

低能重离子碰撞过程中的壳效应

刘建业 李君清 乔卫民 陈培均
沈文庆 谭南虹

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘 要

利用耗散动力学方程与主方程耦合求解并在考虑壳修正的情况下计算了单闭壳原子核碰撞系统和非满壳原子核碰撞系统的电荷、质量的一次矩、二次矩和中子质子关联函数。对于两类不同的碰撞系统而言,电荷、质量的二次矩和中子质子关联函数均存在系统而明显的差别。将理论计算结果与实验值比较,基本一致。表明壳效应对于低能重离子碰撞中的电荷、质量二次矩和中子质子关联函数的影响是明显的。

一、引 言

在低能 ($E/A \leq 10\text{MeV}$) 重离子碰撞中,原子核壳结构、原子核的形状等结构效应对于电荷,质量、能量、角动量的弛豫过程将会产生重要影响。例如对于中子单闭壳原子核碰撞系统 $^{144}\text{Sm}_{82} + ^{144}\text{Sm}_{82}$, $E_{\text{CM}} = 499.68\text{MeV}$, 由于闭壳中子的结合能比非满壳质子的结合能大,故在 TKEL 不是很大的情况下 ($\text{TKEL} < 160\text{MeV}$), 弹核与靶核之间交换中子比起交换质子要困难。但对于非满壳原子核碰撞系统 $^{144}\text{Sm}_{92} + ^{144}\text{Sm}_{92}$, $E_{\text{CM}} = 485.1\text{MeV}$, 两个原子核之间的中子交换过程和质子交换过程没有壳效应的影响。故对于这两类不同的碰撞系统,表现在实验上如图 3^[1]所示,类弹碎片电荷二次矩与质量二次矩之比;两个碰撞系统各自的中子质子关联函数如图 5 所示;两个碰撞系统的电荷二次矩之比和质量二次矩之比如图 4 所示。所有这些物理量均表现出明显而系统的差异。但随 TKEL 的增加,原子核内部激发能随之增加。大约在 $\text{TKEL} > 160\text{MeV}$ 以后,对于两个碰撞系统而言,所有以上物理量的系统差异逐渐消失,这就表明随着原子核内部激发能的增加壳效应被洗掉,壳效应对二次矩的影响也就随之消失。

为了检验这种想法的正确性,我们采用带有一体耗散函数,其中包括墙摩擦和窗摩擦以及动力学形变过程的耗散动力学方程^[2]计算了重离子碰撞过程中的类弹碎片电荷、质量和内部激发能以及相互作用时间。接着考虑核子交换模型如图 1 所示,由于壳效应在弹核和靶核之间每交换一个核子对于碰撞系统的初态和末态分别产生了 $\Delta Q'_{zg}$ 和 $\Delta Q''_{zg}$ 并使初末态的内部激发能产生了相应的改变。接着将上面的宏观物理量作为输入

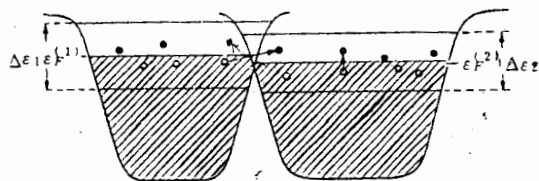


图 1 单粒子模型

量,耦合解主方程.主方程中的跃迁几率是在壳模型基础上利用壳模型统计谱方法进行计算^[4]的.最后数值解主方程求出分布几率,计算了两个碰撞系统的类弹碎片的电荷,质量二次矩及中子质子关联函数,并与实验值比较,得到了比较满意的符合,说明所采用的模型和计算是合理的.

二、模型和计算

1. 耗散动力学方程和壳修正

这里原子核碰撞系统的动力学形变过程是由三个宏观自由度描述的.即

$$\sigma = \frac{V_0 - \frac{4\pi}{3}R_1^3 - \frac{4\pi}{3}R_2^3}{V_0} = \frac{\text{颈体积}}{\text{总体积}} \text{--- 颈自由度}$$

$$\Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \text{--- 不对称自由度}$$

S ——两个球心之间的距离

加上对称轴 Z ,形状就可采用 Blocki 和 Swiatecki^[5] 提出的函数 $p(S, \sigma \geq 0, \Delta; Z)$ 来描述.这里连同三个转动自由度 θ, θ_1 和 θ_2 ,共六个宏观参量: $q = \{q_1, q_2, q_3, q_4, q_5, q_6\} = \{S, \sigma, \Delta, \theta, \theta_1, \theta_2\}$ 其耗散动力学方程如下

$$\dot{q}_i = (M^{-1}P)_i = \sum_j (M^{-1})_{ij} p_j, \quad i, j = 1 \dots 6 \quad (1)$$

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial T}{\partial q_i} - \frac{\partial V}{\partial q_i} - \sum_j R_{ij} (M^{-1}p)_j, \quad i, j = 1 \dots 6 \quad (2)$$

其中

$$\frac{\partial T}{\partial q_k} = \frac{1}{2} \sum_{ij=1}^6 \frac{\partial (M^{-1})_{ij}}{\partial q_k} p_i p_j = -\frac{1}{2} \sum_{ij=1}^6 \frac{\partial M_{ij}}{\partial q_k} \dot{q}_i \dot{q}_j \quad (3)$$

$$T = T_s + T_{rr} + T_{ri} \quad (4)$$

$$T_s = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 M_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j \quad (5)$$

$$T_{rr} = \frac{1}{2} I_{rel} W^2 \quad (6)$$

$$T_{ri} = \frac{1}{2} I_1 W_1^2 + \frac{1}{2} I_2 W_2^2 \quad (7)$$

这里 I_{r_i} , W , I_1 , I_2 , W_1 和 W_2 分别是相对转动惯量, 相对转动频率, 两个碎片各自的转动惯量和转动频率. 势能函数如下

$$V = V_N + V_C \quad (8)$$

$$V_N = - \frac{C_s}{8\pi^2 r_0^2 a^3} \int_{\text{形状}} d^3r d^3r' \left\{ \frac{1}{a} - \frac{2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right\} \exp \left[- \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{a} \right] \quad (9)$$

$$V_C = \frac{\rho_C^2}{2} \int_{\text{形状}} d^3r d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (10)$$

H. Feldmier^[2] 利用非平衡态统计方法将原子核中核子的运动视为费米气体在核内自由运动, 由于核子的平均速度与墙的速度不同, 在发生与墙碰撞后就会产生耗散即谓墙耗散. 同样, 考虑约束在两个原子核内的核子具有不同的平均速度, 当核子通过两核之间的窗时发生粒子交换. 由于通过窗的粒子与进来粒子之间存在速度上的差异而产生耗散即谓窗摩擦.

$$\dot{Q} = \dot{Q}^{\text{wall}} + \dot{Q}^{\text{window}} \quad (11)$$

$$\dot{Q}^{\text{wall}} = \sum_{i,j=1}^3 R_{ij}^{\text{wall}} \dot{q}_i \dot{q}_j \quad (12)$$

$$\dot{Q}^{\text{window}} = \sum_{i,k=1}^6 R_{ik}^{\text{window}} \dot{q}_i \dot{q}_j \quad (13)$$

$$F_i = - \frac{1}{2} \frac{\partial \dot{Q}}{\partial \dot{q}_i} = - \sum_j R_{ij} \dot{Q}_j \text{—— 摩擦力.} \quad (14)$$

这里质量张量 M , 势能 V 和摩擦张量 R 都依赖于 q . 这些量的计算请参考[2].

求解耗散动力学方程(1)和(2)可以得到在确定轨道角动量值下的重离子碰撞系统的动力学形变过程. 在图2中给出 $^{144}\text{Sm}(499.68\text{MeV}) + ^{144}\text{Sm}$, $l = 175$ 的形变过程, 可以看出当 $t \cong 3.1 \times 10^{-21}$ 秒时断开.

如前所述, 为了考虑原子核壳效应, 必须在计算激发能时计入由于核子交换造成初态和末态基态质量的壳修正部分 ΔQ_{gg}^i , 其激发能公式如下

$$E_i = E_{cm} + \Delta Q_{gg}^i + Q_{gg}^i - V_N - V_C - T_{rr} - T_{ri} - T_s \quad (15)$$

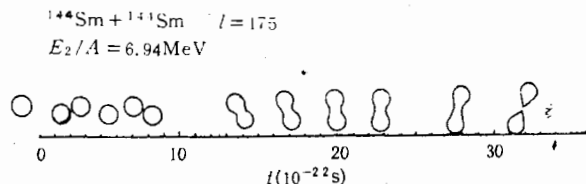


图2 $^{144}\text{Sm}(499.68\text{MeV}) + ^{144}\text{Sm}$, $l = 175$ 的形变过程

其中 E_i 和 E_{cm} 是激发能和入射道质心系能量,

$$\Delta Q_{gg}^i = [E_{LD}(A_1) + E_{LD}(A_2) - E_{LD}(A'_1) - E_{LD}(A'_2)]_{\text{壳修正}} \quad (16)$$

E_{LD} 是原子核液滴能量, $[\]_{\text{壳修正}}$ 表示包含壳修正的液滴质量与不包含壳修正液滴质量之差. 在计算中我们采用原子核质量的实验值与不包含壳修正的液滴能量之差. Q_{gg}^i 的初末态不包含壳修正的液滴质量之差.

这里我们仅考虑了通过基态质量或驱动势引入的壳效应. 下面我们在考虑单粒子填充过程时, 在碰撞初始阶段, 采用了 Nilsson 形变场单粒子能级, 即考虑了单粒子能级所引入的壳效应. 不过在 TKEL 增加时, 壳效应逐渐变得不重要, 加之 Nilsson 能级也变得不真实, 为了计算的方便, 在碰撞过程的大部分时间里采用等间隔单粒子能级.

2. 主方程^[3]

令 A_1, Z_1, N_1 和 A_2, Z_2, N_2 分别是碎片 1 和碎片 2 的质量数, 电荷数和中子数. 轨道角动量为 l , 系统激发能为 E_1 , 碎片 1 的质量数为 A_1 , 电荷数为 Z_1 , 在 t 时刻的填充几率为 $P_i(A_1(Z_1, N_1), E_1; t)$, 为了简化写法, 可令 $\nu \equiv A_1(Z_1, N_1), E_1$ 即 $P_i(\nu, t)$, 它所满足的主方程为

$$\frac{dP_i(\nu, t)}{dt} = \sum_{\mu} W(\nu, \mu) [d(\nu)P_i(\mu, t) - d(\mu)P_i(\nu, t)] \quad (17)$$

同样 $\mu \equiv A_1'(Z_1', N_1'), E_1'$ 跃迁几率为

$$W(\mu, \nu) = W(\nu, \mu) = \frac{\tau_{mem}(\nu, \mu)}{\hbar^2 d(\nu) d(\mu)} \left\{ \sum_{i, i' \in A_1'} |\langle \nu, i | \sum_{kk'} V_{kk'} | \mu, i' \rangle|^2 \right\} \quad (18)$$

如令

$$w_{kk'}(\nu, \mu) = \sum_{i, i' \in A_1'} |\langle \nu, i | V_{kk'} | \mu, i' \rangle|^2 \quad (19)$$

则

$$W(\nu, \mu) = \frac{\tau_{mem}(\nu, \mu)}{\hbar^2 d(\nu) d(\mu)} \{ [w_{11}(\nu, \mu) + w_{22}(\nu, \mu)] \delta_{A_1, A_1'} + w_{12}(\nu, \mu) \delta_{A_1', A_1+1} + w_{21}(\nu, \mu) \delta_{A_1', A_1-1} \} \quad (18')$$

$$\tau_{mem}(\nu, \mu) = (2\pi)^{1/2} \hbar [\langle V^2 \rangle_{\mu} + \langle V^2 \rangle_{\nu}]^{-1/2} \quad (20)$$

其中对 i', i 的求和是对单粒子态进行的, $k, k' = 1, 2$ 表示第一和第二碎片指标. $\langle \rangle_{\mu}$ 表示对固定状态 μ 的平均期望值, 即对固定相包 μ 里面所有微观状态的统计平均值. τ_{mem} 是记忆时间. $d(\nu)$ 是相包 ν 里所包含微观状态的维度.

相互作用核中核子的运动用下面的单粒子哈密顿量 H 表示:

$$H = H_0(t) + V(t) \quad (21)$$

$$H_0(t) = \sum_k \sum_{\alpha_k} \varepsilon_{\alpha_k}(t) a_{\alpha_k}^{\dagger}(t) a_{\alpha_k}(t) \quad (22)$$

$$V(t) = \sum_{kk'} V_{kk'}(t) = \sum_{kk'} \sum_{\alpha_k \beta_{k'}} u_{\alpha_k \beta_{k'}}(t) a_{\alpha_k}^{\dagger}(t) a_{\beta_{k'}}(t) \quad (23)$$

$$u_{\alpha_k \beta_{k'}}(t) = u_{kk'} \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_{\alpha_k}(t) - \varepsilon_{\beta_{k'}}(t)}{\Delta_{kk'}} \right)^2 \right] - \delta_{\alpha_k \beta_{k'}} \right\} \quad (24)$$

其中 ε_{α_k} 表示第 k 个碎片的单粒子能级.

$$d(\nu) \equiv d(m_1, m_2) = \binom{N_1}{m_1} \binom{N_2}{m_2} \quad (25)$$

m_1, m_2, N_1 和 N_2 分别表示两个碎片的价核子数和价态数. 方程 (18') 中前一项表示同一个碎片里的粒子空穴激发, 后两项表示两个碎片之间的粒子交换.

关于主方程与耗散动力学方程的耦合问题, 我们在计算主方程的跃迁几率 $W(A_1(Z_1,$

N_1), E_1 ; $A_1(Z_1, N_1), E_1$) 中, 对于确定的人射道轨道角动量 l 不同时刻 t 所用的宏观参量 A_1, Z_1, N_1 和激发能 E_1 均是由耗散动力学方程计算得到的. A_1' 和 A_1 只相差一个核子(根据核子交换模型), 到底交换一个中子还是一个质子是由 $N-Z$ 势能面的最小值来判定的. 而 E_1' 和 E_1 的相差值是由于交换一个核子所起的 Q_{ss} , 在 Q_{ss} 中包含了壳修正 ΔQ_{ss}^i . 而 ΔQ_{ss}^i 在耗散动力学方程计算中没有包含, 如前所述是另外计算的. 同时在 TKEL 不大的情况下, 跃迁几率的计算中采用了形变 Nilsson 单粒子能级并简化为两重简并. 这里也包含了单粒子能级不均匀所提供的壳效应. 单粒子哈密顿量中所用的参数 $V_{kk'}$ 和 $\Delta_{kk'}$ 与参考文献[3]中相同.

三、计算结果和讨论

通过碎片质量、电荷的平均值、激发能和相互作用时间耦合求解耗散动力学方程(1), (2)和主方程(17)计算了 $^{144}\text{Sm}(499.68\text{MeV}) + ^{144}\text{Sm}$ 和 $^{154}\text{Sm}(485.1\text{MeV}) + ^{154}\text{Sm}$ 两个碰撞系统的质量, 电荷的一次矩、二次矩和中子质子关联函数. 在解主方程中跃迁几率公式(18)利用壳模型统计谱方法^[4], 取填充几率的初始值 $P_l(\nu, t=0)=1$, 对每一个 l 从 $t=0$ 开始计算, 取 t 最大的一组解 $P_l(\nu, t)$ 为该 l 对应的解. 再由下面的公式计算碎片质量和电荷的平均值和二次矩.

$$\langle A_1 \rangle = \frac{\int l \langle A_1 \rangle P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) dl}{\int l P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) dl} \quad (26)$$

$$\langle Z_1 \rangle = \frac{\int l \langle Z_1 \rangle P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) dl}{\int l P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) dl} \quad (27)$$

$$\sigma_{A_1}^2 = \frac{\int l \langle \sigma_{A_1}^2 \rangle P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) dl}{\int l P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) dl} \quad (28)$$

$$\sigma_{Z_1}^2 = \frac{\int l \langle \sigma_{Z_1}^2 \rangle P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) dl}{\int l P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t) dl} \quad (29)$$

其中

$$\langle\langle A_1 \rangle\rangle = \frac{\sum_{A_1} A_1 P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t)}{\sum_{A_1} P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t)} \quad (30)$$

$$\langle\langle Z_1 \rangle\rangle = \frac{\sum_{Z_1} Z_1 P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t)}{\sum_{Z_1} P_l(A_1(Z_1, N_1), E_1; t)} \quad (31)$$

$$\langle\sigma_{A_1}^2\rangle = \frac{\sum_{A_1} A_1^2 P_i(A_1(Z_1, N_1), E_1; t)}{\sum_{A_1} P_i(A_1(Z_1, N_1), E_1; t)} - \langle A_1 \rangle^2 \quad (32)$$

$$\langle\sigma_{Z_1}^2\rangle = \frac{\sum_{Z_1} Z_1^2 P_i(A_1(Z_1, N_1), E_1; t)}{\sum_{Z_1} P_i(A_1(Z_1, N_1), E_1; t)} - \langle Z_1 \rangle^2 \quad (33)$$

在确定 A_1 情况下是交换中子还是交换质子也可由 $N-Z$ 平面的最低值来确定。

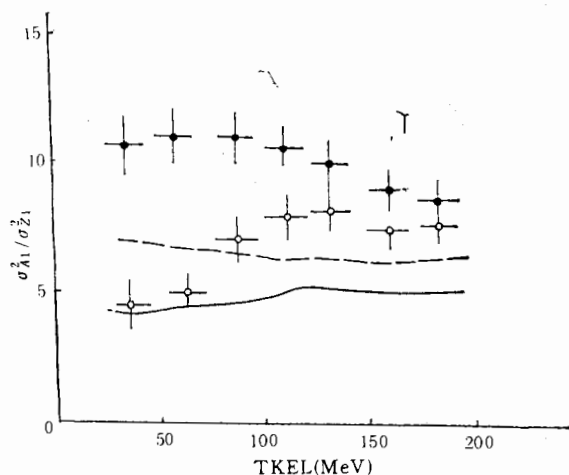


图 3 $\frac{\sigma_{A_1}^2}{\sigma_{Z_1}^2}$ 随 TKEL 的变化, \bullet $^{154}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ $E_{\text{CM}} = 485.1\text{MeV}$

\circ $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ $E_{\text{CM}} = 499.68\text{MeV}$ 虚线和实线分别是相应的理论值

图 3 中实心圆点和空心圆点分别是 $\frac{\sigma_{A_1}^2(^{154}\text{Sm})}{\sigma_{Z_1}^2(^{154}\text{Sm})}$ 和 $\frac{\sigma_{A_1}^2(^{144}\text{Sm})}{\sigma_{Z_1}^2(^{144}\text{Sm})}$ 的实验点, 图中虚线和实线分别是相应的理论值. 在 $\text{TKEL} < 160\text{MeV}$ 以下, $\frac{\sigma_{A_1}^2(^{154}\text{Sm})}{\sigma_{Z_1}^2(^{154}\text{Sm})}$ 总是大于 $\frac{\sigma_{A_1}^2(^{144}\text{Sm})}{\sigma_{Z_1}^2(^{144}\text{Sm})}$. 随着 TKEL 的增加 $\frac{\sigma_{A_1}^2(^{144}\text{Sm})}{\sigma_{Z_1}^2(^{144}\text{Sm})}$ 逐渐上升, 正如前面所说, 这正是由于 ^{144}Sm 是中子单闭壳, 在 TKEL 不很大时两核子之间交换中子受阻而交换质子不受阻的原因. 随着 TKEL 增加壳效应逐渐弱故比值上升, 到 $\text{TKEL} > 160\text{MeV}$ 以后壳效应消失, 对于两类碰撞系统而言没有壳效应影响的差别, 故两条曲线逼近.

图 4 中的实心圆点和空心圆点分别是 $\frac{\sigma_{Z_1}^2(^{144}\text{Sm})}{\sigma_{Z_1}^2(^{154}\text{Sm})}$ 和 $\frac{\sigma_{A_1}^2(^{144}\text{Sm})}{\sigma_{A_1}^2(^{154}\text{Sm})}$ 的实验值, 图中实线和虚线分别是相应的理论值. 在 $\text{TKEL} < 160\text{MeV}$ 以下, $\sigma_{A_1}^2(^{144}\text{Sm})/\sigma_{A_1}^2(^{154}\text{Sm})$ 总是小于 1, 约在 0.8 附近. 而另一方面, $\sigma_{Z_1}^2(^{144}\text{Sm})/\sigma_{Z_1}^2(^{154}\text{Sm})$ 大于 1, 大约在 2 附近, 且随 TKEL 的增加而下降. 这就意味着对于单闭壳 ^{144}Sm 系统在小的 TKEL 时, 质子交换大于非满壳 ^{154}Sm 系统的质子交换. 即对于中子闭壳 ^{144}Sm 系统, 核子交换的趋势是增加质子流而保

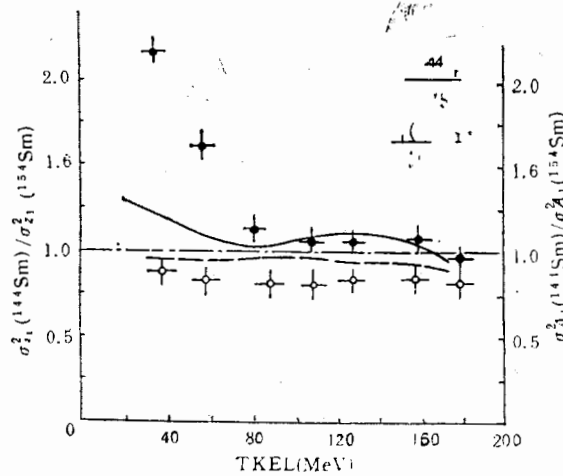


图 4 图中实心圆点和空心圆点分别是 $\frac{\sigma_{Z_1}^2(^{144}\text{Sm})}{\sigma_{Z_1}^2(^{154}\text{Sm})}$ 和 $\frac{\sigma_{A_1}^2(^{144}\text{Sm})}{\sigma_{A_1}^2(^{154}\text{Sm})}$ 的实验点, 虚线和实线分别是相应的理论值, 点段线是为 1.0 的地方

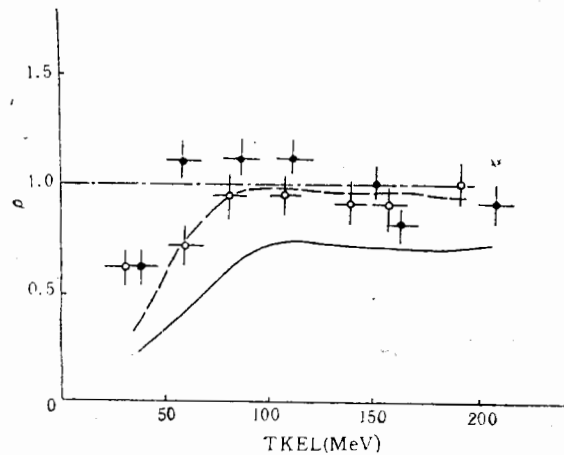


图 5 图中实心圆点和空心圆点分别是 $\rho(^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm})$ 和 $\rho(^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm})$ 的实验点, 虚线和实线分别是相应的理论值

持中子接近闭壳 82。对于 ^{154}Sm 系统没有壳效应的影响。相对于 ^{144}Sm 系统而言增加了中子对质子的交换。随着 TKEL 的增加, 壳效应逐渐减弱, 直到 $\text{TKEL} > 160\text{MeV}$ 以后壳效应基本上被洗掉, 则两条曲线逼近于 1。

图 5 中实心圆点和空心圆点分别是 $\rho(^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm})$ 和 $\rho(^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm})$ 的实验点, 图中虚线和实线分别是相应的理论值。 ρ 是中子质子关联函数,

$$\rho = \frac{\sigma_{A_1}^2 - \sigma_{N_1}^2 - \sigma_{Z_1}^2}{2\sigma_{Z_1}\sigma_{N_1}}$$

可以看出随着 TKEL 的增加 ρ 由差不多 0.2 逐渐增加到接近 1, 反映了 TKEL 不大时中子质子之间关联很弱, 随着 TKEL 的增加这种关联加强最后到达 1。同时可以看到

$\rho(^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}) > \rho(^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm})$, 同样反映出对于 $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$, 由于中子单闭壳而中子交换受阻, 从而中子质子之间的关联变弱, 正好也是壳效应的结果.

四、结 论

重离子碰撞系统势能面和单粒子能级分布中的壳效应会直接影响碰撞系统的激发能和填充几率, 从而会对与激发能和填充几率敏感的质量, 电荷二次矩带来明显的影响. 当激发能增加时, 壳效应逐渐消失.

作者感谢卓益忠研究员, 王顺金教授的热情讨论.

本工作是受中科院科学基金支持的项目

参 考 文 献

- [1] 郭恩九等, 高能物理与核物理, 7(1983), 379.
- [2] H. Feldmier and H. Sangenberger, *Nucl. Phys.*, **A435**(1985), 229; *Nucl. Phys.*, **A435**(1985), 267.
H. Feldmeier, Dissipative Heavy-Ion Collision Lectures, held at Argonne National Lab, (1984), Report ANL-PHY-85-2.
- [3] S. Ayik, B. Schurmann, W. Norenberg, *Z. Physik* **A277**, (1976), 299; W. Norenberg, *Z. Physik*, **A274** (1975), 241. 王肖明 萨本豪等, 原子核物理, 2(1980), 97.
- [4] J. P. Draayer and J. B. French, et al., *Ann. Phys.*, **106**(1977), 472.
B. D. Chang and S. S. M. Wong, *Nucl. Phys.*, **A294**(1978), 19.
- [5] J. Blocki and W. J. Swiatecki, Report LBL-12811(1982), J. Blocki, preprint (Institute of Nuclear Research, Swiek, Poland) INR (1980).

THE SHELL EFFECTS IN HEAVY ION COLLISIONS FOR LOW BOBARDMENT ENERGIES

LIU JIANYE LI JUNQING QIAO WEIMIN CHEN PEIJUN
SHEN WENQING TAN NANHONG

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

The variances of the mass distribution and charge distribution, also neutron-proton correlation function for the collision systems of single closed shell nuclei $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$ and no closed shell nuclei $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ have been calculated by use of the master equation coupling with dissipative dynamics equation under including shell corrections. All of values are systematical difference between two collision systems. There is a nice agreement between experimental values and calculating results. It is shown that the shell effects are important for the variances of mass disstribution and charge distribution for low bobardment energies.