

分类号\_\_\_\_\_密级\_\_\_\_\_

UDC\_\_\_\_\_

# 学 位 论 文

## 利用背角准弹性散射抽取

$^{152,154}\text{Sm}$ ,  $^{184,186}\text{W}$  和  $^{208}\text{Pb}$  形变参数研究

李 慧 艳

指导教师姓名	杨磊	研究员	中国原子能科学研究院
申请学位级别	硕士	专业名称	粒子物理与原子核物理
论文提交日期	2025.5	论文答辩日期	2025.6
学位授予单位和日期	中国原子能科学研究院 2025.7		

答辩委员会会主席 \_\_\_\_\_

评阅人 \_\_\_\_\_

## 摘 要

1

关键词：1 2 3 4 5

## **ABSTRACT**

1

**KEY WORDS:** 1, 2, 3, 4, 5

## 目 录

摘 要	I
ABSTRACT	II
第一章 绪论	1
1.1 研究背景与意义	1
1.2 研究现状	2
1.3 研究方法	2
1.4 论文的主要内容与章节安排	2
第二章 理论基础	3
2.1 准弹性散射	3
2.2 完全耦合道方法	3
2.2.1 转动耦合	6
2.2.2 振动耦合	7
2.3 差分进化算法	7
第三章 实验方案	9
3.1 实验方案选择	9
3.1.1 反应体系的选择	9
3.1.2 能量选择	9
3.2 实验设置	9
3.3 实验数据处理	10
第四章 数据分析	11
4.1 拟合过程	11
4.2 拟合结果	12
4.2.1 $^{208}\text{Pb}$	12
4.2.2 $^{152}\text{Sm}$	15
4.2.3 $^{154}\text{Sm}$	16
4.2.4 $^{184}\text{W}$	17
4.2.5 $^{186}\text{W}$	17
第五章 5	22
第六章 6	23
第七章 总结及展望	24
参考文献	25
附录	30

致谢 .....	31
在读期间发表的学术论文与取得的研究成果 .....	32

## 图 录

图 4.1 $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ 实验的 QEL 散射激发函数（上）和提取的势垒分布 $D_{\text{QEL}}$ （下），并与 CC 计算结果进行了比较。 . . . . .	13
图 4.1 12 . . . . .	13
图 4.2 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 实验 QEL 散射激发函数（上图）以及提取的势垒分布 $D_{\text{QEL}}$ （下图）。虚线双点划线表示仅考虑 $\beta_2$ 和 $\beta_4$ 的拟合结果，未考虑 $\beta_3$ 。实线对应的是包含先前确定的 $\beta_3$ 值并同时拟合 $\beta_2$ 和 $\beta_4$ 而得到的结果。虚线点划线显示的是同时拟合 $\beta_2$ 、 $\beta_4$ 和 $\beta_3$ 的结果。相应的 $\chi^2/\nu$ 值见表 4.2。 . . . . .	15
图 4.3 $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 实验 QEL 散射激发函数（上图）以及提取的势垒分布 $D_{\text{QEL}}$ （下图）。虚线双点划线表示仅考虑 $\beta_2$ 和 $\beta_4$ 的拟合结果，未考虑 $\beta_3$ 。实线对应的是包含先前确定的 $\beta_3$ 值并同时拟合 $\beta_2$ 和 $\beta_4$ 而得到的结果。虚线点划线显示的是同时拟合 $\beta_2$ 、 $\beta_4$ 和 $\beta_3$ 的结果。相应的 $\chi^2/\nu$ 值见表 4.4。 . . . . .	17

## 表 录

表 4.1 从不同的实验方法抽取出 $^{208}\text{Pb}$ 的变形参数 ( $\beta_L$ ) 和变形长度 ( $\delta_L = \beta_L R_T$ )。 . . . . .	14
表 4.1 lawd. . . . .	14
表 4.2 $^{152}\text{Sm}$ 使用不同的耦合模式得到的 $\beta_2, \beta_3$ 和 $\beta_4$ 以及对应的 $\chi_{\min}^2/\nu$ 。 . . . .	16
表 4.3 $^{152}\text{Sm}$ 中来自不同的实验方法和理论计算得到的形变参数 ( $\beta_\lambda$ ) 和形变长度 ( $\delta_\lambda = \beta_\lambda R_T$ )。 . . . . .	19
表 4.4 $^{154}\text{Sm}$ 使用不同的耦合模式得到的 $\beta_2, \beta_3$ 和 $\beta_4$ 以及对应的 $\chi_{\min}^2/\nu$ , 与表 4.2 相同。 . . . . .	19
表 4.5 $^{154}\text{Sm}$ 中来自不同的实验方法和理论计算得到的形变参数 ( $\beta_\lambda$ ) 和形变长度 ( $\delta_\lambda = \beta_\lambda R_T$ )。 . . . . .	20
表 4.6 $^{184}\text{W}$ 使用不同的耦合模式得到的 $\beta_2, \beta_3$ 和 $\beta_4$ 以及对应的 $\chi_{\min}^2/\nu$ , 与表 4.2 相同。 . . . . .	20
表 4.7 $^{184}\text{W}$ 中来自不同的实验方法和理论计算得到的形变参数 ( $\beta_\lambda$ ) 和形变长度 ( $\delta_\lambda = \beta_\lambda R_T$ )。 . . . . .	21
表 4.8 $^{186}\text{W}$ 使用不同的耦合模式得到的 $\beta_2, \beta_3$ 和 $\beta_4$ 以及对应的 $\chi_{\min}^2/\nu$ , 与表 4.2 相同。 . . . . .	21
表 4.9 $^{186}\text{W}$ 中来自不同的实验方法和理论计算得到的形变参数 ( $\beta_\lambda$ ) 和形变长度 ( $\delta_\lambda = \beta_\lambda R_T$ )。 . . . . .	21

# 第一章 绪论

## 1.1 研究背景与意义

原子核的形变作为核结构研究中的核心议题，反映了核子集体运动与微观壳层效应之间的复杂相互作用。在自然界中，绝大多数原子核并非完美球形，其电荷与质量分布呈现出不同程度的非对称性，这种偏离球对称的现象被称为核形变。典型的形变核如  $^{152,154}\text{Sm}$  和  $^{186}\text{W}$  等稀土区核素，常表现为长椭球状 ( $\beta_2 > 0$ )，而双幻核  $^{208}\text{Pb}$  则因其质子数  $Z=82$  和中子数  $N=126$  的壳层闭合效应接近球形 ( $\beta_2 \approx 0$ )。核形变的产生机制可以通过液滴模型与壳模型的协同作用来理解：液滴模型将原子核视为带电的不可压缩流体，表面张力与库仑斥力的平衡决定了核的静态形变；而壳模型则强调核子在特定壳层填充时的能量最小化倾向，当质子或中子数远离幻数时，核子通过集体四极振动或转动打破球对称性，形成稳定的形变基态。例如， $\text{Sm}$  同位素在中子数  $N=90$  附近表现出显著的形变突变，从接近球形的  $^{148}\text{Sm}$  ( $N=86$ ) 过渡到强形变的  $^{152}\text{Sm}$  ( $N=90$ )，这一现象被归因于中子填满某一壳层后集体自由度占据主导地位。

形变参数作为量化核偏离球对称程度的物理量，是连接实验观测与理论模型的桥梁。其中，四极形变参数  $\beta_2$  通过核电荷分布的四极矩直接反映椭球度，而高阶参数如  $\beta_4$  则刻画了核表面更高阶的涨落，对研究超形变核（如  $^{152}\text{Dy}$  中  $\beta_2 \approx 0.6$  的极端拉长形状）具有重要意义。这些参数的提取依赖于多种实验手段的交叉验证：传统方法如库仑激发通过测量电磁跃迁概率间接推导形变，而电子散射则直接探测核电荷分布的非对称性。然而，这些方法对高阶形变的灵敏度有限，且易受模型假设影响。近年来，背角准弹性散射技术因其对核表面形变的高灵敏度而备受关注——当入射粒子以大角度散射时，其与靶核的相互作用深度穿透核表面，散射截面对核形变的微小变化表现出显著依赖，从而为  $\beta_2, \beta_4$  等高阶形变参数的精确提取提供了新途径。

核形变的研究不仅深化了对核多体系统集体运动规律的认识，还为核结构理论的演进提供了关键支撑。在集体模型框架下，Bohr 和 Mottelson 将原子核类比为可变形液滴，成功预言了转动能谱的  $E \propto I(I+1)$  规律 ( $I$  为角动量) 以及振动模的量子化能级结构。这些理论预言在实验上得到了广泛验证，例如  $^{166}\text{Er}$  的转动带能级间隔严格遵循角动量平方律，而  $^{114}\text{Cd}$  的低能谱则显示出典型的四极振动特征。与此同时，微观理论如 Hartree-Fock-Bogoliubov 方法通过自洽计算核子间的有效相互作用，揭示了形变参数的微观起源：核子填充特定轨道时会引发核势能面



的形变驱动，进而导致整体形状的变化。这种宏观-微观的结合在解释超重核稳定岛（如  $Z=114, N=184$  附近核素）的形变特性时尤为突出，其中壳修正能量对势能面极小值的位置起决定性作用。

从核反应动力学到核天体物理，核形变的影响贯穿多个研究领域。在重离子反应中，形变核的各向异性势场会导致散射截面的角分布出现特征性振荡，这种效应在背角散射区域尤为显著，为反演靶核形变参数提供了独特的信息通道。例如， $^{12}\text{C}$  轰击  $^{152}\text{Sm}$  的准弹性散射实验中，微分截面在  $\theta > 90^\circ$  区域的异常增强被归因于靶核四极形变引起的耦合道效应。而在核天体物理的  $r$ -process（快中子俘获过程）中，丰中子核素的形变特性直接影响其中子俘获截面与光致裂变概率，进而决定宇宙中重元素的丰度分布。近期研究表明， $^{186}\text{W}$  等形变核的中子皮厚度与其  $\beta_2$  值密切相关，这为理解中子星合并事件中的元素合成路径提供了新的约束条件。

尽管核形变研究已取得丰硕成果，若干关键问题仍悬而未决。传统实验手段对高阶形变参数（如  $\beta_4$ ）的提取存在较大不确定性，而理论模型对形变动力学的时间演化（如超快碰撞中核形状的瞬态变化）尚缺乏精确描述。此外，极端条件下的核形变——如高自旋超形变核  $^{152}\text{Dy}$  中  $\beta_2 \approx 0.6$  的极端拉长形状，以及丰中子晕核  $^6\text{Li}$  中因中子皮导致的“香蕉形”畸变——不断挑战现有理论的预测能力。针对这些问题，本研究通过背角准弹性散射技术对  $^{152,154}\text{Sm}$ ， $^{184,186}\text{W}$  和  $^{208}\text{Pb}$  的形变参数进行系统性测量，不仅能够为  $\text{Sm}$  同位素在  $N=90$  附近的形变相变提供高精度数据支持，还可探明  $^{208}\text{Pb}$  是否真正符合“完美球形”假设——近年来的电子散射实验暗示其可能存在  $\beta_2 \approx 0.05$  的微小形变，这一发现若被证实，将重塑对双幻核结构稳定性的传统认知。通过耦合道理论对散射截面的全局拟合，研究有望揭示形变参数与光学势之间的关联机制，进而为核反应理论中形变势的构建提供更可靠的输入，推动重离子反应截面的计算精度迈向新高度。

## 1.2 研究现状

## 1.3 研究方法

## 1.4 论文的主要内容与章节安排

## 第二章 理论基础

### 2.1 准弹性散射

准弹性散射 (Quasi-elastic scattering) 包括非弹性散射、少数核子转移等接近弹性散射的周边反应过程。

### 2.2 完全耦合道方法

对于重离子反应体系，由于开放的反应道多，各反应道之间的相互影响不可忽略。在近库仑势垒能区，弹核与靶核的相互作用时间与核内核子传输时间、核集体运动周期相当，核的内部运动自由度，如核激发 (转动激发、振动激发、巨共振等) 和核子转移等，与核子之间的相对运动自由度会产生强烈的耦合，此即耦合道效应 (Coupled-Channels, CC)。耦合道效应改变了反应进程，使得各反应道之间相互影响，在近垒和垒下能区扮演了重要的角色。利用耦合道方法可以定量地考虑原子核结构的影响。

本节提供了在本研究中使用的完全耦合道方法 (CCFULL<sup>[1]</sup>) 的简要描述。在 [2, 3] 中详细描述了耦合道模型 CCFULL。

考虑碰撞核的相对运动  $\mathbf{r} = (r, \hat{\mathbf{r}})$  与原子核本征运动  $\xi$  的耦合通道体系的总哈密顿量由下式给出

$$H(\mathbf{r}, \xi) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) + H_0(\xi) + V_{\text{coup}}(\mathbf{r}, \xi) \quad (2.1)$$

CCFULL 其中  $H_0(\xi)$  和  $V_{\text{coup}}(\mathbf{r}, \xi)$  分别是本征哈密顿量和耦合哈密顿量， $\mu$  是约化质量。一般来说，本征自由度  $\xi$  有一个有限的自旋。因此，将耦合哈密顿量在多极展开为

$$V_{\text{coup}}(\mathbf{r}, \xi) = \sum_{\lambda>0} f_{\lambda}(r) Y_{\lambda}(\hat{\mathbf{r}}) \cdot T_{\lambda}(\xi) \quad (2.2)$$

式中  $Y_{\lambda}(\hat{\mathbf{r}})$  是球谐函数， $T_{\lambda}(\xi)$  是由本征坐标构造的球张量。点表示点乘。 $\lambda = 0$  的情况已经包含在裸势  $V(r)$  中。对于给定的总角动量  $J$  和它的  $z$  分量  $M$ ，定义反应道波函数如下所示：

$$\langle \hat{\mathbf{r}} \xi | (\alpha l I) J M \rangle = \sum_{m_l, m_I} \langle l m_l m_I | J M \rangle Y_{l m_l}(\hat{\mathbf{r}}) \varphi_{\alpha I m_I}(\xi) \quad (2.3)$$

式中， $l$  和  $I$  分别为轨道角动量和本征角动量， $\varphi_{\alpha I m_I}(\xi)$  为本征运动的波函数，它

服从

$$H_0(\xi)\varphi_{\alpha Im_I}(\xi) = \epsilon_{\alpha I}\varphi_{\alpha Im_I}(\xi) \quad (2.4)$$

这里， $\alpha$  表示除角动量外任意量子数。用反应道波函数展开，总波函数为

$$\Psi_J(\mathbf{r}, \xi) = \sum_{\alpha, l, I} \frac{u_{\alpha l I}^J(r)}{r} \langle \hat{\mathbf{r}}\xi | (\alpha l I) J M \rangle \quad (2.5)$$

可以得到  $u_{\alpha l I}^J(r)$  的耦合道方程

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) - E + \epsilon_{\alpha I} \right] u_{\alpha l I}^J(r) + \sum_{\alpha', l', I'} V_{\alpha l I; \alpha' l' I'}^J(r) u_{\alpha' l' I'}^J(r) = 0, \quad (2.6)$$

其中耦合矩阵元  $V_{\alpha l I; \alpha' l' I'}^J(r)$  如下所示

$$\begin{aligned} V_{\alpha l I; \alpha' l' I'}^J(r) &= \langle (\alpha l I) J M | V_{\text{coup}} | (\alpha' l' I') J M \rangle \\ &= \sum_{\lambda} (-)^{I-I'+l'+J} f_{\lambda}(r) \langle l | Y_{\lambda} | l' \rangle \langle \alpha I | Y_{\lambda} | \alpha' I' \rangle \\ &\quad \times \sqrt{(2l+1)(2I+1)} \begin{Bmatrix} I' & l' & J \\ l & I & \lambda \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (2.7)$$

记  $n = \alpha, l, I$ ，并且约化指数  $J$ ，耦合道方程 2.6 可化为

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l_n(l_n+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) - E + \epsilon_n \right] u_n(r) + \sum_{n'} V_{nn'} u_{n'}(r) = 0 \quad (2.8)$$

其中  $\epsilon_n$  是第  $n$  个道的激发能， $V_{nn'}(r)$  为耦合势  $V_{\text{coup}}$  对应的矩阵元。

如果反应体系中包含多个反应道，那么完整的耦合道方程 2.8 计算将会变得非常复杂，因此，在实际计算中，常常使用等离心近似方法<sup>[1,4,5]</sup> (isocentrifugal approximation, 有时也被称为 no-Coriolis approximation) 来忽略本征激发引起的轨道角动量变化。这样的近似可以简化角动量耦合，从而将要求解的微分方程的维数降低几倍。在等离心近似下，将各反应道中相对运动的角动量替换为总角动量  $J$ ，得到耦合道方程为

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) - E + \epsilon_n \right] u_n(r) + \sum_{n'} V_{nn'} u_{n'}(r) = 0 \quad (2.9)$$

将弹核与靶核之间的相互作用势考虑为它们之间的相对距离  $r$  的函数：

$$V(r) = V_N^{(0)}(r) + V_C(r) \quad (2.10)$$

$V_N^{(0)}$  是裸核势。在这里假设为 Wood-Saxon 形式，分为实部和虚部两部分，如下所

示：

$$V_N^{(0)}(r) = V_0(r) - iW_0(r) \\ = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/a]} + \frac{-iW}{1 + \exp[(r - R_W)/a_W]} \quad (2.11)$$

其中  $V_0, R_0$ , and  $a$  分别为实部的势深度, 半径和弥散参数;  $W, R_W$ , and  $a_W$  为虚部势的势深度, 半径和弥散参数。  $V_C(r)$  是库仑势, 由 [6] 给出,

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right) & r < R_C \\ \frac{Z_P Z_T e^2}{r} & r \geq R_C \end{cases} \quad (2.12)$$

其中  $Z_P$  和  $Z_T$  分别为弹核和靶核的电荷数, 库仑半径  $R_C = r_C(A_T^{1/3} + A_P^{1/3})$ , 这里  $A_T$  和  $A_P$  分别为靶核和弹核的质量数。

将耦合势  $V_{\text{coup}}$  中的内部坐标  $\xi$  替换为动力学算子  $\hat{O}$ , 从而得到耦合势为

$$V_{\text{coup}}(r, \hat{O}) = V_C(r, \hat{O}) + V_N(r, \hat{O}) \quad (2.13)$$

$$V_N(r, \hat{O}) = \frac{-V_0}{\left\{1 + \exp\left[\frac{r - R_0 - \hat{O}}{a}\right]\right\}} \\ + \frac{-iW}{\left\{1 + \exp\left[\frac{r - R_W - \hat{O}}{a_W}\right]\right\}} - V_N^{(0)}(r) \quad (2.14)$$

为了避免重复计算, 我们在等式 2.14 中减去了  $V_N^{(0)}(r)$ 。

对  $u_n(r)$  采用散射边界条件  $u_n(r)$  求解耦合道方程 2.9 得到

$$u_n(r) \rightarrow \frac{i}{2} \left[ H_J^{(-)}(k_n r) \delta_{n, n_i} - \sqrt{\frac{k_i}{k_n}} S_n^J H_J^{(+)}(k_n r) \right]; \quad r \rightarrow \infty \quad (2.15)$$

其中  $S_n^J$  为核  $S$ -矩阵。  $H_J^{(-)}(k_n r)$  和  $H_J^{(+)}(k_n r)$  分别为入射波函数和出射波函数, 道对应波数  $k_n$  由  $\sqrt{2\mu(E - \epsilon_n)/\hbar^2}$  给出且  $k_i = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$ 。<sup>[2]</sup> 这样  $n$  道对应的散射角分布为

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{k_n}{k_i} |f_n(\theta)|^2 \quad (2.16)$$

且

$$f_n(\theta) = \sum_J e^{i[\sigma_J(E) + \sigma_J(E - \epsilon_n)]} \sqrt{\frac{(2J+1)}{4\pi}} Y_{J0}(\theta) \frac{-2i\pi}{\sqrt{k_i k_n}} (S_n^J - \delta_{n, n_i}) + f_C(\theta) \delta_{n, n_i} \quad (2.17)$$

这里  $\sigma_J(E)$  和  $f_C(\theta)$  分别为库仑相移和库仑散射振幅。这样，准弹性微分截面为

$$\frac{d\sigma^{\text{QEL}}}{d\Omega} = \sum_n \frac{d\sigma_n}{d\Omega} \quad (2.18)$$

### 2.2.1 转动耦合

考虑靶核形变情况，讨论反应体系的耦合哈密顿量  $V_{\text{coup}}$ ，对于转动耦合，算子  $\hat{O}$  为

$$\hat{O}_T = \beta_2 R_T Y_{20} + \beta_4 R_T Y_{40} \quad (2.19)$$

这里靶核半径  $R_T = r_T A_T^{1/3}$ ,  $Y_{\lambda 0}$  是球谐函数,  $\beta_2, \beta_4$  分别为靶核的四极和十六极形变参数。形变参数量化了原子核对球对称性的偏离，对于描述核物质分布十分重要。耦合哈密顿量的矩阵元可以很容易通过矩阵代数得到，且  $\hat{O}$  满足

$$\hat{O} |\alpha\rangle = \lambda_\alpha |\alpha\rangle. \quad (2.20)$$

靶核基态转动带  $|n\rangle = |I0\rangle$  和  $|m\rangle = |I'0\rangle$  态之间的耦合矩阵元为 [3],

$$\hat{O}_{II'} = \sum_{\lambda=2,4} \sqrt{\frac{(2\lambda+1)(2I+1)(2I'+1)}{4\pi}} \beta_\lambda R_T \begin{pmatrix} I' & \lambda & I \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2. \quad (2.21)$$

对于形变靶核的库仑相互作用，程序 CCFULL 包括二阶的  $\beta_2$  和一阶的  $\beta_4$ 。矩阵元由下式给出

$$V_{nm}^{(C)} = \begin{cases} \sum_{\lambda=2,4} \eta_\lambda \sqrt{\frac{(2\lambda+1)(2I+1)(2I'+1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} I' & \lambda & I \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \frac{Z_P Z_T e^2}{r} \left(\frac{r}{R_T}\right)^\lambda & r \leq R_T \\ \sum_{\lambda=2,4} \eta_\lambda \sqrt{\frac{(2\lambda+1)(2I+1)(2I'+1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} I' & \lambda & I \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \frac{Z_P Z_T e^2}{r} \left(\frac{R_T}{r}\right)^\lambda & r > R_T, \end{cases} \quad (2.22)$$

其中

$$\eta_\lambda = \begin{cases} \beta_2 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_2^2 & \lambda = 2 \\ \beta_4 + \frac{9}{7} \beta_2^2 & \lambda = 4. \end{cases} \quad (2.23)$$

核耦合矩阵元如下所示，

$$\begin{aligned} V_{nm}^{(N)} &= \langle n | V_N(r, \hat{O}_P, \hat{O}_T) | m \rangle - V_N^{(0)}(r) \delta_{n,m}, \\ &= \sum_{\alpha} \langle n | \alpha \rangle \langle \alpha | m \rangle V(r, \lambda_\alpha) - V_N^{(0)}(r) \delta_{n,m} \end{aligned} \quad (2.24)$$

公式中的最后一项是为了避免对角线分量的重复计算。总耦合矩阵元为  $V_{nm}^{(N)}$  与

$V_{nm}^{(C)}$  之和。

### 2.2.2 振动耦合

对于振动耦合，算子  $\hat{O}$  为

$$\hat{O}_T = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} R_T (\alpha_{\lambda 0}^\dagger + \alpha_{\lambda 0}) \quad (2.25)$$

其中  $\lambda$  是振动模式的多极性， $\alpha_{\lambda 0}^\dagger$  ( $\alpha_{\lambda 0}$ ) 是声子的产生（湮灭）算符。这个算子在  $n$ -声子态和  $m$ -声子态之间的矩阵元由下式给出

$$\hat{O}_{nm} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} R_T (\sqrt{m} \delta_{n,m-1} + \sqrt{n} \delta_{n,m+1}) \quad (2.26)$$

程序 CCFULL 对振动自由度的库仑耦合采用线性耦合近似。

$$V_{nm}^{(C)} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} \frac{3}{2\lambda + 1} Z_P Z_T e^2 \frac{R_T^\lambda}{r^{\lambda+1}} (\sqrt{m} \delta_{n,m-1} + \sqrt{n} \delta_{n,m+1}) \quad (2.27)$$

转动和振动情况下的核耦合矩阵元是完全相同的。总耦合矩阵元为  $V_{nm}^{(N)}$  与  $V_{nm}^{(C)}$  之和。

这样，我们将使用这种模型来对所有体系的背角准弹性散射进行耦合道分析。

需要注意的是 CCFULL 程序自出现后就受到普遍的欢迎，成为一个主程序。由于采用精确的算法，耦合的核态数目有一定限制。对于非谐振子耦合，仅能考虑一个弹核态和两个靶核态；对于谐振子线性耦合，可以考虑两个弹核态和两个靶核态。耦合核态数目的限制是 CCFULL 程序的不便之处。

## 2.3 差分进化算法

一般来说，解决未知参数的估计问题使用 Minuit 最小化程序<sup>[7]</sup> 进行最小方差优化。Minuit 程序是梯度下降法，但梯度下降法对初始点的选择敏感，不恰当的选择可能导致计算结果不稳定。对于同时拟合两个或两个以上的参数的情况，如果在 Minuit 程序中使用不合适的初值，那么极容易落入局部极小值陷阱，从而无法得到正确的拟合结果，因此引入差分进化（Differential Evolution, DE）算法<sup>[8]</sup> 来获得 Minuit 程序的初值。

差分进化算法是一种全局优化算法，核心思想是通过模拟个体间的差异和变异来实现全局搜索，主要包括种群初始化、变异、交叉和选择四个阶段。算法首先初始化一组父代个体，每个个体对应参数空间中的一个点。随后通过变异由多个父代个体生成新的子代个体，交叉概率结合原始种群中的部分优质父代体来形成新的子代个体，进一步探索参数空间。之后进行父代个体和子代个体之间的比较，选择保留表现更好的个体，从而确保种群向更优解方向进化。最后判断是否满足

收敛条件决定继续迭代还是终止迭代。以下是算法的具体流程描述。

(1) 种群初始化

算法以随机方式生成初始种群  $X_g$ ，其中  $g$  代表进化代数（初始种群的  $g$  为 0）。设参数空间的维数为  $D$ ，种群规模为  $NP$ ，初始种群可以用  $NP \times D$  矩阵表示。矩阵元  $x_{ij,g}$  表示种群  $X_g$  中个体  $i$  在维度  $j$  的分量。

$$X_g = \begin{bmatrix} x_{11,g} & x_{12,g} & \cdots & x_{1j,g} \\ x_{21,g} & x_{22,g} & \cdots & x_{2j,g} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ x_{i1,g} & x_{i2,g} & \cdots & x_{ij,g} \end{bmatrix} \quad i = 1, 2, 3 \cdots NP; \quad j = 1, 2, 3 \cdots D \quad (2.28)$$

## 第三章 实验方案

### 3.1 实验方案选择

#### 3.1.1 反应体系的选择

本工作拟通过利用背角准弹性散射抽取靶核的形变参数。本工作选取  $^{16}\text{O}$  入射粒子与  $^{152,154}\text{Sm}$ 、 $^{184,186}\text{W}$  及  $^{208}\text{Pb}$  靶核作为反应体系，主要基于以下多方面的科学考量：

1.  $^{16}\text{O}$  属于双幻核（质子数和中子数均为幻数 8），具有较高的结合能与球形对称性，这使其在散射过程中不易因自身形变引入额外的复杂性，从而更清晰地反映靶核的形变特性。此外， $^{16}\text{O}$  作为广泛应用的稳定束流核素，其与多种靶核的散射数据积累较为丰富，便于通过对比分析验证实验结果的可靠性。
2.  $^{152,154}\text{Sm}$  位于稀土区（ $A \approx 150-190$ ）的典型形变核区，具有显著的四极形变（ $\beta_2 \approx 0.3$ ）。
3.  $^{184,186}\text{W}$  位于形变过渡区（ $A \approx 180$ ），其四极形变参数（ $\beta_2 \approx 0.3$ ）较  $\text{Sm}$  核更小，而且钨同位素具有负的十六极形变。
4.  $^{208}\text{Pb}$  作为双幻核（ $Z = 82, N = 126$ ），其闭壳结构导致基态接近球形（ $\beta_2 \approx 0$ ），通过背角准弹性散射的高敏感性试图抽取  $^{208}\text{Pb}$  的形变参数  $\beta_3$  和  $\beta_5$ 。

#### 3.1.2 能量选择

在能量选择上，采用能量为 36 – 80 MeV 的准直  $^{16}\text{O}$  离子束轰击靶材。入射能量在低能区以 3 MeV 为步长调节，在高分能区则采用 0.68 MeV 的精细步长进行扫描。为了减小磁滞，实验中单调增加束流能量。

### 3.2 实验设置

实验在中国原子能科学研究院北京串列加速器国家实验室的 HI - 13 串列加速器上进行。

实验使用同位素富集的  $^{152,154}\text{Sm}$ 、 $^{184,186}\text{W}$  及  $^{208}\text{Pb}$  金属薄膜作为靶材，通过真空蒸镀技术在厚度为  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  的碳衬底上制备，靶面直径为 3 mm，密度控制在  $100 - 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  范围



两个准直器内径为 10 mm，长度为 200 cm，分别安装在束流管道的入口和出口端，两者间距约 110 cm。散射粒子由四个 Si(Au) 面垒探测器探测，主探测器组对称分布在束流方向 175° 方位。另设有四个 Si(Au) 监测探测器，以 41° 夹角（相对于束流方向）上下及左右对称排布，其功能包括：

1. 通过弹性散射粒子计数实现实验数据归一化；
2. 实时监测束流空间分布稳定性；
3. 辅助校正束流准直偏差。

探测器的相对立体角由  $^{243}\text{Am}$   $\alpha$  源测定。

### 3.3 实验数据处理

QEL 的能量窗口被定义为包括弹性峰和对应于所有其他外围过程的尾部。在足够低的能量下测量的数据点被发现对核势不敏感，因此 QEL 的散射截面用四个前角探测器的卢瑟福散射计数进行了归一化。然而，由于靶标安装和平面度的变化，不同靶标轴向位置的变化，导致不同靶标的  $d\sigma_{\text{qel}}/d\sigma_{\text{Ru}}$  归一化因子略有差异。在数据分析中也考虑了碳底衬和靶中的能量损失。

在实验中难以测量到 180° 的散射，为了比较  $D_{\text{qel}}(E_{\text{c.m.}}, 175^\circ)$  和  $D_{\text{qel}}(E_{\text{eff}}, 180^\circ)$  的势垒分布，因此需要进行能量修正，有效能量需要减去一个离心势能，公式如下：

$$E_{\text{eff}} = E_{\text{c.m.}} - E_{\text{cent}} = E_{\text{c.m.}} - E_{\text{c.m.}} \frac{\csc(\theta_{\text{c.m.}}/2) - 1}{\csc(\theta_{\text{c.m.}}/2) + 1} = \frac{2E_{\text{c.m.}}}{\csc(\theta_{\text{c.m.}}/2) + 1} \quad (3.1)$$

准弹性函数的准弹性势垒分布  $D_{\text{qel}}(E_{\text{eff}})$  由以下公式 [9] 确定：

$$D_{\text{qel}}(E_{\text{eff}}) = -\frac{d}{dE_{\text{eff}}} \left( \frac{d\sigma_{\text{qel}}}{d\sigma_{\text{Ru}}} \right) \quad (3.2)$$

在实际计算中，直接利用点差分公式计算一阶导数，对于两个能量值  $E_1$  和  $E_2$ ，用  $f(E)$  表示  $\sigma_{\text{qel}}/\sigma_{\text{Ru}}$ ，势垒分布计算公式如下

$$D_{\text{qel}}(E') = -\left( \frac{f(E_2) - f(E_1)}{E_2 - E_1} \right) \quad (3.3)$$

其中  $E' = \frac{1}{2}(E_1 + E_2)$ ，对应的误差计算公式如下：

$$\delta D_{\text{qel}}(E') = \frac{[\delta f_2^2 + \delta f_1^2]^{1/2}}{E_2 - E_1} \quad (3.4)$$

在此工作中，点差公式使用的步长  $\Delta E_{\text{eff}}$  约为 2 MeV，

## 第四章 数据分析

本工作首先利用耦合道方法 (Coupled-channel, CC) 对  $^{16}\text{O}+^{152,154}\text{Sm}$ 、 $^{184,186}\text{W}$ 、 $^{208}\text{Pb}$  体系的准弹性散射激发函数进行拟合, 抽取得到靶核的形变参数。

### 4.1 拟合过程

CC 计算是通过修改版的 CCFULL 代码 [1] 完成的, 该代码用于准弹性散射, 采用的是能量无关的 Woods-Saxon 型核势。分析过程包含以下步骤:

#### (1) 初始化输入半径和耦合参数

在耦合道哈密顿量中, 弹核的半径参数 ( $r_P$ ) 被设为 1.2 fm, 靶核的半径参数 ( $r_T$ ) 被设为 1.06 fm。对于靶核的四极和十六极形变, 库仑形变和核形变均保持相同值。库仑半径参数为  $r_{0C} = 1.1$  fm, 库仑半径值对截面影响甚微。在计算中并未明确考虑  $^{16}\text{O}$  的激发态, 因为  $^{16}\text{O}$  是球形双幻核, 其第一个  $3^-$  态的激发能为 6.13 MeV, 是一个高激发态, 可以不考虑其耦合道效应, 对势能进行重新归一化 [3] 可使这一效应包含在势能中, 在 CC 计算中不会被明确考虑。

#### (2) 初始化光学势参数

采用 Woods-Saxon 势, 其几何参数为  $r_{0V} = 1.20$  fm,  $a_V = 0.65$  fm。在  $d\sigma_{\text{qel}}/d\sigma_{\text{Ru}} = 0.5$  [10] 处, 通过改变深度  $V$  来重现由 QEL 散射激发函数确定的势垒能, 这与从熔合数据中提取的值非常接近。

(3) 通过  $\chi^2$  最小化程序对形变参数参数  $\beta_2$ 、 $\beta_4$  进行迭代优化, 从而确定使数据拟合效果最佳的  $\beta_2$ 、 $\beta_4$  的值

参数优化是通过广为人知的 Minuit 最小化程序 [7] 实现的, 该程序结合了差分进化 (Differential Evolution, DE) 算法 [8] 在  $\chi^2$  函数的超曲面中进行全局搜索。首先, DE 算法被用于在多个 CPU 核心并行化探索参数空间 ( $\beta_2$ 、 $\beta_4$ ), 生成接近全局最小值的初始猜测。这种并行化方法与传统的网格搜索相比减少了计算时间。随后, Minuit 程序通过基于梯度的最小化来优化这些参数。这种混合策略有效地平衡了探索和利用, 降低了陷入局部最小值陷阱的风险。

对于每一种  $\beta_2$ 、 $\beta_4$  的组合, 都计算了实验 QEL 激发函数与理论计算值之间的  $\chi^2$  值:

$$\chi^2(\beta_2, \beta_4) = \sum_{i=1}^N \frac{[\sigma_i^{\text{qel}} - \sigma_i(\beta_2, \beta_4)]^2}{\delta\sigma_i^2} \quad (4.1)$$

#### (4) 误差分析

## 4.2 拟合结果

### 4.2.1 $^{208}\text{Pb}$

$^{208}\text{Pb}$  已通过非弹性散射及其他反应方式得到了广泛研究。 $^{208}\text{Pb}$  的八极激发态是原子序数  $A$  大于 40 的任何原子核中激发能最高的第一激发态, 这表明了闭壳层的稳定性。

图 4.1 展示了  $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  系统背角准弹性散射的激发函数以及由此抽取的势垒分布。

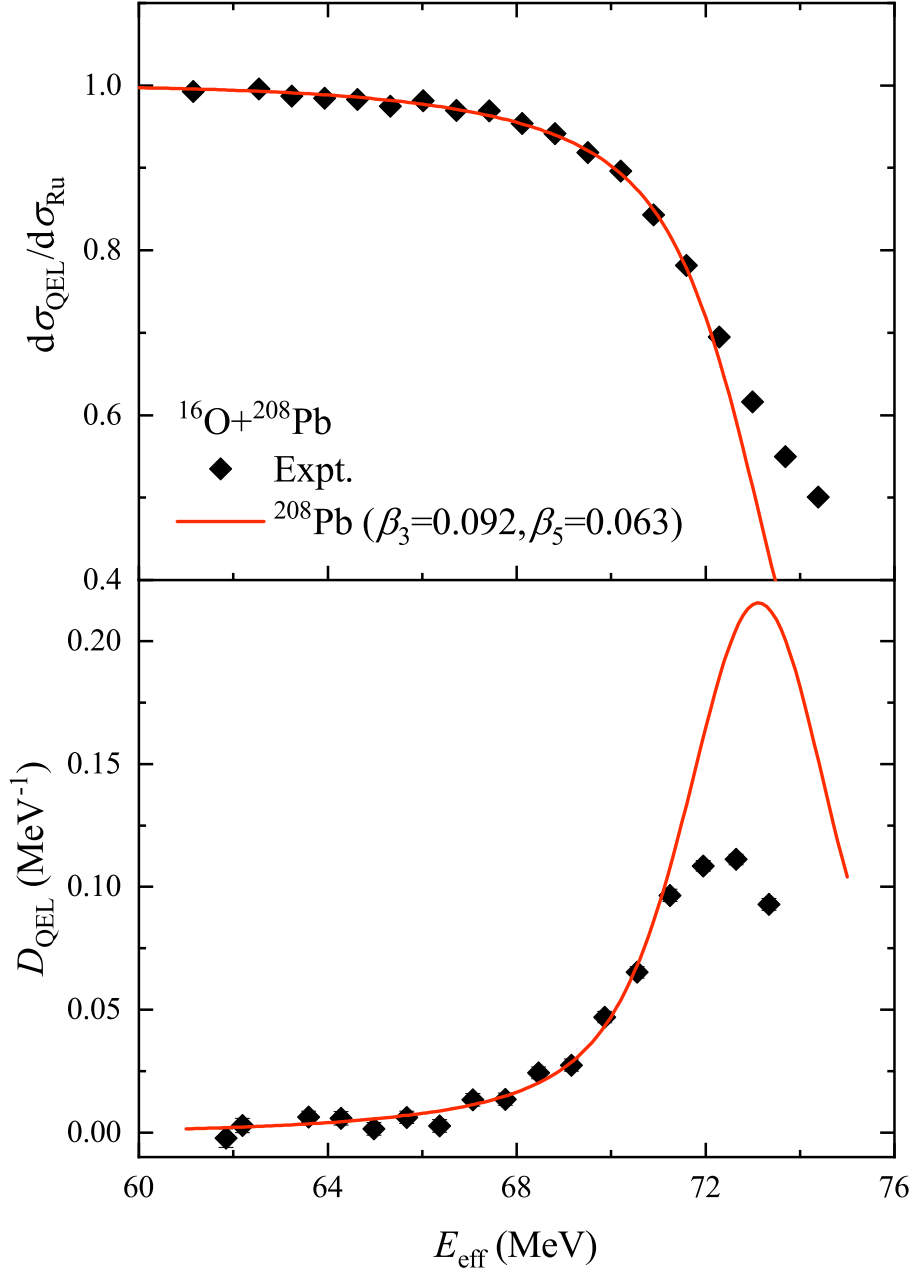


图 4.1  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  实验的 QEL 散射激发函数 (上) 和提取的势垒分布  $D_{\text{QEL}}$  (下), 并与 CC 计算结果进行了比较。

Fig. 4.1 12

对于 CCFULL 计算, 我们分别考虑了振动态  $3^-$  (激发能  $\epsilon_3 = 2.615 \text{ MeV}$ ) 和  $5^-$  (激发能  $\epsilon_5 = 3.198 \text{ MeV}$ )。拟合结果为  $\beta_3 = 0.092^{+0.007}_{-0.009}$ ,  $\beta_5 = 0.063 \pm 0.009$ , 相应的  $\chi^2_{\text{min}}/\nu$  值为 1.28, 并在图 4.1 中用实线加以说明。这两个参数的不确定性是通过  $\chi^2_{\text{min}} + 5.99$  计算得出的, 构成了数据中的 95% 置信区间。如图 4.1 所示, 耦合道计算对势垒分布中的主峰高度估计过高。

表 4.1 从不同的实验方法抽取出  $^{208}\text{Pb}$  的变形参数 ( $\beta_L$ ) 和变形长度 ( $\delta_L = \beta_L R_T$ )。

Table 4.1 lawd

方法	$3^-$		$5^-$	
	$\beta$	$\delta$	$\beta$	$\delta$
QEL (本工作)	$0.092^{+0.007}_{-0.009}$	$0.58^{+0.04}_{-0.05}$	$0.063 \pm 0.009$	$0.40 \pm 0.06$
( $^{16}\text{O}$ ,Fusion) [11]	0.122		0.058	
( $e,e'$ ) 75 MeV <sup>†</sup> [12]	0.120	0.85	0.068	0.48
( $e,e'$ ) 183, 284.2 MeV <sup>†</sup> [13]	0.125	0.89	0.059	0.42
( $p,p'$ ) 24.5 MeV [14, 15]	0.108		0.074	
( $p,p'$ ) 35 MeV <sup>†</sup> [16]	0.120	0.83	0.058	0.40
( $p,p'$ ) 40 MeV [17]	0.11		0.059	
( $p,p'$ ) 54 MeV [18]	0.108		0.055	
( $p,p'$ ) 61.2 MeV [15]	0.103	0.75	0.044	0.32
( $p,p'$ ) 135 MeV [19]	0.100	0.71	0.043	0.31
( $p,p'$ ) 185 MeV [20]	0.109		0.047	
( $p,p'$ ) 200 MeV [21]		$0.75 \pm 0.03$		$0.35 \pm 0.03$
( $p,p'$ ) 201 MeV [21, 22]		$0.77 \pm 0.04$		$0.35 \pm 0.04$
( $p,p'$ ) 400 MeV [21]		$0.80 \pm 0.03$		$0.35 \pm 0.04$
( $p,p'$ ) 800 MeV [23]		0.75		0.37
( $p,p'$ ) 800 MeV [24]		0.825		0.401
( $n,n'$ ) 11 MeV [25]	$0.131 \pm 0.007$	$0.94 \pm 0.005$	$0.065 \pm 0.005$	$0.47 \pm 0.04$
( $n,n'$ ) 25.7 MeV [25]	$0.114 \pm 0.007$	$0.82 \pm 0.05$	$0.064 \pm 0.005$	$0.46 \pm 0.04$
( $^3\text{He}, ^3\text{He}'$ ) 43.7 MeV <sup>‡</sup> [26]	0.082	0.59	0.033	0.24
( $\alpha,\alpha'$ ) 42 MeV <sup>‡</sup> [27]	0.117	0.57	0.049	0.32
( $\alpha,\alpha'$ ) 42 MeV <sup>†</sup> [28]	0.122	0.87	0.068	0.48
( $\alpha,\alpha'$ ) 79.1 MeV <sup>†</sup> [29]	0.118	0.84	0.062	0.44
( $\alpha,\alpha'$ ) 120 MeV <sup>‡</sup> [30]	0.117	0.83	0.049	0.35
( $\alpha,\alpha'$ ) 172 MeV [31]	0.103	0.78	0.048	0.36

<sup>†</sup>  $\beta_L$  和  $\delta_L$  是通过跃迁几率  $G_L$  得到的, 其计算公式分别为  $\beta_L = [4\pi(2L+1)G_L/Z^2(3+L)^2]^{1/2}$ ,  $\delta_L = 1.2A^{1/3} \cdot [4\pi(2L+1)G_L/Z^2(3+L)^2]^{1/2}$  fm。

<sup>‡</sup>  $\beta_L$  是通过形变长度  $\delta_L$  得到的, 其计算公式为  $\beta_L = \delta_L/R = \delta_L/(1.2 \cdot A^{1/3})$ 。

4.2.2  $^{152}\text{Sm}$ 

图 4.2 展示了  $^{16}\text{O}+^{152}\text{Sm}$  系统准弹性散射的测量激发函数以及抽取的势垒分布。在 CCFULL 计算中，靶核旋转带中高达  $10^+$  的激发态均被纳入考虑。

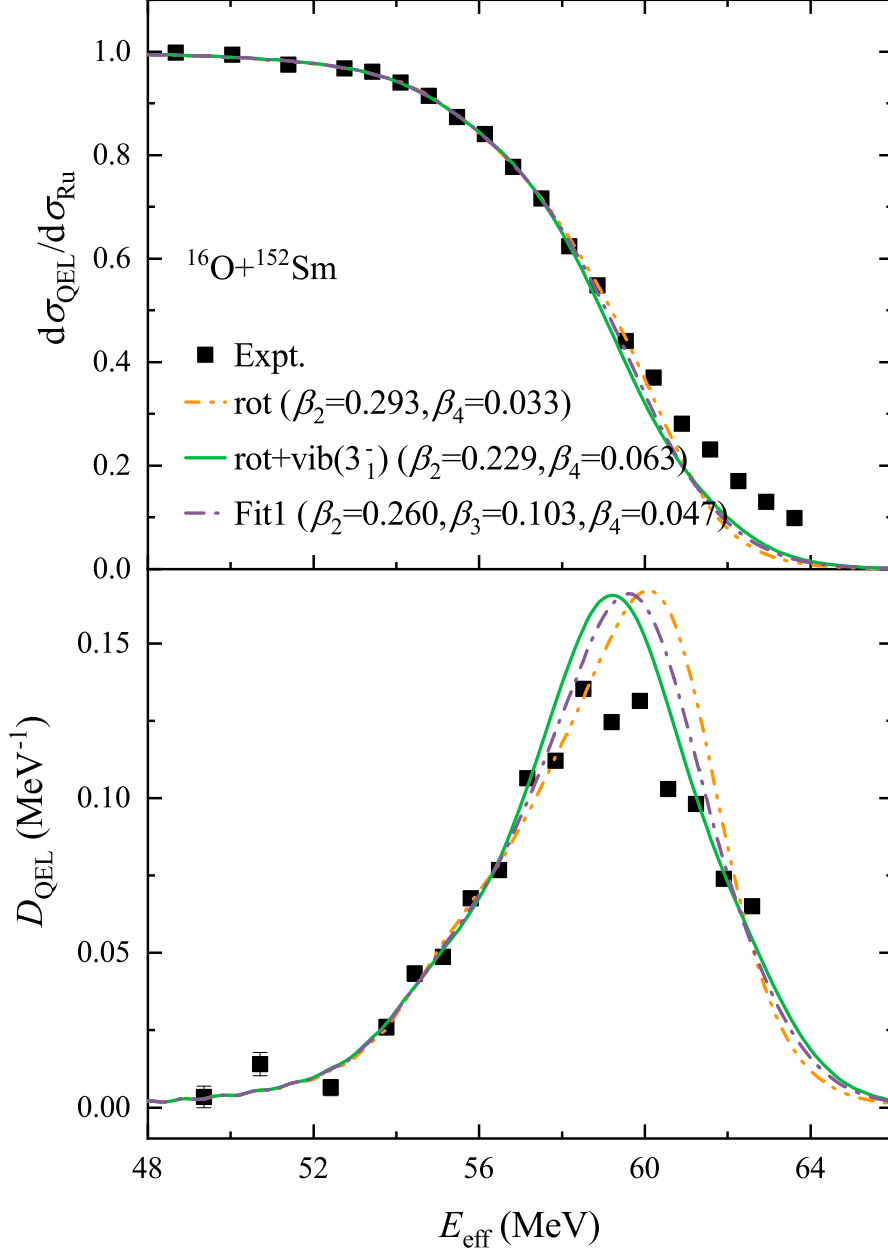


图 4.2  $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$  实验 QEL 散射激发函数（上图）以及提取的势垒分布  $D_{\text{QEL}}$ （下图）。虚线双点划线表示仅考虑  $\beta_2$  和  $\beta_4$  的拟合结果，未考虑  $\beta_3$ 。实线对应的是包含先前确定的  $\beta_3$  值并同时拟合  $\beta_2$  和  $\beta_4$  而得到的结果。虚线点划线显示的是同时拟合  $\beta_2$ 、 $\beta_4$  和  $\beta_3$  的结果。相应的  $\chi^2/\nu$  值见表 4.2。

表 4.2  $^{152}\text{Sm}$  使用不同的耦合模式得到的  $\beta_2$ ,  $\beta_3$  和  $\beta_4$  以及对应的  $\chi^2_{\min}/\nu$ 。

模式	$\beta_2$	$\beta_3$	$\beta_4$	$\chi^2_{\min}/\nu$
Rot(Without $3^-$ )	$0.293^{+0.009}_{-0.010}$	$0^*$	$0.034 \pm 0.010$	2.1
Rot+vib(Constant $3_1^-$ )	$0.228^{+0.014}_{-0.018}$	$0.137^a$	$0.064^{+0.019}_{-0.016}$	2.05
Rot+vib(Fit)	$0.260^{0.014}_{0.015}$	$0.103 \pm 0.017$	$0.047 \pm 0.008$	2.16

\* 在参数拟合中没有使用。

<sup>a</sup>  $\beta_3$  由表 ?? 中的跃迁几率  $B(E3)$  推导得到, 在拟合过程中  $\beta_3$  的值保持不变。

#### 4.2.3 $^{154}\text{Sm}$

图 4.3 展示了  $^{16}\text{O}+^{154}\text{Sm}$  系统准弹性散射的测量激发函数以及抽取的势垒分布。在 CCFULL 计算中, 靶核旋转带中高达  $10^+$  的激发态均被纳入考虑。

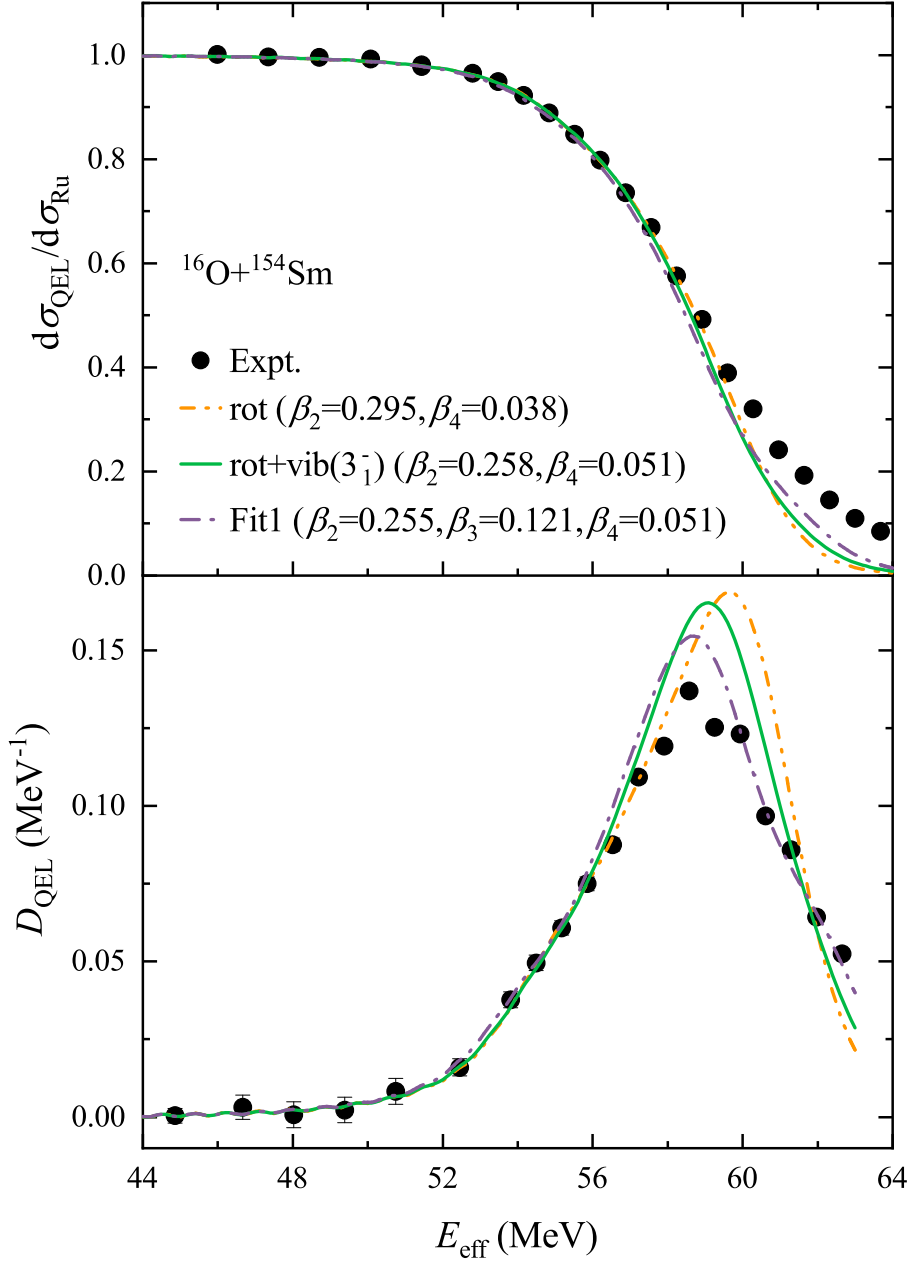


图 4.3  $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$  实验 QEL 散射激发函数 (上图) 以及提取的势垒分布  $D_{\text{QEL}}$  (下图)。虚线双点划线表示仅考虑  $\beta_2$  和  $\beta_4$  的拟合结果, 未考虑  $\beta_3$ 。实线对应的是包含先前确定的  $\beta_3$  值并同时拟合  $\beta_2$  和  $\beta_4$  而得到的结果。虚线点划线显示的是同时拟合  $\beta_2$ 、 $\beta_4$  和  $\beta_3$  的结果。相应的  $\chi^2/\nu$  值见表 4.4。

#### 4.2.4 $^{184}\text{W}$

#### 4.2.5 $^{186}\text{W}$



**Data:** 编码层和解码层的初始连接权重  $w_i, w'_i$ ; 训练集  $\mathcal{D} = \{x\}$ ;  
**Result:** 更新完毕的连接权重  $w_i^{(T)}, w_i'^{(T)}$

```

1 initialization;
2 for  $x$  来自数据集  $\mathcal{D}$  do
3    $\hat{x}_i = \xi_\theta^i(w_i^T x, l)$  (神经编码层的第  $i$  个神经元的输出);
4    $x' = w'_i \xi_{l_0}^{-1}(\frac{\partial \hat{x}_i}{\partial l} |_{l=l_0})$  (神经解码层的第  $i$  个神经元的输出);
5    $L(x, x') = \|x - x'\|$  (计算反馈的代价信号); 取  $\Delta w, \Delta w' \sim \mathcal{U}(0, m)$  (采样更新信号);
6   if 有  $L(x, x'(w, w' + \Delta w'_{ij})) < L(x, x'(w, w'))$  then
7      $w' = w' + \Delta w'_{ij}$ 
8   end
9   else
10    有  $L(x, x'(w, w' + \Delta w'_{ij})) > L(x, x'(w, w'))$ 
11  end
12   $w' = w' - \Delta w'_{ij}$ 
13 end

```

**算法 4.1:** 单个类额叶皮质层渗流神经元的编码解码和参数更新算法流程。

表 4.3  $^{152}\text{Sm}$  中来自不同的实验方法和理论计算得到的形变参数 ( $\beta_\lambda$ ) 和形变长度 ( $\delta_\lambda = \beta_\lambda R_T$ )。

方法	$\lambda = 2$		$\lambda = 4$	
	$\beta$	$\delta$	$\beta$	$\delta$
本工作 ( $^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'$ )	$0.293^{+0.009}_{-0.010}$	$1.66^{+0.05}_{-0.06}$	$0.033 \pm 0.010$	$0.19 \pm 0.06$
Coulomb 激发 [32]	0.248	1.59	$0.09 \pm 0.03$	0.58
Coulomb 激发 [33]	0.252(4)	1.56	$0.072 \pm 0.013$	0.45
Coulomb 激发 [34]	$0.286 \pm 0.006$		$0.06 \pm 0.02$	
Coulomb 激发 [35]	$0.286 \pm 0.006$		$0.058 \pm 0.022$	
Coulomb 激发 [36, 37]	$0.278^{+0.007}_{-0.006}$		$0.088^{+0.023}_{-0.024}$	
Mass calculation [38]	0.243	1.50	0.090	0.56
Mass calculation [39]	0.237	1.47	0.097	0.60
( $^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'$ ) [40]	0.306	1.73	$0.037 \pm 0.006$	0.21
( $e, e'$ ) 35-110 MeV [41]	0.287(3)		0.070(3)	
( $e, e'$ ) 250 MeV [42]	$0.286 \pm 0.002$		$0.092 \pm 0.002$	
( $p, p'$ ) 20.4 MeV [43]	0.22		0.074	
( $p, p'$ ) 24 MeV [44]	0.241(12)		0.062(6)	
( $p, p'$ ) 24.5 MeV [45]	$0.25 \pm 0.02$	1.60	$0.07 \pm 0.02$	0.45
( $p, p'$ ) 24.5 MeV [46]	$0.25 \pm 0.02$	1.55	$0.05 \pm 0.015$	0.31
( $p, p'$ ) 25.6 MeV [47]	0.251	1.61	0.048	0.31
( $p, p'$ ) 65 MeV [48]	0.2371(42)		0.0608(19)	
( $d, d'$ ) 12 MeV [49]	0.25		0.047	
( $d, d'$ ) 3-16 MeV [50]	0.26		0.048	
( $d, d'$ ) 56 MeV [51]	0.236		0.041	
( $^3\text{He}, ^3\text{He}'$ ) 40.9 MeV [52]	0.238	1.52	0.048	0.31
( $^3\text{He}, ^3\text{He}'$ ) 53.4 MeV [53]	0.337	2.16	0.048	0.31
( $\alpha, \alpha'$ ) 8-17 MeV [54]	C:0.287 $\pm$ 0.006		C:0.070 $\pm$ 0.020	
( $\alpha, \alpha'$ ) 14-18 MeV [55]	N:0.279 $\pm$ 0.009 C:0.268 $\pm$ 0.006	1.70 $\pm$ 0.05	N:0.050 $\pm$ 0.009 C:0.058 $\pm$ 0.012	0.30 $\pm$ 0.05
( $\alpha, \alpha'$ ) 10-20 MeV [56]	N:0.284 <sup>+0.016</sup> <sub>-0.006</sub> C:0.276 $\pm$ 0.012	1.74 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.04</sub> 1.68 $\pm$ 0.07	N:0.048 <sup>+0.025</sup> <sub>-0.010</sub> C:0.065 $\pm$ 0.029	0.29 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.06</sub> 0.40 $\pm$ 0.18
( $\alpha, \alpha'$ ) 36 MeV [44]	0.200(10)		0.040(4)	
( $\alpha, \alpha'$ ) 50 MeV [57]	0.246	1.58	0.048	0.31
理论 [58]	0.24		0.065	

表 4.4  $^{154}\text{Sm}$  使用不同的耦合模式得到的  $\beta_2, \beta_3$  和  $\beta_4$  以及对应的  $\chi^2_{\min}/\nu$ ，与表 4.2 相同。

模式	$\beta_2$	$\beta_3$	$\beta_4$	$\chi^2_{\min}/\nu$
Rot(Without $3^-$ )	$0.296 \pm 0.009$	0*	$0.037 \pm 0.012$	0.66
Rot+vib(Constant $3_1^-$ )	$0.259^{+0.010}_{-0.011}$	0.116 <sup>a</sup>	$0.050 \pm 0.015$	0.55
Rot+vib(Fit)	$0.255^{+0.014}_{-0.015}$	$0.121 \pm 0.015$	$0.051^{+0.009}_{-0.010}$	0.60

\* 在参数拟合中没有使用。

<sup>a</sup>  $\beta_3$  由表 ?? 中的跃迁几率  $B(E3)$  推导得到，在拟合过程中  $\beta_3$  的值保持不变。

表 4.5  $^{154}\text{Sm}$  中来自不同的实验方法和理论计算得到的形变参数 ( $\beta_\lambda$ ) 和形变长度 ( $\delta_\lambda = \beta_\lambda R_T$ )。

方法	$\lambda = 2$		$\lambda = 4$	
	$\beta$	$\delta$	$\beta$	$\delta$
本工作 ( $^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'$ )	$0.295 \pm 0.009$	$1.68 \pm 0.05$	$0.037 \pm 0.012$	$0.22 \pm 0.07$
Coulomb 激发 [32]	0.261	1.68	$0.13 \pm 0.03$	0.84
Coulomb 激发 [33]	$0.277 \pm 0.005$	1.72	$0.096 \pm 0.019$	0.60
Coulomb 激发 [34]	$0.315 \pm 0.007$		$0.07 \pm 0.02$	
Coulomb 激发 [35]	$0.315 \pm 0.007$		$0.066 \pm 0.024$	
Coulomb 激发 [36, 37]	$0.299^{+0.008}_{-0.007}$		$0.105^{+0.025}_{-0.026}$	
Mass calculation [38]	0.270	1.68	0.113	0.70
Mass calculation [39]	0.270	1.68	0.105	0.65
( $^{16}\text{O}$ , 熔合) [59]	0.28	1.59	0.05	0.28
( $^{16}\text{O}$ , 熔合) [60]	0.304	1.73	0.052	0.30
( $^{16}\text{O}$ , 熔合) [61]	0.322	1.83	0.027	0.15
( $e, e'$ ) [41]	$0.311 \pm 0.003$		$0.087 \pm 0.002$	
( $p, p'$ ) 12 MeV [62]	0.284	1.83	0.046	0.30
( $p, p'$ ) 16 MeV [63]	0.250	1.61	0.050	0.32
( $p, p'$ ) 20.4 MeV [43]	0.31		0.032	
( $p, p'$ ) 24 MeV [44]	0.263(13)		0.066(6)	
( $p, p'$ ) 25.6 MeV [47]	0.276	1.78	0.049	0.32
( $p, p'$ ) 35 MeV [62]	0.269		0.072	
( $p, p'$ ) 65 MeV [48]	0.2600(41)		0.0834(26)	
( $d, d'$ ) 56 MeV [51]	0.252		0.062	
( $^3\text{He}, ^3\text{He}'$ ) [53]	0.387	2.49	0.054	0.35
( $^3\text{He}, ^3\text{He}'$ ) [52]	0.284	1.83	0.056	0.36
( $\alpha, \alpha'$ ) 11-19 MeV [64]	$0.301 \pm 0.012$	1.77	$0.112 \pm 0.040$	0.66
( $\alpha, \alpha'$ ) 10-20 MeV [56]	N: $0.300^{+0.015}_{-0.022}$	$1.84^{+0.09}_{-0.14}$	N: $0.048^{+0.025}_{-0.022}$	$0.29^{+0.15}_{-0.14}$
	C: $0.276 \pm 0.012$	$1.77 \pm 0.08$	C: $0.065 \pm 0.029$	$0.42 \pm 0.19$
( $\alpha, \alpha'$ ) 27.5, 30, 32.5 MeV [65]	$0.225 \pm 0.005$	$1.79 \pm 0.04$	$0.050 \pm 0.005$	$0.40 \pm 0.04$
( $\alpha, \alpha'$ ) 50 MeV [57]	0.270	1.74	0.054	0.38
理论 [58]	0.27		0.072	

表 4.6  $^{184}\text{W}$  使用不同的耦合模式得到的  $\beta_2, \beta_3$  和  $\beta_4$  以及对应的  $\chi^2_{\min}/\nu$ , 与表 4.2 相同。

模式	$\beta_2$	$\beta_3$	$\beta_4$	$\chi^2_{\min}/\nu$
Rot(Without $3^-$ )	$0.325 \pm 0.007$	0*	$-0.049^{+0.015}_{-0.018}$	3.06
Rot+vib(Constant $3_1^-$ )	$0.307 \pm 0.008$	0.074 <sup>a</sup>	$-0.054^{+0.017}_{-0.023}$	2.86
Rot+vib(Fit)	$0.229 \pm 0.014$	$0.170 \pm 0.009$	$-0.036^{+0.016}_{-0.019}$	2.55

\* 在参数拟合中没有使用。

<sup>a</sup>  $\beta_3$  由表 ?? 中的跃迁几率  $B(E3)$  推导得到, 在拟合过程中  $\beta_3$  的值保持不变。

表 4.7  $^{184}\text{W}$  中来自不同的实验方法和理论计算得到的形变参数 ( $\beta_\lambda$ ) 和形变长度 ( $\delta_\lambda = \beta_\lambda R_T$ )。

方法	$\lambda = 2$		$\lambda = 4$	
	$\beta$	$\delta$	$\beta$	$\delta$
本工作 ( $^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'$ )	$0.325 \pm 0.007$	$1.85 \pm 0.04$	$-0.049^{+0.015}_{-0.018}$	$-0.30^{+0.09}_{-0.11}$
Mass calculation [38]	0.240	1.58	-0.095	-0.63
Mass calculation [39]	0.232	1.53	-0.093	-0.61
( $p, p'$ ) 65 MeV [66]	0.246		-0.093	
( $p, p'$ ) 65 MeV [48]	0.2166(28)		-0.0633(13)	
( $n, n'$ ) 3.4 MeV [67]	$0.209 \pm 0.009$		$-0.056 \pm 0.006$	
( $\alpha, \alpha'$ ) 12.5-19 MeV [64]	$0.262 \pm 0.013$	1.64	$-0.189 \pm 0.062$	-1.18
( $\alpha, \alpha'$ ) 24 MeV [68]	0.316(5)		-0.178(40)	
理论 [58]	0.23		-0.09	

表 4.8  $^{186}\text{W}$  使用不同的耦合模式得到的  $\beta_2, \beta_3$  和  $\beta_4$  以及对应的  $\chi^2_{\min}/\nu$ ，与表 4.2 相同。

模式	$\beta_2$	$\beta_3$	$\beta_4$	$\chi^2_{\min}/\nu$
Rot(Without $3^-$ )	$0.324^{+0.008}_{-0.009}$	$0^*$	$-0.036^{+0.020}_{-0.027}$	0.43
Rot+vib(Constant $3_1^-$ )	$0.304 \pm 0.009$	$0.082^a$	$-0.039^{+0.024}_{-0.035}$	0.42
Rot+vib(Fit)	$0.309^{+0.012}_{-0.014}$	$0.073^{+0.020}_{-0.021}$	$-0.038^{+0.016}_{-0.019}$	0.46

\* 在参数拟合中没有使用。

<sup>a</sup>  $\beta_3$  由表 ?? 中的跃迁几率  $B(E3)$  推导得到, 在拟合过程中  $\beta_3$  的值保持不变。表 4.9  $^{186}\text{W}$  中来自不同的实验方法和理论计算得到的形变参数 ( $\beta_\lambda$ ) 和形变长度 ( $\delta_\lambda = \beta_\lambda R_T$ )。

方法	$\lambda = 2$		$\lambda = 4$	
	$\beta$	$\delta$	$\beta$	$\delta$
本工作 ( $^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'$ )	$0.324^{+0.008}_{-0.009}$	$1.96^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.036^{+0.020}_{-0.027}$	$-0.22^{+0.12}_{-0.16}$
Mass calculation [38]	0.230	1.52	-0.107	-0.71
Mass calculation [39]	0.221	1.46	-0.095	-0.63
( $^{16}\text{O}, \text{Fusion}$ ) [59]	0.28	1.69	-0.07	-0.42
( $^{16}\text{O}, \text{Fusion}$ ) [61]	0.285	1.72	-0.031	-0.19
( $n, n'$ ) 3.4 MeV [67]	$0.203 \pm 0.006$		$-0.057 \pm 0.006$	
( $\alpha, \alpha'$ ) 13.25-19 MeV [64]	$0.237 \pm 0.013$	1.49	$-0.088 \pm 0.055$	-0.55
( $\alpha, \alpha'$ ) 10-20 MeV [56]	N: $0.163^{+0.029}_{-0.057}$	$-1.07^{+0.19}_{-0.37}$	N: $-0.091^{+0.008}_{-0.025}$	$-0.60^{+0.05}_{-0.16}$
	C: $0.244 \pm 0.013$	$1.60 \pm 0.09$	C: $-0.178 \pm 0.038$	$1.17 \pm 0.25$
( $\alpha, \alpha'$ ) 24 MeV [68]	0.280(5)		-0.156(40)	
理论 [58]	0.23		-0.09	

## 第五章 5

## 第六章 6

## 第七章 总结及展望

## 参考文献

- [1] HAGINO K, ROWLEY N, KRUPPA A. A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions[J]. Computer Physics Communications, 1999, 123: 143.
- [2] HAGINO K, ROWLEY N. Large-angle scattering and quasielastic barrier distributions[J]. Physical Review C, 2004, 69: 054610.
- [3] HAGINO K, TAKIGAWA N. Subbarrier fusion reactions and many-particle quantum tunneling[J]. Progress of Theoretical Physics, 2012, 128: 1061.
- [4] BALANTEKIN A B, TAKIGAWA N. Quantum tunneling in nuclear fusion[J]. Reviews of Modern Physics, 1998, 70: 77.
- [5] ESBENSEN H, LANDOWNE S, PRICE C. High-spin excitations in the rotating frame and sudden approximations[J]. Physical Review C, 1987, 36: 2359.
- [6] DESCOUVEMONT P. An R-matrix package for coupled-channel problems in nuclear physics[J]. Computer Physics Communications, 2016, 200: 199.
- [7] JAMES F, ROOS M. Minuit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations[J]. Computer Physics Communications, 1975, 10: 343.
- [8] STORN R, PRICE K. Differential evolution - a simple and efficient heuristic for global optimization over continuous spaces[J/OL]. Journal of Global Optimization, 1997, 11: 341. DOI: [10.1023/A:1008202821328](https://doi.org/10.1023/A:1008202821328).
- [9] TIMMERS H, LEIGH J, DASGUPTA M, et al. Probing fusion barrier distributions with quasi-elastic scattering[J]. Nuclear Physics A, 1995, 584: 190.
- [10] Lin, C.J., Jia, H.M., Zhang, H.Q., et al. Nuclear reactions studied by quasi-elastic measurements with high precision at backward angles[J]. EPJ Web of Conferences, 2011, 17: 05005.
- [11] YUSA S, HAGINO K, ROWLEY N. Role of noncollective excitations in heavy-ion fusion reactions and quasi-elastic scattering around the coulomb barrier[J]. Phys. Rev. C, 2012, 85: 054601.
- [12] ZIEGLER J F, PETERSON G A. Excitation of  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , and  $^{209}\text{Bi}$  by inelastic electron scattering[J]. Phys. Rev., 1968, 165: 1337-1351.
- [13] NAGAO M, TORIZUKA Y. Electron excitation of low-lying states in  $^{208}\text{Pb}$ [J]. Physics Letters B, 1971, 37(4): 383-385.
- [14] SAUDINOS J, VALLOIS G, BEER O, et al. Spectroscopie de  $^{208}\text{Pb}$  par diffusion inelastique de protons de 24.55 MeV[J]. Physics Letters, 1966, 22(4): 492-494.



- [15] SCOTT A, MATHUR N, PETROVICH F. Low-lying normal parity excitations in the  $^{208}\text{Pb}(p, p')^{208}\text{Pb}$  reaction at  $E_p = 61.2$  MeV[J]. Nuclear Physics A, 1977, 285 (2): 222-234.
- [16] WAGNER W T, CRAWLEY G M, HAMMERSTEIN G R, et al. High-resolution study of  $^{208}\text{Pb}$  with 35-MeV protons[J]. Phys. Rev. C, 1975, 12: 757-777.
- [17] SCOTT A, FRICKE M. Inelastic scattering of 40 MeV protons by  $^{208}\text{Pb}$ [J]. Physics Letters, 1966, 20(6): 654-656.
- [18] LEWIS M B, BERTRAND F E, FULMER C B. Investigation of the  $^{208}\text{Pb}(p, p')$  reaction at  $E = 54$  MeV[J]. Phys. Rev. C, 1973, 7: 1966-1972.
- [19] ADAMS G, BACHER A, EMERY G, et al. Inelastic excitation of normal parity levels in  $^{208}\text{Pb}$  by 135 MeV protons[J]. Physics Letters B, 1980, 91(1): 23-26.
- [20] INGEMARSSON A, FAGERSTRÖM B. Inelastic scattering of 185 MeV protons from  $^{208}\text{Pb}$ [J]. Physica Scripta, 1976, 13: 208 - 212.
- [21] MCDANIELS D, LISANTTI J, BERGQVIST I, et al. Validity of collective model DWBA analysis for intermediate energy proton scattering to low-lying states of  $^{208}\text{Pb}$ [J]. Nuclear Physics A, 1987, 467(4): 557-574.
- [22] DJALALI C, MARTY N, MORLET M, et al. 201 MeV proton excitation of giant resonances in  $^{208}\text{Pb}$ : Macroscopic and microscopic analysis[J]. Nuclear Physics A, 1982, 380(1): 42-60.
- [23] BLANPIED G S, COKER W R, LILJESTRAND R P, et al. Proton elastic and inelastic scattering at 0.8 gev from  $^{12,13}\text{C}$  and  $^{208}\text{Pb}$ [J]. Phys. Rev. C, 1978, 18: 1436-1446.
- [24] GAZZALY M M, HINTZ N M, KYLE G S, et al. Neutron-proton decomposition of transition matrix elements from a comparison of 800 MeV proton scattering with electromagnetic methods[J]. Phys. Rev. C, 1982, 25: 408-421.
- [25] RAPAPORT J, CHEEMA T, BAINUM D, et al. Neutron scattering from  $^{208}\text{Pb}$ [J]. Nuclear Physics A, 1978, 296(1): 95-108.
- [26] BAKER F T, TICKLE R.  $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, ^3\text{He}')$  reaction at 43.7 MeV[J]. Phys. Rev. C, 1972, 5: 544-549.
- [27] ALSTER J. Collective excitations in  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , and  $^{209}\text{Bi}$ [J]. Phys. Rev., 1966, 141: 1138-1145.
- [28] ALSTER J. Nuclear transition strength systematics in the Pb region[J]. Physics Letters B, 1967, 25(7): 459-461.
- [29] RUTLEDGE L L, HIEBERT J C. Isoscalar transition rates via  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha')$  at 79 MeV[J]. Phys. Rev. C, 1976, 13: 1072-1082.
- [30] HARAKEH M, Van Heyst B, Van Der Borg K, et al. Isoscalar excitations in the lead region observed in inelastic  $\alpha$ -scattering at  $E_\alpha = 120$  MeV[J]. Nuclear Physics A,

- 1979, 327(2): 373-396.
- [31] MORSCH H P, SÜKÖSD C, ROGGE M, et al. Giant monopole and quadrupole resonances and other multipole excitations in  $^{208}\text{Pb}$  studied in 43 MeV/nucleon  $\alpha$ -particle and deuteron scattering[J]. Phys. Rev. C, 1980, 22: 489-500.
- [32] STEPHENS F S, DIAMOND R M, DE BOER J.  $e4$  moments in  $^{152}\text{Sm}$  and  $^{154}\text{Sm}$  [J]. Phys. Rev. Lett., 1971, 27: 1151-1154.
- [33] FISCHER H, KAMKE D, KITTLING H J, et al. Electric moments and charge deformation parameters in  $^{152,154}\text{Sm}$ ,  $^{156}\text{Gd}$ , and  $^{166}\text{Er}$ [J]. Phys. Rev. C, 1977, 15: 921-926.
- [34] SAYLOR T, SALADIN J, LEE I, et al. Electric hexadecapole transition moments in  $^{152,154}\text{Sm}$ [J]. Physics Letters B, 1972, 42(1): 51-53.
- [35] ERB K A, HOLDEN J E, LEE I Y, et al. Quadrupole and hexadecapole deformations in rare-earth nuclei[J]. Phys. Rev. Lett., 1972, 29: 1010-1014.
- [36] WOLLERSHEIM H, WILCKE W, ELZE T, et al. Hexadecapole moments obtained by semiclassical and quantum mechanical analyses of coulomb excitation[J]. Physics Letters B, 1974, 48(4): 323-325.
- [37] WOLLERSHEIM H, W. Elze T. Electric quadrupole and hexadecapole moments in the transitional nuclei  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Gd}$  and  $^{156}\text{Gd}$ [J]. Nuclear Physics A, 1977, 278(1): 87-94.
- [38] MÖLLER P, NIX J, MYERS W, et al. Nuclear ground-state masses and deformations [J]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1995, 59(2): 185-381.
- [39] MÖLLER P, SIERK A, ICHIKAWA T, et al. Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012)[J]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 2016, 109-110: 1-204.
- [40] JIA H M, LIN C J, YANG F, et al. Extracting the hexadecapole deformation from backward quasi-elastic scattering[J]. Phys. Rev. C, 2014, 90: 031601.
- [41] COOPER T, BERTOZZI W, HEISEMBERG J, et al. Shapes of deformed nuclei as determined by electron scattering:  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{166}\text{Er}$ ,  $^{176}\text{Yb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , and  $^{238}\text{U}$ [J]. Phys. Rev. C, 1976, 13: 1083-1094.
- [42] NAKADA A, HAIK N, ALSTER J, et al. Excitation of the ground-state rotational band of  $^{152}\text{Sm}$  by 250-MeV electrons[J]. Phys. Rev. Lett., 1977, 38: 584-587.
- [43] PETIT R M A L, VAN HALL P J, KLEIN S S, et al. Collective effects in even-mass samarium isotopes by polarized-proton scattering[J]. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 1993, 19(12): 2093.
- [44] OBIAJLINWA E, ROSIER L, Van De Wiele J. Elastic and inelastic scattering of protons and alpha particles from stable even samarium isotopes[J]. Nuclear Physics A, 1989, 500(2): 341-355.

- [45] KUREPIN A, LOMBARD R. Coupled channel analysis of asymmetry measurements for low-lying states of  $^{148}\text{Sm}$  and  $^{152}\text{Sm}$  by inelastic proton scattering[J]. Physics Letters B, 1971, 37(1): 55-57.
- [46] BARBIER M, LOMBARD R, MOSS J, et al. Inelastic scattering of 24.5 MeV polarized protons from  $^{152}\text{Sm}$ [J]. Physics Letters B, 1971, 34(5): 386-388.
- [47] PÁLLA G, GERAMB H, PEGEL C. Elastic and inelastic scattering of 25.6 MeV protons from even samarium isotopes[J]. Nuclear Physics A, 1983, 403(1): 134-154.
- [48] ICHIHARA T, SAKAGUCHI H, NAKAMURA M, et al. Inelastic proton scattering exciting the  $\gamma$ -vibrational band in deformed nuclei ( $152 \leq A \leq 192$ ) at 65 MeV and the systematics of the hexadecapole ( $Y_{42}$ ) strength of the  $\gamma$  vibration[J]. Phys. Rev. C, 1987, 36: 1754-1776.
- [49] TRAUTNER N, LØVHØIDEN G, CHRISTENSEN P. Elastic and inelastic deuteron scattering from  $^{152}\text{Sm}$  and  $^{162}\text{Dy}$ [J]. Physics Letters B, 1973, 44(1): 41-43.
- [50] Todd Baker F, KRUSE T, WILLIAMS M, et al. Coulomb-nuclear interference for inelastic deuteron scattering[J]. Nuclear Physics A, 1974, 235(2): 428-435.
- [51] HATANAKA K, MATSUOKA N, SAITO T, et al. Elastic and inelastic scattering of vector polarized deuterons from even samarium isotopes at 56 mev[J]. Nuclear Physics A, 1983, 403(1): 109-133.
- [52] PÁLLA G, PEGEL C. Inelastic scattering of helions from even-even stable samarium isotopes at 40.9 MeV[J]. Nuclear Physics A, 1979, 321(2): 317-340.
- [53] EAGLE R, CLARKE N M, GRIFFITHS R J, et al. Inelastic scattering of  $^3\text{He}$  from samarium isotopes at 53 MeV[J]. Phys. Rev. C, 1977, 16: 1314-1321.
- [54] SHAW A H, GREENBERG J S. Electric moments and charge deformation in even rare-earth nuclei[J]. Phys. Rev. C, 1974, 10: 263-283.
- [55] BRÜCKNER W, MERDINGER J G, PELTE D, et al. Nuclear deformations from the interference effects between coulomb and nuclear excitations in inelastic  $\alpha$  scattering on  $^{152}\text{Sm}$ [J]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30: 57-60.
- [56] BRÜCKNER W, HUSAR D, PELTE D, et al. Nuclear deformations from inelastic  $\alpha$ -scattering on rare earth nuclei at energies near the coulomb barrier[J]. Nuclear Physics A, 1974, 231(1): 159-175.
- [57] HENDRIE D, GLENDENNING N, HARVEY B, et al. Determination of  $Y_{40}$  and  $Y_{60}$  components in the shapes of rare earth nuclei[J]. Physics Letters B, 1968, 26(3): 127-130.
- [58] GÖTZ U, PAULI H, ALDER K, et al. Ground state deformations in the rare-earth nuclei[J]. Nuclear Physics A, 1972, 192(1): 1-38.
- [59] LEIGH J R, DASGUPTA M, HINDE D J, et al. Barrier distributions from the fusion of oxygen ions with  $^{144,148,154}\text{Sm}$  and  $^{186}\text{W}$ [J]. Phys. Rev. C, 1995, 52: 3151-3166.

- [60] LEIGH J R, ROWLEY N, LEMMON R C, et al. Reconciling deformation parameters from fusion with those from coulomb excitation[J]. Phys. Rev. C, 1993, 47: R437-R440.
- [61] RUMIN T, HAGINO K, TAKIGAWA N. Effects of  $\beta_6$  deformation and low-lying vibrational bands on heavy-ion fusion reactions at sub-barrier energies[J]. Phys. Rev. C, 1999, 61: 014605.
- [62] KING C H, FINCK J E, CRAWLEY G M, et al. Multipole moments of  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{176}\text{Yb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , and  $^{238}\text{U}$  from proton inelastic scattering[J]. Phys. Rev. C, 1979, 20: 2084-2092.
- [63] BROWN P H, STOLER P. Deformation parameters in  $^{154}\text{Sm}$  and  $^{148}\text{Sm}$  obtained from coupled-channel analysis of proton scattering[J]. Phys. Rev. C, 1970, 2: 765-767.
- [64] LEE I Y, SALADIN J X, HOLDEN J, et al. Deformation parameters of the charge distribution and the optical potential for some nuclei in and near the rare earth region [J]. Phys. Rev. C, 1975, 12: 1483-1494.
- [65] APONICK A, CHESTERFIELD C, BROMLEY D, et al. Quadrupole and hexadecapole deformations in rare earth nuclei[J]. Nuclear Physics A, 1970, 159(2): 367-384.
- [66] OGAWA H, SAKAGUCHI H, NAKAMURA M, et al. Inelastic scattering of 65 MeV polarized protons from  $^{178}\text{Hf}$ ,  $^{180}\text{Hf}$ ,  $^{182}\text{W}$ , and  $^{184}\text{W}$  and multipole moments of the optical potential[J]. Phys. Rev. C, 1986, 33: 834-846.
- [67] DELAROCHE J P. Sensitivity of tungsten neutron cross sections to target band mixing and  $\beta_6$  deformation[J]. Phys. Rev. C, 1982, 26: 1899-1913.
- [68] BAKER F, SCOTT A, STYLES R, et al.  $^{182,184,186}\text{W}(\alpha, \alpha')$  reactions at  $E_\alpha = 24$  MeV [J]. Nuclear Physics A, 1981, 351(1): 63-76.

## 附录

## 致 谢

## 在读期间发表的学术论文与取得的研究成果

已发表论文