

在重离子碰撞中的质量漂移 和统计涨落及壳效应的影响

李君清 朱介鼎* 刘建业 诸永泰

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

STEM

-TAI

motion
time, the

摘 要

在 D. Myers 的核质量公式加壳修正的基础上仔细计算了碰撞系统的驱动势, 用数值法解主方程计算了三个反应道的质量漂移和统计涨落. 结果表明输运理论能够描述重离子碰撞中从零到相当大的能损区内质量不漂移现象, 原因是质量漂移速度不太大, 短时间不会有明显漂移; 驱动势的壳结构效应明显影响低能损区的质量弛豫.

一、导 言

在低能重离子深部非弹反应中, 从零到相当大的能损区内质量不漂移但存在扩散的现象引起了人们密切的注意和很大的兴趣. 七十年代开始发展起来的输运理论虽然在描述能损、质量、电荷和角动量耗散方面都取得了很大的成功^[1], 但在解释从零到相当大能损区内质量不漂移现象时, 仍面临着一个挑战. 目前, 对此问题的解释还在争议之中. 有人认为这可能是在原有统计理论描述之外属于一个新的反应机制^[2]. G. Morretto^[3]等认为这种在反应系统驱动力作用下质量不漂移现象可用与温度有关的粒子交换理论解释. 他认为在反应初期, 如果把核子看作费米气体, 则当两核接触时, 向弹核和靶核两个方向流动的核子数应是相等的, 较小的核因此有较高的核温度. 这对总粒子流方向有一调节作用: 温度较高的核有较多的核子流向对方, 使两核的质量数在反应初期保持不变. 他将此叫做由相对运动所驱动的反饋机制.

但是 H. Feldmeier^[4] 在他的多参数粒子交换模型中对重离子碰撞反应中粒子交换, 能量和角动量耗散的研究中指出, 热反饋现象在质量不对称自由度弛豫方面并没有明显的作用. 反应中平均电荷数漂移得非常慢, 主要是因为质量迁移系数比较小, 在反应时间大约为 1 个或几个 10^{-21} 秒的时间里, 不会有多个单位的质量漂移. 大量的质量漂移只在很长的反应时间后才出现, 这时两核之间已有很大的窗开放.

把重离子深部非弹反应中力学量的弛豫过程看做输运过程而用福克-普朗克方程来

* 兰州大学现代物理系
本文 1986 年 4 月 30 日收到.

描述曾取得了许多成绩。但由于早期福-普方程的解多局限于解析解,将驱动势做二次抛物线近似,使理论与实际情况有较大的偏离。最终将理论局限于只能解释力学量二次矩(涨落)的行为,而不能解释与驱动势密切相关的一次矩(平均值)的行为。为了克服这缺点,本文将在 H. Weidenmüller 和 W. Nörenberg 建立的输运理论基础上,用数值法解主方程。我们感兴趣的是:在仔细考虑了真实的驱动势后,质量不对称性的弛豫是否与实验结果相一致?是否能描述低能损区的质量不漂移现象?在进一步考虑了结构效应后,原子核的结构将对核反应有怎样的影响?

二、模 型

从传统的输运理论出发^[1,5],主方程与相对运动的耦合通过相互作用时间和相对运动的能损而耦合。相对运动的处理用经典的参数化的偏转函数方法^[6]。

(1) 主方程:

设反应中碎片 1、2 的质量数分别是 A_1 、 A_2 , 总质量数 $A = A_1 + A_2$ 。在 t 时刻碎片 1 的质量数为 A_1 , 激发能为 E_1 的分布几率为 $P(A_1, E_1, t)$, 它满足主方程:

$$\frac{dP(A_1, E_1, t)}{dt} = \sum_{A'_1} W_{A_1 A'_1} [d_{A'_1} P(A'_1, E'_1, t) - d_{A_1} P(A_1, E_1, t)], \quad (1)$$

式中 $W_{A_1 A'_1}$ 表示碎片 1 的质量数为 A_1 , 内部激发能为 E_1 时向 (A'_1, E'_1) 态跃迁的几率, d_{A_1} 表示碎片在 (A_1, E_1) 宏观状态时所包含的微观态的维度, 求和对碎片 1 所能取的所有状态进行。

(2) 跃迁几率

$$W_{A_1 A'_1} = W_{A'_1 A_1} = \frac{\tau_{mem}(A_1, E_1, A'_1, E'_1; t)}{\hbar^2 d_{A_1} d_{A'_1}} \sum_{ii'} |\langle A'_1, E'_1, i' | V | A_1, E_1, i \rangle|^2, \quad (2)$$

i 表示所有其他量子数, 它和质量能量坐标正交。记忆时间:

$$\tau_{mem}(A_1, E_1, A'_1, E'_1, t) = (2\pi)^{1/2} \hbar \{ \langle V^2(t) \rangle_{A_1, E_1} + \langle V^2(t) \rangle_{A'_1, E'_1} \}^{-1/2}, \quad (3)$$

$\langle \rangle_{A_1, E_1}$ 表示对固定 (A_1, E_1) 状态的平均预期值。

在相互作用核中核子的运动由下面的单粒子哈密顿量描述:

$$H(t) = H_0(t) + V(t), \quad (4)$$

$$H_0(t) = \sum_K \sum_\nu \varepsilon_{\nu K}(t) a_{\nu K}^+(t) a_{\nu K}(t), \quad (5)$$

$$V(t) = \sum_{K, K'} \sum_{\alpha_K \beta_{K'}} u_{\alpha_K \beta_{K'}}(t) a_{\alpha_K}^+(t) a_{\beta_{K'}}(t) = \sum_{K, K'} V_{KK'}(t), \quad (6)$$

$$u_{\alpha_K \beta_{K'}}(t) = U_{KK'} \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_{\alpha_K}(t) - \varepsilon_{\beta_{K'}}(t)}{\Delta_{KK'}} \right)^2 \right] - \delta_{\alpha_K \beta_{K'}} \right\}, \quad (7)$$

时间 t 由反应系统碰撞核的相对运动确定, $\varepsilon_{\nu K}(t)$ ($K = 1, 2$) 表示碎块 K 的单粒子能级

(2)

ε^* 是系:
度 $d(m_1$

为方便
用

〈

 τ_1

由(6)式

其中

。

(3)

l, J_{rel} 分
禀转动惯

其中库仑

核能:

液滴能由
称形变。
动角动量

(2), (3) 式的平均在费米面两侧对称分布的价空间 $\Delta\varepsilon_K$ 中进行:

$$\Delta\varepsilon_K = \sqrt{\frac{4\varepsilon_K^*}{g_K}}, \quad \varepsilon_K^* = \varepsilon^* \frac{A_K}{A}, \quad g_K = \frac{A_K}{12} \quad (8)$$

ε^* 是系统局部激发能. 在价空间有价态 $N_K = \Delta\varepsilon_K \cdot g_K$ 个, 有价核子 $m_K = N_K/2$ 个. 维数 $d(m_1, m_2) = \binom{N_1}{m_1} \binom{N_2}{m_2}$, 相互作用强度因子

$$U_{KK'} = \frac{g_1^{1/3} g_2^{1/3}}{g_1^{1/3} + g_2^{1/3}} \cdot \frac{1}{g_K^{1/3} g_{K'}^{1/3}} 2\gamma_{KK'}$$

为方便起见, 我们选 $\gamma_{11} = \gamma_{22} = \gamma_{12} = \gamma_{21} = 3$, $\Delta_{11} = \Delta_{22} = \Delta_{12} = \Delta_{21} = 2$.

用统计谱方法做 (2), (3) 式中的平均, 得

$$\langle V_{KK'} V_{KK'}^* \rangle = \frac{1}{4} U_{KK'}^2 g_K g_{K'} \Delta_{KK'} \Delta\varepsilon_K \cdot \Delta\varepsilon_{K'} \left[\Delta_{KK'}^2 + \frac{1}{6} (\Delta\varepsilon_K^2 + \Delta\varepsilon_{K'}^2) \right]^{1/2}, \quad (9)$$

$$\tau_{\text{mem}}(A_K, E_K, t) = \hbar \left[\pi / \sum_{KK'} \langle V_{KK'} V_{KK'}^* \rangle \right]^{1/2}. \quad (10)$$

由 (6) 式, 跃迁几率可写成四项:

$$W(A_1, E_1, A_1', E_1') = \frac{\tau_{\text{mem}}(A_1, E_1, A_1' E_1')}{d_{A_1} d_{A_1'}} \{ [\omega_{11}(A_1, E_1, E_1') + \omega_{22}(A_1, E_1, E_1')] \delta_{A_1' A_1} + \omega_{12}(A_1, E_1, E_1') \delta_{A_1', A_1-1} + \omega_{21}(A_1, E_1, E_1') \delta_{A_1', A_1+1} \}, \quad (11)$$

其中

$$\omega_{KK'}(A_1, E_1, E_1') = \sum_{K, K', A_1'} | \langle A_1, E_1, K | V_{KK'} | A_1' E_1' K' \rangle |^2 = d_{A_1} \langle V_{KK'} V_{KK'}^* \rangle. \quad (12)$$

(3) 局部激发能及反应系统驱动势

$$\varepsilon^* = E^* - [U(A_1) - U(A/2)] - \frac{(l-M)^2}{2J_{\text{rel}}} - \frac{M^2}{2J_{\text{int}}}, \quad (13)$$

l, J_{rel} 分别为双核系统相对运动角动量和转动惯量, M, J_{int} 分别为系统内禀角动量和内禀转动惯量. 基态能:

$$U(A_1) = U_{\text{LD}}(A_1) + U_{\text{LD}}(A_2) - U_{\text{LD}}(A) + U_{\text{C}}(A_1) + U_{\text{N}}(A_1) \quad (14)$$

其中库仑能:

$$U_{\text{C}}(A_1) = 1.44 z_1 z_2 / R \text{ MeV}, \quad R = 0.5 + 1.36(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ fm} \quad (15)$$

核能:

$$U_{\text{N}}(A_1) = \alpha_n A_1^{1/3} A_2^{1/3} / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}); \quad \alpha_n = 15.2 \text{ MeV} \quad (16)$$

液滴能由 W. D. Myers^[7] 的公式给出, 并加上了壳修正和奇偶修正, 这里只考虑了轴对称形变. (13) 式中 E^* 代表相对动能损所提供的双核系统内部激发能, M 表示相对运动角动量耗散所提供的内禀自旋, 都由相对运动的经典处理给出. 驱动势:

$$U_{\text{IM}}(A_1) = U(A_1) + \frac{(l-M)^2}{2J_{\text{rel}}} + \frac{M^2}{2J_{\text{int}}}.$$

(4) 主方程的数值解

(1) 式中, 假定 $W_{A_1 A_1'}$ 对 A_1 对称分布, 并在 A_1 点尖锐成峰, 则只有 $W_{A_1, (A_1-1)}$ 和 $W_{A_1, (A_1+1)}$ 即单核子的跃迁是主要的, 双核子及多于双核子的跃迁可忽略. 对 A_1' 的求和只取 $A_1' = A_1 \pm 1$ 两项, (1) 式被简化. 对 (1) 式插分后, 变成只有三对角项的联立方程组. 对分布函数 $P(A_1, E_1, t)$ 的边界, 我们假定,

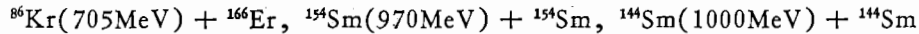
$$P\left(A_1 < \frac{A_P}{2}, E_1, 0\right) = 0, \quad P\left(A_1 > A_P + \frac{A_T}{2}, E_1, t\right) = 0,$$

A_P, A_T 分别是炮弹, 靶核质量. 实际计算中, 只要能保证分布函数的归一化, 我们往往将边界适当缩小. 我们取时间步长 $\Delta\tau = 0.05 - 0.1 \times 10^{-22}$ 秒, 一般在能损变化较慢的区域, 跃迁几率的变化也不太大, 时间步长可取得大一些.

我们先对不同的角动量分波进行计算, 然后再将不同分波的结果进行叠加.

三、计算结果和分析

我们分别对



三个反应道进行了数值计算. 主要计算了反应产物质量的平均值:

$$\langle A_1 \rangle = \sum_{A_1} A_1 P(A_1, E^*, t) / \sum_{A_1} P(A_1, E^*, t),$$

及其涨落: $\sigma_{A_1}^2 = \sum_{A_1} A_1^2 P(A_1, E^*, t) - \langle A_1 \rangle^2$. 计算中, 归一化系数一般为 1, 只有对非常小的 l 分波, 相互作用时间很长, 归一化系数略小, 但也在 0.97 以上. 反应中, 仅考虑了单核子的转移, 但是究竟转移质子还是中子由势能面的最低值决定. 这样就区分了中子和质子, 可以计算:

$$\langle z_1 \rangle = \sum_{A_1} z_1 P(A_1(z_1, N_1), E^*, t), \quad \langle N_1 \rangle = \sum_{A_1} N_1 P(A_1(z_1, N_1), E^*, t),$$

$$\sigma_z^2 = \sum_{A_1} z_1^2 P(A_1(z_1, N_1), E^*, t) - \langle z_1 \rangle^2, \quad \sigma_N^2 = \sum_{A_1} N_1^2 P(A_1(z_1, N_1), E^*, t) - \langle N_1 \rangle^2.$$

计算中, 对所有反应道的所有参数都由上节给出, 因此没有自由可调参数.

图 1 给出了 ${}^{86}\text{Kr}(705\text{MeV}) + {}^{166}\text{Er}^{[3]}$ 反应道出射类弹碎片 $\langle z \rangle$ 及 σ_z^2 随总动能 TKE^{*} 的关系. 可见当总动能大时, 即反应道动能损失小时, 能损从 0 到 180 MeV $\langle z \rangle \sim 36$ 没有明显的漂移. 因为在深部非弹反应过程中, 径向动能损失非常快, 180 MeV 能损只在 1.3×10^{-21} 秒的相互作用时间里完成. 在这段时间里, $\langle z \rangle$ 还来不及沿驱动力方向有明显的漂移. 加之考虑了壳修正和奇偶效应, 驱动力不是很光滑的, 这对电荷或核子的漂移在激发能不太高的情况下有一定的阻碍作用. 驱动力在注入点左边有个小谷, 使 $\langle z \rangle$ 在漂移时有稍向较小 $\langle z \rangle$ 值移动, 然后再向大 $\langle z \rangle$ 方向移动的趋势, 使在更长的时间里保持 $\langle z \rangle$ 不变. 这时由于能损已提供了一定的核温度, 核内部状态已足够复杂, 与过程的不

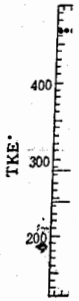


图 1
弹碎片

逆性相
右. 能
20 × 10
的电荷
里完成.
图
率, 即电
附近有
慢慢减
计

也可以

τ_{rad} 表示
影响结

由
壳效应.

量. ${}^{144}\text{S}$

变核. 出
出了两

果. 对

后趋于

$1, (A_1-1)$ 和
的求和只
方程组。

们往往将
较慢的区

Sm

1, 只有对
中, 仅考
就区分了

- $\langle N_1 \rangle^2$.

动能 TKE*
 $\langle z \rangle \sim 36$ 没
能损只在
方向有明
子的漂移
使 $\langle z \rangle$ 在
时间里保持
程的不可

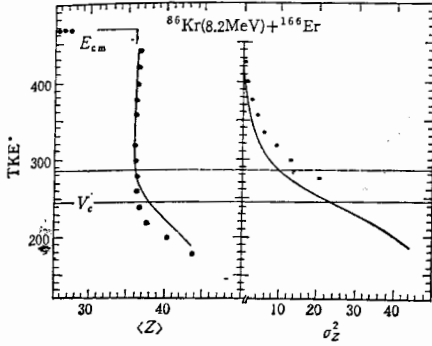


图 1 $^{86}\text{Kr}(705\text{MeV}) + ^{166}\text{Er}$ 反应道出射类
弹碎片的电荷平均值 $\langle z \rangle$ 及偏差 σ_z^2 随总动
能 TKE* 的关系

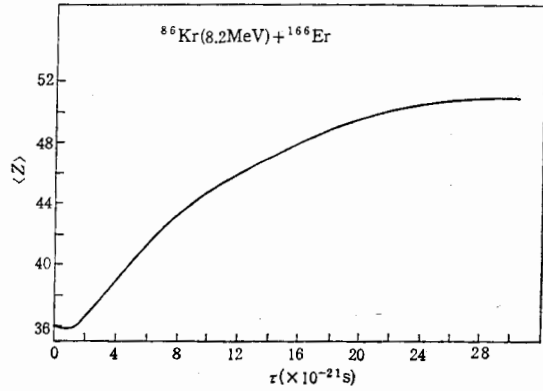


图 2 $^{86}\text{Kr}(705\text{MeV}) + ^{166}\text{Er}$ 反应道出射类弹碎片的
电荷平均值 $\langle z \rangle$ 随相互作用时间的关系(对 $l = 35.5$
分波)

逆性相联系的涨落现象则已以比 $\langle z \rangle$ 快一倍的弛豫时间指数上升, σ_z^2 已达 10 个单位左右. 能损达到全弛豫时, $\Delta E \sim 280\text{MeV}$, $\text{TKE}^* \sim 180\text{MeV}$, 相应相互作用时间长达 20×10^{-21} 秒以上. 在这么长的时间里, 虽然 z 的漂移速度并不太大, 但仍然能积累明显的电荷漂移(多达七、八个电荷单位). 所以图 1(a)中虚线以上的过程只在 1.3×10^{-21} 秒里完成, 虚线以下则在 20×10^{-21} 秒以上时间里完成.

图 2 给出了 $\langle z \rangle$ 随相互作用时间 τ 的关系. 曲线的斜率给出了平均电荷的变化速率, 即电荷漂移速度 v_z . 初始阶段能损较小, 趋动势的精细结构起作用, $\langle z \rangle$ 在注入点 36 附近有一摆动, 然后慢慢增加. 可以看到 $\langle z \rangle$ 开始稳定增加时的斜率较大, τ 增加时, v_z 慢慢减小, 尽管电荷漂移速度小在长时间里也使 $\langle z \rangle$ 有了明显的增加.

计算中假定了核温度很快达到平衡, 即碎片激发能按质量分配:

$$E_k^* = E^* \frac{A_k}{A}$$

也可以假定激发能一开始平均分配, 在能量达到弛豫时温度才平衡, 即

$$E_k^* = E^* \left[A_1 + \left(\frac{A}{2} - A_1 \right) \exp(-\tau/\tau_{\text{rad}}) \right] / A,$$

τ_{rad} 表示径向动能的弛豫时间. 但跃迁几率对这两种分配方式并不敏感, 因此基本上不影响结果.

由于驱动势中包含了壳修正, 我们希望输运理论能够反映深部非弹过程中所呈现的壳效应. 郭恩九^[9]等对对称系统 $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ 和 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ 进行了运动学上的完全测量. ^{144}Sm 有 $N = 82$ 的中子闭壳, 属球形基态核; ^{154}Sm 在闭壳外还有 10 个中子, 是强形变核. 两个反应的质量分布在能损小时, ^{144}Sm 系统的电荷分布要大得多. 图 3 的上部给出了两个系统的 σ_A^2/σ_z^2 值与 TKEL 的关系. 图中带误差棒的分点标出了实验测量结果. 对 ^{154}Sm 系统, σ_A^2/σ_z^2 值随能损增加而稍许下降; 对 ^{144}Sm 系统则逐渐上升, 当

$\text{TKEL} > 100\text{MeV}$

后趋于常数, 但其值比 ^{154}Sm 系统的稍小. 这说明能损小时, ^{144}Sm 的电荷扩散比较主要,

因为它的中子是满壳的。实、虚光滑曲线分别表示两个系统的理论结果,可见理论值基本

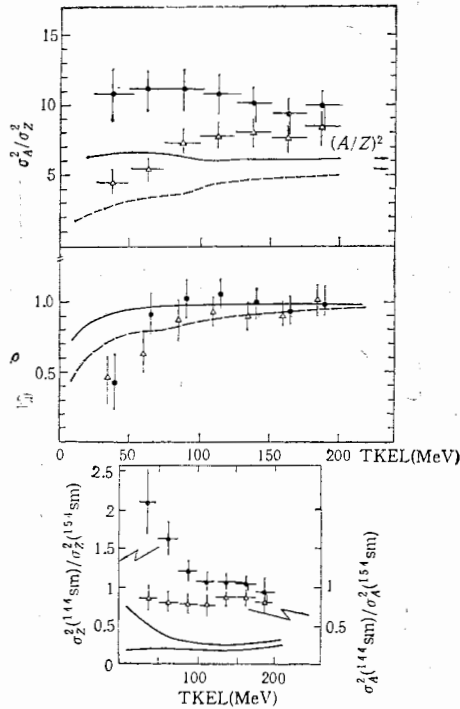


图 3

上部: 两个反应的 σ_A^2/σ_Z^2 与 TKEL 的变化关系

中部: 关联系数 ρ 与 TKEL 的变化关系

下部: 两个系统的 σ_Z^2 和 σ_A^2 比与 TKEL 的变化关系

● $^{144}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm} 970\text{MeV}$

▲ $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm} 1000\text{MeV}$

给出了关联系数 ρ 随 TKEL 的变化, 这里定义 $\sigma_A^2 = \sigma_N^2 + \sigma_Z^2 + 2\sigma_N\sigma_Z\rho$. 理论值与实验值符合得较好, ρ 随激发能的增加都趋于 1, 说明 $\text{TKEL} > 100\text{MeV}$ 时, 中子和质子是完全关联的.

四、总结和结论

核子扩散和能量耗散相关的微观机制的研究, 一直是重离子反应中极有兴趣的课题之一. 尤其是小能损区质量不漂移的现象, 更为许多人所关注. 我们从输运理论出发, 避开了福克-普朗克方程的解析解不能描述力学量一次矩的精细行为的缺点, 用数值法解主方程, 发现输运理论仍能较好地解释这种现象. 相对于能量弛豫来说, 质量输运过程是个慢过程, 漂移速度比较小, 因此与 Feldmeier 的结论一致, 在较短的相互作用时间里没有明显的电荷漂移, 而且热反馈效应的作用并不明显. 另外, 系统势能面由于壳效应而带来的变化, 会影响系统的局部激发能, 这就影响到双核系统的核温度, 对核温度敏感的二次

再现了实验值的趋势, 但绝对值较小. 因为数值解主方程需要的计算机时间太长, 使我们无法调任何参数. 对两个系统理论值都偏小, 说明液滴能中的对称能参数的改变, 可以使质子扩散得慢一些. 图 3 下部所示的两个系统的 σ_A^2 和 σ_Z^2 的比值可进一步理解中子满壳所起的作用. 实验 $\sigma_A^2(^{144}\text{Sm})/\sigma_A^2(^{154}\text{Sm})$ 值约为 0.8 且与 TKEL 无关, 表明在较重系统中核子交换稍多. $\sigma_Z^2(^{144}\text{Sm})/\sigma_Z^2(^{154}\text{Sm})$ 在所测的最小 TKEL 时约为 2, 表明这时 ^{144}Sm 系统中被交换的质子数是 ^{154}Sm 的 2 倍. 说明在相等的质量转移情况下, 在 ^{144}Sm 系统中质子转移占优势, 中子转移因闭壳作用而被阻滞. 这个比值随 TKEL 的增加而减至 1, 表明能损高时壳效应被模糊掉了. 再一次理论结果给出了与实验值相同的趋势, 但有较小的绝对值. 计算中发现 ^{144}Sm 系统的位能谷比 ^{154}Sm 系统的狭窄得多, 质量和电荷的扩散都比 ^{154}Sm 系统小得多, 跃迁几率的理论值随激发能的增加敏感度不够. 在相互作用势中, 我们取了过于简单的形式,

$\gamma_{11} = \gamma_{22} = \gamma_{12} = \gamma_{21}$, $\Delta_{11} = \Delta_{22} = \Delta_{12} = \Delta_{21}$, 实际上激发和跃迁过程应取不同的值, 且与激发能有关. 但由于受计算机条件的限制我们没有作更多的计算, 只能做定性符合. 图 3 中部

矩则反
要成份
用
之间的
作
持.

- [1] H. 25
[2] J.
[3] L.
[4] H.
[5] 王
[6] J.
[7] W
[8] A.
[9] 郭

MA

Ma
The dri
The rest
loss in l
coefficient
shell str

* De

理论值基本小。因为数, 使我们无偏小, 说可以使质子系统的 σ_2 所起的作为 0.8 且与交换稍多。KEL 时约与质子数是移情况下, 质子转移因 KEL 的增莫糊掉了。的趋势, m 系统的量和电荷率的理论相互作用势

$\Delta_{12} = \Delta_{21}$, 且与激制我们没图 3 中部直与实验质子是完

的课题出发, 避直法解主程是个里没有而带来二次

矩则反映了壳效应给反应过程所带来的影响。当能损增大时, 能损在局部激发能中占主要成份, 而壳的效应相对地变小。

用数值法解主方程虽然有很大的计算量, 但适当地简化后有可能用来描述各力学量之间的耦合, 如质量与角动量的耦合, 这在理论上迄今还没有被人计算过。

作者感谢与王顺金, 沈文庆同志的有启发性的讨论, 感谢兰州大学计算中心的大力支持。

参 考 文 献

- [1] H. A. Weidenmuller, *Progr. Part. Nucl. Phys.*, **3**(1980), 49; W. Norenberg et al., *Z. Phys.*, **A277**(1976), 299, **A279**(1976), 145, **A286**(1978), 263, **A308**(1982), 315.
- [2] J. J. Griffin et al., *Nucl. Phys.*, **A248**(1984), 145c.
- [3] L. G. Morretto et al., *Nucl. Phys.*, **A428**(1984), 137c.
- [4] H. Feldmeier et al., *Nucl. Phys.*, **A428**(1984), 223c.
- [5] 王肖明, 萨本豪等, *原子核物理*, **2**(1980), 97.
- [6] J. Q. Li and G. Wolschin, *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 590.
- [7] W. D. Myers et al., LBL-Report, UCRL-11980(1965).
- [8] A. Gobbi, *Procc. TSUKUBA Inter. Simpo.* (1984), 187.
- [9] 郭恩九等, *高能物理与核物理*, **7**(1983), 379.

MASS DRIFT FLUCTUATION AND THE SHELL EFFECT IN HEAVY ION COLLISIONS

LI JUN-QING ZHU JIE-DING* LIU JAN-YE ZHU YONG-TAI

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

Master equation is solved numerically for mass drift and fluctuation of three reactions. The driven potential is calculated by means of D. Myers' mass formula plus shell correction. The results indicated that the lack of mass drift in the range of zero to a considerable energy loss in heavy ion collisions could be explained by transport theory. Due to small mass mobility coefficient the mass does not drift considerably during a short time interval. The effect of shell structure in the driven potential is obvious for mass relaxation in low energy loss region.

* Department of Modern Physics, Lanzhou University, Lanzhou.