过程能够被观察到。由于经典近似仅能处理宏观变量的平均值,因此,为了描述宏观变量的弛豫现象,我们也曾用常系数的福克-普朗克方程,对弛豫过程作过分析^[6]。

显然,我们希望有一个统一的方法,来讨论重离子碰撞问题。新近,我们提出了动力学方程和扩散方程的一种关联处理,通过这种关联处理,建立了切向摩擦系数和角动量扩散系数之间的关系^[7]。在这个基础上,我们提出重离子深部非弹性碰撞的一种动力学方法,在这种动力学方法下,我们通过摩擦张量和扩散张量之间的关系,由扩散张量给出摩擦张量,由此获知那些至今讨论较少的自由度的摩擦,例如质量不对称自由度的摩擦。因此,我们可以比较自治地对动力学方程进行数值求解,同时给出重离子碰撞的耗散与涨落。

数值计算与实验比较表明,此方法能够提供较为简便而又自治地讨论重离子的碰撞

过程。但是,由于核力以及输运系数目前尚存在着某些不确定因素,因此,理论只能提供出粗糙的与实验大致符合的结果。

二 基本方程式

在动力学讨论过程中,我们引进如下自由度,即两个碰撞核质心间的距离 r ,两核质心连线方位角 θ ,每个核绕着它自己的中心,关于实验室固定取向的转动角 ϕ_1 与 ϕ_2 ,以及质量不对称自由度,为简化起见,暂时冻结碰撞核的形变自由度,同时不考虑两核间质量不对称自由度所引起的惯量效应,假定与质量不对称自由度有关的耗散函数为 $\frac{1}{2} C_{AA} \dot{A}^2$ 与 $C_{AM} \dot{A} \dot{\theta}$,因此,我们得到如下动力学方程组^[7]

$$\mu \ddot{r} - \mu r \dot{\theta}^2 + \frac{\partial V_N}{\partial r} + \frac{\partial V_c}{\partial r} = -C_{rr} \dot{r}, \quad (1)$$

$$\mu r^2 \ddot{\theta} + 2\mu r \dot{r} \dot{\theta} + \sum_{i=1}^2 T_i \ddot{\phi}_i = 0, \quad (2)$$

$$J_i \ddot{\phi}_i = -C_{MM} R_i [\dot{R}_i (\dot{\phi}_i - \dot{\theta})] + C_{AM} R_i \dot{A}_i, \quad (3)$$

$$\dot{A}_i = -\frac{1}{C_{AA}} \frac{\partial}{\partial A_i} U_{IM}(A_i) - \frac{C_{AM}}{C_{AA}} [R_i (\dot{\phi}_i - \dot{\theta}) + R_j (\dot{\phi}_j - \dot{\theta})], \quad (4)$$

$i=1, 2.$

其中 C_{ij} 为摩擦张量。和文献〔7〕相比,方程式(3)中的第二项以及方程(4)式,是由于引入质量不对称自由度以后而增加的。和沃尔斯钦等作者一样^[8],假定碰撞核对于角动量损失 $I_1 + I_2 = M$ 的分配,正比于它们的惯量矩,即 $I_1/I_2 = J_1/J_2$,由方程(3)和(4),忽略二级项,我们得到

$$\frac{dM}{dt} = -C_{MM} (R_1 + R_2)^2 \left[\frac{M}{J_{i,rel}} - \frac{I_i - M}{J_{i,rel}} \right] - \frac{C_{AM}}{C_{AA}} (R_1 + R_2) \frac{\partial U_{IM}(A_i)}{\partial A_i} \quad (5)$$

另外,我们由福克—普朗克

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} P(M, A_i, E_{jt}) &= -\frac{\partial}{\partial M} (G_M P(M, A_i, E_{jt})) \\ &+ \frac{\partial^2}{\partial M^2} (D_{MM} P(M, A_i, E_{jt})) \end{aligned} \quad (6)$$

得到一级矩^[7]

$$\frac{d(M)}{dt} = (V_M) \quad (7)$$

根据阿依克等的微观输运理论^[9], V_M 可以表示为

$$U_M = -\frac{1}{T(E_i^*, A_i)} \left[D_{MM} \left(\frac{M}{J_{i,rel}} - \frac{I_i - M}{J_{i,rel}} \right) + D_{AM} \frac{\partial}{\partial A_i} U_{IM}(A_i) \right] \quad (8)$$

其中温度 $T(E_i^*, A_i) = [E_i^*(A_i) / J_1 + J_2]^{-1/2}$, $J_i = A_i / 12 \text{ Mev}^{-1}$ 。假定福克—普朗克方程的一级矩满足经典动力学,即由方程(5)、(7)以及(8),我们得到

$$C_{MM} = \frac{1}{(R_1 + R_2)^2} \frac{D_{MM}}{T(E_1^*, A_1)}, \quad C_{AM} = \frac{C_{AA}}{(R_1 + R_2)} \frac{D_{AM}}{T(E_1^*, A_1)}. \quad (9)$$

用同样的方法, 得到

$$C_{AA} = T(E_1^*, A_1) / D_{AA}. \quad (10)$$

除径向摩擦以外, 方程 (9) 和 (10) 式, 就是我们得到的摩擦张量和扩散张量之间的关系。关于径向摩擦根据格罗斯等人的理论^[10], 它和切向摩擦具有相同的形式因子, 只是系数区别的问题, 故此, 我们取为

$$C_{rr} = K \frac{1}{(R_1 + R_2)^2} \frac{D_{MM}}{T(E_1^*, A_1)} \quad (11)$$

这样一来, 对于我们目前所讨论的自由度, 摩擦张量完全可以由相应的扩散张量来表示。

福克-普朗克的二级矩 $\sigma^2 q_i q_i = \langle q_i^2 \rangle - \langle q_i \rangle^2$, 假定扩散系数 $D q_i q_i$ 对 q_i 依赖很弱, 漂移系数 $U q_i$ 与 q_i 成线性关系^[17], 我们得到

$$\frac{d\sigma^2_{MM}}{dt} = 2 D_{MM} + 2 \sigma^2_{MM} \left[\frac{\partial U_M}{\partial M} \right], \quad (12)$$

$$\frac{d\sigma^2_{AA}}{dt} = 2 D_{AA} + 2 \sigma^2_{AA} \left[\frac{\partial U_A}{\partial A_1} \right], \quad (13)$$

$$\frac{d\sigma^2_{zz}}{dt} = 2 D_{zz} + 2 \sigma^2_{zz} \left[\frac{\partial U_z}{\partial E} \right], \quad (14)$$

由上可见, 我的动力学计算的基本方法是, 利用关系 (9)、(10) 以及 (11), 联立求解方程 (1)、(2)、(3)、(4) 以及 (12)、(13)、(14) 八个方程, 从而对深部非弹性散射中的耗散与涨落进行讨论。

三 数值计算与结果

动力学方法计算中, 扩散系数取自阿依克等的结果^[6]

$$D_{AA} = 0.21 \tilde{\gamma} \tilde{\Delta}^{-\frac{1}{2}} \left[E_1^* / A \right]^{\frac{1}{4}} \left[\frac{(A_1 A_2)^{\frac{1}{3}}}{A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}} \right]^2, \quad (15)$$

$$D_{MM} = \frac{(\Delta j)^2}{(\Delta j)^2 + 0.033 A} \left[D_{AA} \frac{0.002 A_1 A_2}{(\Delta j)^2} + D_{zz} \frac{0.033 A}{\tilde{\Delta}^2} \right] + D_{AM}^2 / D_{AA} \quad (16)$$

$$D_{AM} = D_{MA} = D_{AA} \frac{0.033 (A_1 - A_2)}{(\Delta j)^2 + 0.033 A} \cdot \Delta m, \quad (17)$$

$$D_{zz} = 0.0554 \tilde{\gamma} \tilde{\Delta}^{5/2} \left[E_1^* / A \right]^{\frac{1}{4}} (A_1 A_2)^{\frac{1}{3}} \quad (18)$$

除了 D_{zz} 的单位是 $10^{22} \text{Mev}^2 \text{Sec}^{-1}$ 以外, 其他扩散系数的单位是 10^{22}sec^{-1} 。反冲角动量 $\Delta m = 1/2 A \text{red}$, $A \text{red} = A_1 A_2 / A$ 。单粒子跃迁矩阵元的强度 $\tilde{\gamma}$ 与宽度 $\tilde{\Delta}$ 为

$$\tilde{\Delta} \equiv \Delta \left[1 + \frac{\Delta^2 A}{8^2 E_1^*} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (19)$$

$$\tilde{\gamma} \equiv \gamma \left[\frac{(\Delta j)^2}{(\Delta j)^2 + 0.033A} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

$E_1^*(A_1)$ 由动力学计算的相对运动能量损失所确定。驱动势 $U_{1n}(A_1)$ 取为

$$U_{1n}(A_1) = U(A_1) + \frac{(1-M)^2}{2J_{1n}} + \frac{M^2}{2J_{1n}}, \quad (21)$$

其中

$$U(A_1) = U_{LD}(A_1) + U_{LD}(A_1) - U_{LD}(A) + V_c + V_n, \quad (22)$$

U_{LD} 是球形核的液滴能, V_c 与 V_n 是碎片之间的库仑能与核能。库仑势取球形势, 核相互作用势取接近势形式

$$V_n(s) = -4\pi\gamma \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \begin{cases} (5/3)(1 + S/S_0)\exp(-8s/5S_0), & S \geq 0 \\ 5/3 - S/S_0 - (S/S_0)^2, & S < 0, \end{cases} \quad (23)$$

其中, $S = r - (R_1 + R_2)$ 。计算中, 取 $R_i = 1.18A_i^{1/3}$, $S_0 = 1\text{fm}$, $\gamma = 1\text{MeVfm}^{-1}$ 。

图1给出 ^{86}K (8.18MeV/A) + ^{100}Er 与 ^{136}Xe (8.31MeV/A) + ^{209}Bi 反应计算的偏转函数 $\Theta(l)$ 以及相互作用时间 τ_{int} 随相对运动角动量 l 的变化。非常明显, 这两个反应的偏转函数性质是不一样的, 前者具有旋转效应, 而后者显示出强聚焦效应, 这同实验所观察到的事实相符合。从靠近擦边角动量的 l 值开始, 随着 l 的减小, 相互作用时间 τ_{int} 变大。对于 $\text{K} + \text{Er}$ 反应, $\tau_{int} \geq 5 \times 10^{-21}\text{sec}$ 时发生全熔合, 而对 $\text{Xe} + \text{Bi}$ 反应, 当 τ_{int} 上升到 $\tau_{int} \approx 1.5 \times 10^{-21}\text{sec}$ 后开始下降, τ_{int} 的最大值对应于偏转函数的拐点。

图2给出能量损失 ΔE 随电荷分布涨落 σ_z^2 以及角动量损失 Δl 的变化, 实验点取自文献[11]。图3给出电荷分布涨落 σ_z^2 同散射角 $\theta_{c.m.}$ 以及相互作用时间 τ_{int} 之间的关系, 实验值取文献[12]。由这两个图看出, 对大的 l 分波, 即 $\theta_{c.m.} > 20^\circ$ 正的散射角与 $\tau_{int} < 1.5 \times 10^{-21}\text{sec}$ 与实验大致符合。而对小的 l 分波, 即 $\theta_{c.m.} < 20^\circ$, 随着 l 变小, 与实验偏离变大。因为核力等选择关系, 对小的 l 计算不好。由图2 ΔE 与 σ_z^2 关系以及图3 σ_z^2 与

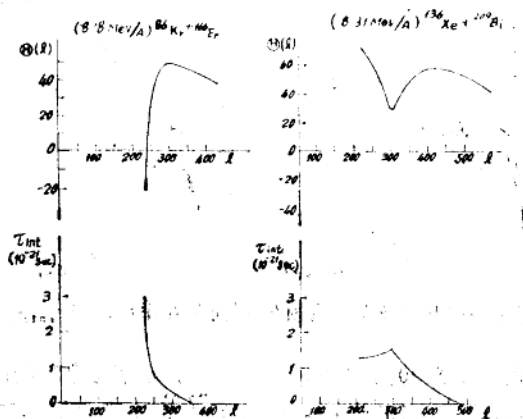


图1、偏转函数 $\Theta(l)$ 以及相互作用时间随相对运动角动量 l 的变化

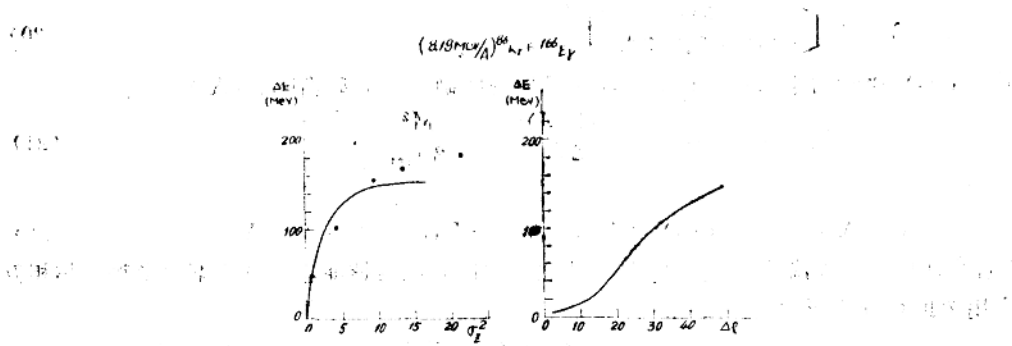


图 2、能量损失 ΔE 随电荷分布涨落 σ_z^2 以及角动量损失 Δl 的变化

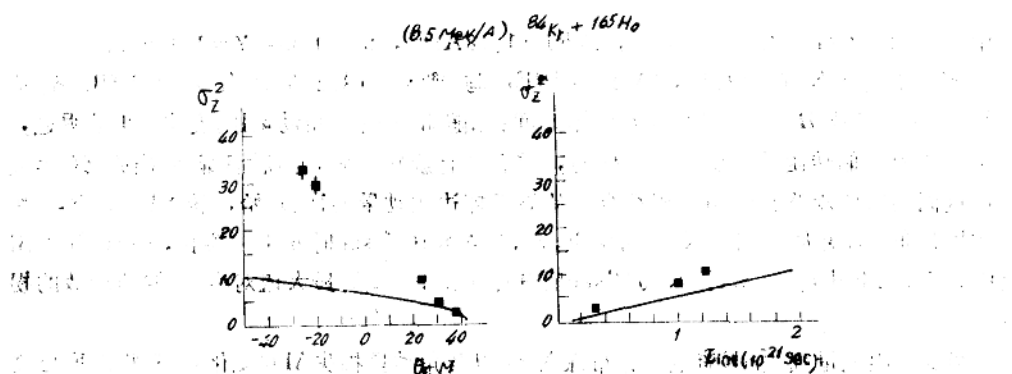


图 3、电荷分布涨落 σ_z^2 同散射角 $\theta_{c.m.}$ 以及相互作用时间 τ_{int} 之间的关系

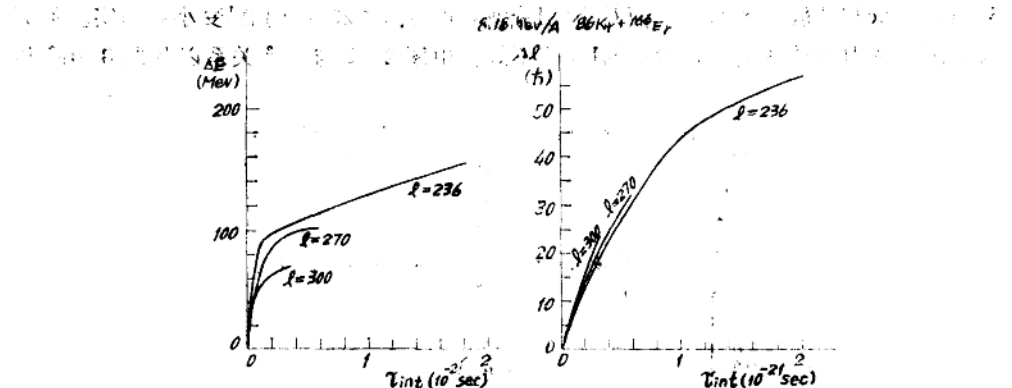


图 4、能量损失 ΔE 以及角动量损失 Δl 同相互作用时间 τ_{int} 的关系。

从 τ_{int} 关系看出，如果我们定义 90% 的 ΔE 所相应的时间为弛豫时间的话，由这两个图给出的关系，我们获得 $\tau_{rel} \approx 1.5 \times 10^{-21} \text{ sec}$ ，同我们先前计算的结果 [7] 以及文献 [12] 的结果一致。

图4给出能量损失 ΔE 以及角动量损失 Δl 同相互作用时间 τ_{int} 的关系。对给出的三个 l 分波而言,在 $\tau_{int} \leq 0.3 \times 10^{-21} \text{sec}$ 范围内, $\Delta l \lesssim 20\hbar$, $\Delta E > 70 \text{MeV}$, 可见这个范围的过程, 径向动能损失是主要的。另外, 对 $l = 300$, $\tau_{int} < 0.4 \times 10^{-21} \text{sec}$, 而对 $l = 236$, $\tau_{int} \approx 2 \times 10^{-21} \text{sec}$, 即 l 变小, τ_{int} 变大, 并且 M 与 ΔE 都大。因此, 对小距离的碰撞, 角动量损失变得重要。这些定性结果, 同文献[11]的结论都是一致的。

图5给出角动量涨落 σ_M^2 及平均角动量损失 $\langle M \rangle$ 随角动量 l 的变化。由图看出因为随着 l 的变小, τ_{int} 增大, 因此 σ_M^2 与 $\langle M \rangle$ 随着 τ_{int} 增加而增加, 也就是说 σ_M^2 随 $\langle M \rangle$ 增加而增加, 这些结果同实验提供的事实, 以及文献[11]与[12]的结果, 趋势完全一致。但是, 由于动力学计算中, 目前存在着若干不确定因素, 所以, 我们没有进一步用调整各种参数的办法, 求得同实验及别人结果的较好的符合。

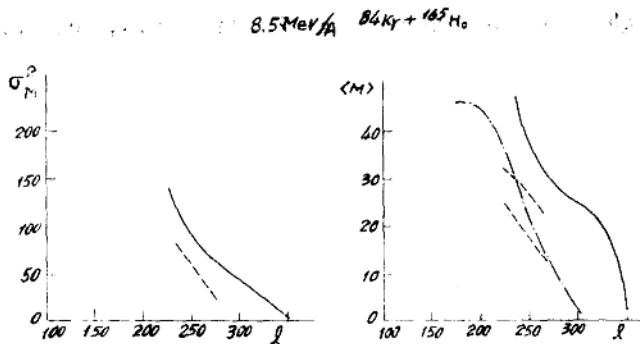


图5、角动量涨落 σ_M^2 及平均角动量损失 $\langle M \rangle$ 随角动量 l 的变化。

四 讨 论

我们在建立动力学方法中, 为了获得摩擦张量和扩散张量的简单关系, 采用了碎片内禀角动量之比, 同它们的转动惯量成正比, 以及关于输运系数的近似展开式, 即 $D_{q_i q_j}$ 对 q_i 依赖很弱, Vl_i 与 q_i 成线性关系, 这些给动力学计算本身带来了一定的近似。但是, 近似应该说是允许的, 因为在这些近似下, 我们得到了同文献[9]相同的涨落耗散定理, 即高温极限下的爱因斯坦关系。

理论计算, 给出了与实验相符合的定性结果, 定量结果与实验大致符合, 对大的 l 分波符合较好, 随着 l 变小, 符合变差。这主要是我们的偏转函数计算不好, 限制全熔合的临界角动量 l_c 计算太大。造成这种情况是核力与摩擦力等的不确定因素。目前, 我们没有直接应用任何摩擦系数形式, 而是通过扩散系数计算摩擦系数的, 换句话说, 输运系数也有不确定的因素。因此, 核力、核摩擦以及输运系数的正确与否, 是动力学计算好坏的关键。这些问题, 正是目前深部非弹性重离子碰撞中进一步深入研究的课题。

参 考 文 献

- [1] D. E. H. Gross et al., *Phys. Lett.*, 4813 302 (1974).

- [2] 近代物理研究所,“科学技术报告汇编”,第二集51 (1961).
- [3] J. Bondorf et al., *Phys. Report*, 15C 83 (1974).
- [4] J. Wilczynski et al., *Nucl. Phys.*, A264 115 (1976).
- [5] 吴国华,钟纪泉,葛凌霄,“高能物与核物理”,1 83 (1977).
- [6] 葛凌霄,吴国华,刘建业,“高能物理与核物理”,3 760 (1979).
- [7] 钟纪泉,“高能物理与核物理”,4 744 (1980).
- [8] G. Wolschin and W. Nörenberg, *Phys. Rev. Lett.*, 41 691 (1978).
- [9] S. Ayik, G. Wolschin and W. Nörenberg, *Z. Phys.*, A286 271 (1978).
- [10] D. H. E. Gross and R. Beck, *Phys. Lett.*, 47B 143 (1973).
- [11] G. Rudolf, A. Gobbi and H. Stelzer, Energy-Loss and Nucleon Exchange in The Reaction of ^{86}Kr with ^{180}Er , GSI-VP-12-78.
- [12] G. Wolschin and W. Nörenberg, *Z. Phys.*, A284 209 (1978).

由重离子引起的融合裂变和准裂变过程 中断点拉长度研究的一个简单模型

王正大 徐树威 缪容之

摘 要

本文假定在断裂过程中碎片相对运动动能可以忽略,绝热近似条件得到满足,并且碎片只有旋转对称的四极形变,从而得到决定断点处碎片运动的三个方程。求解这一简单的代数方程组,可以得到断点拉长度,并得到出射碎片的总动能。计算结果与重离子引起的融合裂变和准裂变(深部非弹性散射的全阻尼)过程中出射碎片的平均总动能的许多资料符合。

一 前 言

对于重离子引起的融合裂变和准裂变(深部非弹性散射的全阻尼)过程,研究其断点拉长度是一个有趣的课题。实验事实说明,尽管入射炮弹动能很不一样,融合裂变出射碎片的平均总动能基本上是不变的。所以人们一般认为出射碎片的总动能基本上取决于断裂时碎片的相互作用势能(主要是库仑能),而断裂时碎片的径向初始动能可以忽略。至于准裂变,本身就意味着碎片分离前,系统的径向相对运动动能已经完全转化为内部激发能了。此外,实验测得的碎片动能要比两个球形碎片相切时的库仑能低得多,所以人们认为碎片在断裂时被拉长了。基于这些事实,作者假设:1.断裂时碎片径向的相对运动动能可以忽略,2.断裂时碎片只发生四极形变,而且对称轴就在两核心的连结线上;3.碎片处于高激发态,壳效应被洗刷,液滴模型是一个很好的近似。根据这三条假设,我们找到了一种简便的计算方法,可以定量地求出断裂时碎片的拉长度和出射碎片的总动能,并且与实验测得的碎片平均动能作了比较。

二 计算方法

断裂时,由于碎片间相对径向运动动能可以忽略(径向速度十分缓慢),所以把相对径向运动自由度(r)与碎片的形变自由度分开处理的绝热近似是合适的。就是说,对于一个固定的 r 位置,两个碎片在时间上完全来得及调整自己的形状,使整个系统的位能处于最低状态。在数学上则表达为满足极值的必要条件:

$$\frac{\partial U(r, \alpha_1, \alpha_2)}{\partial \alpha_1} = 0$$

其中 U 为系统的总位能, r 是两碎片质心的相对距离, α_1, α_2 分别表示碎片的四极形变参数。当然, 断点的另一个条件应该是:

$$r = R_1(1 + \alpha_1) + R_2(1 + \alpha_2) \quad (2)$$

此处, R_1 和 R_2 分别表示两碎片为球形时的核半径。根据液滴模型, 系统的总位能可以表示为

$$U = U_c + U_n + U_l + U_{..} \quad (3)$$

式中库仑势

$$U_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left[1 + \frac{3}{5} \frac{1}{r^2} \sum_{i=1}^2 R_i^2 \alpha_i + \frac{12}{35} \frac{1}{r^2} \sum_{i=1}^2 R_i^2 \alpha_i^2 + \frac{54}{25} \frac{1}{r^4} \alpha_1^2 \alpha_2^2 R_1^2 R_2^2 + \frac{18}{35} \frac{1}{r^4} \sum_{i=1}^2 R_i^4 \alpha_i^4 \right]$$

需要特别说明的是, 上述库仑势表示式在满足条件 $r \geq R_1(1 + \alpha_1) + R_2(1 + \alpha_2)$ 时适用。核势

$$U_n = -2\pi(\gamma_1 + \gamma_2)r_0 \frac{A_1^{\frac{1}{3}} A_2^{\frac{1}{3}}}{\left[A_1^{\frac{1}{3}} \frac{(1 + \alpha_2)}{\left(1 - \frac{\alpha_2}{2}\right)^2} + A_2^{\frac{1}{3}} \frac{(1 + \alpha_1)}{\left(1 - \frac{\alpha_1}{2}\right)^2} \right]} \times \begin{cases} \frac{5}{3} \left(1 + \frac{S}{S_0}\right) \exp\left(-\frac{8}{5} \frac{S}{S_0}\right) & S \geq 0 \\ \frac{5}{8} - \frac{S}{S_0} - \left(\frac{S}{S_0}\right)^2 & S < 0 \end{cases}$$

此处 $S = r - [R_1(1 + \alpha_1) + R_2(1 + \alpha_2)]$

$$S_0 = 1 \text{ fm}$$

$$\text{离心势 } U_{..} = \frac{L(L+1)^2}{\left[2\mu\gamma^2 + \frac{2}{5} A_1 R_1^2 \left(1 + \frac{\alpha_1}{2}\right) + \frac{2}{5} A_2 R_2^2 \left(1 + \frac{\alpha_2}{2}\right) \right]}$$

$$\text{形变能 } U_l = \sum_{i=1}^2 4\pi\gamma_i R_i^2 [0.4(1 - x_i)\alpha_i^2 - 0.0361(1 + 2x_i)\alpha_i^3]$$

式中所有的液滴模型参数均为传统参数^[1]

$$\text{半径参数 } r_0 = 1.2 \text{ fm}$$

$$\text{表面能参数 } \gamma_i = 0.99 \left[1 - 1.78 \left(\frac{N_i - Z_i}{A_i} \right)^2 \right] \text{ Me V} \cdot \text{fm}^2$$

$$\text{可裂变参数 } X_i = Z_i^2 / 45 A_i$$

J. Wilczynski^[2]从液滴模型出发, 曾得到了两个球形核接触时相互作用的核力表