

色散耦合道光学模型对²⁸Si的核子散射数据分析*

翟晨阳^{1;1)} 孙伟力² Efrem S. Soukhovitskii³ 张本爱²

1 (中国工程物理研究院北京研究生部 北京 100088)

2 (北京应用物理与计算数学研究所 北京 100088)

3 (Joint Institute for Energy and Nuclear Research, 220109, Minsk-Sosny, Belarus)

摘要 在光学势中引入色散关系, 相比于通常的耦合道光学模型, 极大地减少了光学势参数的个数. 采用基于软旋转子模型的耦合道方法对较轻形变核²⁸Si核的中子和质子散射实验数据进行了计算分析, 拟合得到一组色散光学势参数. 计算的中子总截面、以及中子、质子的弹性与非弹性散射微分截面与实验数据有较好的符合.

关键词 色散关系 软旋转子模型 耦合道方法 光学势 ²⁸Si 散射截面

1 引言

核子同原子核的散射研究, 不仅在核物理与粒子物理中起着基础性作用, 而且在能源、医疗、环境、宇宙探索等领域有广泛的意义. 例如, 散裂中子源及核工程中中子学的应用, 加速器驱动系统的开发, 恶性肿瘤的粒子束治疗, 卫星与航天涉及的半导体器件的损伤评析等. 为这些应用研究, 国内外正在开始一些加速器设施的建设、计划. 在有关的装置设计、监测技术改进、放射线安全评价等研究方面, 粒子与物质相互作用的原子核层次基础数据是不可缺少的, 不仅要求中子数据, 而且要求质子数据, 能量上限从20MeV扩展到GeV. 但迄今用于高能核数据评价的实测数据并不很多, 目前评价主要以理论计算为主. 光学模型或耦合道光学模型正是用于这种计算评价的主要模型.

在光学模型中, 首先关心的是对各种反应截面都有影响的光学势选取, 包括势的形式, 它同能量、靶核种类(A, Z)的依赖关系, 表征势的参数等. 传统的唯象光学模型无法解释某些核的散射数据, 特别是所谓费米反常现象, 后者指光学势的实部势阱在费米面附近显示出同能量的非线性关系. Mahaux等人^[1-3]在光学势中引入色散项, 使人们对核的平均场认识

有了很大进展, 即(1)核的平均场从负能(束缚态)到正能(散射态)应是统一的, 并由两方面的信息决定; (2)光学势的实部和虚部互相存在色散关系; (3)色散项修正将改变实势阱强度和几何因子对能量的简单依赖, 可消除所谓光学模型截面的反常.

色散关系将原子核光学势的实部与虚部联系起来, 使得用同一平均场来描述束缚态和散射态成为可能, 即实现物理上更自洽的能量相关色散光学势. 这种约束关系使得在拟合实验数据时, 减少了唯象光学势参数的不确定性和参数个数. 色散光学势在双闭壳核, 如⁴⁰Ca^[2, 4-6], ⁹⁰Zr^[5, 7-10], ²⁰⁸Pb^[1, 3, 4, 11, 12]等的核子散射应用上取得了很大成功, 在非闭壳核上的应用也在增多^[13-20]. 近年来Koning和Delaroche^[21]等人在光学势的各项势深度中引入色散关系, 给出了核子散射的一种普适光学势, 能量达到200MeV. Morillon和Romain^[22]等人也给出了中子入射的一种普适色散光学势. 不过多数处理的是幻数核或附近的核, 原子核可近似看作球形. 色散光学势对形变核上的散射应用研究还很少. Romain^[23]等人曾用含色散关系的耦合道光学模型分析¹⁸¹Ta和钨同位素的核子散射数据, Soukhovitskii和Capote等人^[24]也在铜系核上进行过类似的应用分析. 对较轻的形变核应用更少, 仅有的的是对²⁷Al中子散射分析^[25]和质子散射分析^[26].

2006-05-08 收稿

* 中国工程物理研究院科学基金(20050208)资助

1) E-mail: cyzhai@water.pku.edu.cn

从物理观点看, ²⁸Si是一个s-d壳核, 其形变为扁椭球形状, 并具有旋转结构. 从应用角度看, 硅是屏蔽材料和半导体芯片的主要成分, 因此对它的散射数据分析对于检验模型, 了解核结构、核反应机制及开发应用都有相当重要的意义. 我们曾基于软旋转子模型^[27]的耦合道方法^[28, 29]同时自洽地解释²⁸Si的能级结构和散射数据^[30]. 通过软旋转子模型得到激发态波函数, 构造耦合结构再用于耦合道计算. 在光学势形式取为标准形式下, 利用最小二乘方法拟合实验散射数据, 获得了相应的光学势参数. 在这项工作中仅考虑了Elton^[31]建议的相对论方法, 并且仅在普适光学势的每个势深度中引入色散关系项, 取代过去常用的多项式型能量依赖关系.

本文应用基于软旋转子模型的耦合道方法对较轻的形变核上散射数据进行了分析, 改进了过去工作. 通过色散关系将实部与虚部联系起来构造一个复光学势, 同时分析了中子和质子在²⁸Si上的散射数据, 取得较满意结果, 适用的能量上限达到200MeV.

2 基于软旋转子模型的耦合道光学模型

形变偶偶核的瞬时半径在随体坐标下可以表示为^[32, 33]

$$R_i(\theta', \varphi') = R_i^0 \left\{ 1 + \sum_{\lambda=2,4,6,8} \beta_{\lambda 0} Y_{\lambda 0}(\theta', \varphi') \right\}, \quad (1)$$

其中 $R_i^0 = r_i A^{1/3}$, $i = v, s, so, c$ 分别对应于光学势中体吸收项, 表面吸收项, 自旋轨道项和库仑项, (θ', φ') 是随体坐标系中的角度坐标.

考虑到核的形变, 标准形式的光学势可写为

$$\begin{aligned} V(r, R(\theta', \varphi'), E) = & -(V_v + iW_v + \Delta V_v^{\text{Coul}})f_{\text{ws}} \times \\ & (r, R_v(\theta', \varphi')) - (V_s + iW_s + \Delta V_s^{\text{Coul}})g_{\text{ws}}(r, R_s(\theta', \varphi')) - \\ & \left(\frac{\hbar}{\mu\pi c} \right)^2 (V_{\text{so}} + iW_{\text{so}}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{\text{ws}}(r, R_{\text{so}}(\theta', \varphi')) \times \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L} + \\ & V_{\text{Coul}}(r, R_c(\theta', \varphi')), \end{aligned} \quad (2)$$

这里 f_{ws} 和 g_{ws} 是通常的Woods-Saxon势形状因子和导数型形状因子, 其中所含半径分别对应于公式(1)中所描述的形式. 上式中库仑项 V_{Coul} 按照Satchler^[34]建议的方法计算, 即将原子核看作一个均匀带电椭球, 库仑半径为 R_c , 然后对库仑势进行多极展开. 库仑修正项取为

$$\Delta V_{v,s}^{\text{Coul}} = -C_{\text{Coul}} \frac{ZZ'e^2}{\sqrt{3}A} \frac{d}{dE} V_{v,s}(E), \quad (3)$$

其中 Z 和 Z' 分别是入射粒子电荷和靶核电荷. 为了同时分析中子和质子数据, 并构造一个单一的光学势, 在实体积势中加上库仑修正项, 取为实体积势的负倒数. 容易看出: 库仑修正项在能量的线性形式实体积势时为常数, 在指数衰减形式的实体积势时随能量增加呈指数减少. 另外, 分别在下一节的体积项实部和虚表面项上考虑了同位旋效应, 其他参数取为可调参数, 并且对中子和质子取为相同. 因此对中子和质子而言, 光学势的区别仅在于同位旋项, 库仑修正项和中子-质子费米能. 这样, 就构造了一种可实际应用的单一光学势.

3 色散关系

按照色散关系理论, 体积项实部可看成由能量缓变的Hartree-Fock项 V_{HF} 和一个修正项 ΔV_v 相加构成, 即

$$V_v = V_{\text{HF}} + \Delta V_v, \quad (4)$$

其中 V_{HF} 来自势的空间非定域性. 对于大的负能, V_{HF} 是能量 E 的线性函数; 在 E 为正的高能时, 则呈现指数形式, 通常采取Lipperheide^[35]的形式

$$V_{\text{HF}} = A_{\text{HF}} e^{-\lambda_{\text{HF}}(E - E_f)}. \quad (5)$$

其中 E_f 为费米能, 将于后面给出. 光学势同位旋效应, 在体积项系数 A_{HF} 和后面(12)式中给出的表面项虚部系数 A_s 中作如下考虑:

$$\begin{aligned} A_{\text{HF}} &= V_0 + (-1)^{Z'+1} C_{\text{viso}} \frac{N - Z}{A}, \\ A_s &= W_0 + (-1)^{Z'+1} C_{\text{wisso}} \frac{N - Z}{A}. \end{aligned} \quad (6)$$

公式(4)中的 ΔV_v 与能量 E 有关, 常称为色散修正项, 通过如下色散关系给出

$$\Delta V(E) = \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{W(E')}{E' - E} dE', \quad (7)$$

这里, 记号 \mathcal{P} 表示主值积分.

表面项实部取为

$$V_s = \Delta V_s. \quad (8)$$

对于自旋轨道项实部, 仿照Walter^[36]的做法可以取为类似于体积项的形式, 即

$$V_{\text{so}}(E) = V_{\text{so}} e^{-\lambda_{\text{so}}(E - E_f)} + \Delta V_{\text{so}}(E), \quad (9)$$

式(8)和(9)中的色散修正项按色散关系式(7)计算.

为便于光学模型计算, 体积项、自旋轨道项的虚

部按 Brown-Rho 建议^[37] 取为如下能量依赖形式

$$W_v = A_v \frac{(E - E_f)^S}{(E - E_f)^S + B_v^S}, \quad (10)$$

$$W_{so} = A_{so} \frac{(E - E_f)^S}{(E - E_f)^S + B_{so}^S}, \quad (11)$$

表面项虚部取为 Delaroche^[7] 建议的形式:

$$W_s = A_s \frac{(E - E_f)^S}{(E - E_f)^S + B_s^S} e^{-C_s |E - E_f|}, \quad (12)$$

这里 E_f 为费米能, 对 neutron: $E_f(Z, A) = -\frac{1}{2}[S_n(Z, A) + S_n(Z, A+1)]$, 对 proton: $E_f(Z, A) = -\frac{1}{2}[S_p(Z, A) + S_p(Z, A+1)]$. $S_i(Z, A)$ 表示核子 i 在 (Z, A) 核中的束缚能. 上述式子中的指数 S 在 Delaroche et al.^[7] 的文章中选定为 4, 也可取为可调参数.

3.1 色散关系的计算

为计算色散关系积分式 (7), 利用了关于虚部的 3 个假设条件:

(1) $W_v(E)$, $W_s(E)$ 与 $W_{so}(E)$ 都是关于费米能的对称函数, 即

$$W(2E_f - E) = W(E). \quad (13)$$

(2) 假设 $E = E_f$ 时, 色散项为零, 即可把色散关系写成一个相减的形式

$$\Delta V(E) = \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} W(E') \left(\frac{1}{E' - E} - \frac{1}{E' - E_f} \right) dE'. \quad (14)$$

(3) 按照 $W_v(E)$ 与 $W_s(E)$ 的公式, 除去 $E = E_f$ 处为零外, 其他各处均为非零值. 但出于物理意义的考虑, 可以使虚部在费米能附近的适当区域内都取零, 而且这样一个区域的上限取单粒子态的平均能量 E_p 是合适的. 考虑到条件 (1), 即为

$$W_v(E) = 0 \quad (|E - E_f| \leq E_p - E_f), \quad (15)$$

上述的区域之外仍按照原来的公式分别计算.

3.2 体吸收的高能修正

虚体积分项 $W_v(E)$ 关于费米能对称这一假设, 只在 $|E - E_f|$ 较小时可较好地成立; 该差值增大到一定程度, 按 Mahaux 和 Sartor^[4] 所指出, 上述对称性就不再存在.

事实上, 微观平均场势虚部的非定域性, 导致了 $W_v(E)$ 在正的大能量值时随着 E 增大而变大, 在负的大能量值时随着 E 的减小而趋近于零. 因此, 采用 Mahaux 和 Sartor 的建议^[4], 设定一个修正能量 E_a , 在

以 E_f 为对称中心, 宽度为 $2|E_a - E_f|$ 的区域内, 对称性视为成立. 进一步讲, 这个修正能量 E_a 是相当任意的, 计算中为可调参数.

在区域 $E < (E_f - E_a)$, $W_v(E)$ 修正为

$$W_v(E) = W_v \left[1 - \frac{(E - E_f + E_a)^2}{(E - E_f + E_a)^2 + E_a^2} \right], \quad (16)$$

而在区域 $E > (E_f + E_a)$, $W_v(E)$ 修正为

$$W_v(E) = W_v + \alpha \left[\sqrt{E} + \frac{(E_f + E_a)^{3/2}}{2E} - \frac{3}{2} \sqrt{E_f + E_a} \right]. \quad (17)$$

相应地, 体吸收色散项写成如下 3 个部分之和:

$$\Delta \tilde{V}_v(E) = \Delta V_v(E) + \Delta V_<(E) + \Delta V_>(E), \quad (18)$$

这 3 部分分别对应 $W_v(E)$ 的对称区域、负高能区域、正高能区域的虚部计算公式, 色散关系式分别成立.

4 结果与讨论

基于软旋转子模型的耦合道方法的基本做法是首先用软旋转子模型描述靶核的集体能级结构, 然后利用哈密顿量波函数构造耦合结构, 并用于耦合道光学模型计算. 对 ^{28}Si , 我们曾在文献 [30] 中给出了软旋转子模型的哈密顿量, 以描述实验低激发集体能级. 本文中, 利用该工作计算得到的哈密顿量波函数构造耦合结构, 能级的分带仍与该工作相同. 在耦合道计算中, 仍取 6 条能级, 即: 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ , 2_2^+ , 和 3_1^- . 数值计算结果表明, 即使采用更多的能级, 并不十分影响数值结果, 差别仅在实验误差范围内. 除了两条自旋和宇称为 0^+ 的能级外, 每条能级不仅与其他能级耦合, 而且自身耦合.

光学模型势参数通过使下面目标函数达到极小而定出:

$$\chi^2 = \frac{1}{N+M} \left[\sum_{i=1}^N \frac{1}{K_i} \sum_{j=1}^{K_i} \left(\frac{d\sigma_{ij}^{\text{cal}}/d\Omega - d\sigma_{ij}^{\text{exp}}/d\Omega}{\Delta\sigma_{ij}^{\text{exp}}/d\Omega} \right)^2 + \sum_{i=1}^M \left(\frac{\sigma_{\text{tot}_i}^{\text{cal}} - \sigma_{\text{tot}_i}^{\text{exp}}}{\Delta\sigma_{\text{tot}_i}^{\text{exp}}} \right)^2 \right], \quad (19)$$

其中 N 是角分布实验数据组的个数, K_i 是在每组数据中角度的个数, M 是所用实验中子总截面点数. 在寻找势参数过程中, 中子总截面实验数据主要采用 Finlay 等人^[38] 的数据, 其数据十分完整, 而且能量上限可达 200 MeV. 所用的角分布实验数据与过去工作^[30] 相同. 入射能范围为 14.2—180 MeV (对 neutron 有 10 个能点,

表 1 ^{28}Si 的色散光学势参数 ($C_{\text{viso}}=10.0$, $C_{\text{wiso}}=23.5$)

	体积项	表面项	自旋轨道项	库伦项
实部/MeV	$V_0=50.82$ $\lambda_{\text{HF}} = 8.918 \times 10^{-3}$	由色散关系计算	$V_{\text{so}}=5.164$ $\lambda_{\text{so}}=0.005$	$C_{\text{Coul}}=1.8$
虚部/MeV	$A_v=9.011$ $B_v=85.14$ $E_a=120$	$W_0=11.34$ $B_s=17.19$ $C_s=0.01082$	$W_{\text{so}}=-3.765$ $B_{\text{so}}=237.8$	
形状因子/fm	$r_v=1.071$ $a_v=0.698$	$r_s=1.180$ $a_s=0.488$	$r_{\text{so}}=1.129$ $r_{\text{so}}=0.596$	$r_c=1.200$ $r_c=0.595$

对质子有 8 个能点). 光学势参数调节基于 OPTMAN^[39] 程序, 但加入了色散关系. 色散关系的计算可采用解析形式^[40]和数值方法^[41]进行. 我们并没有把 14.2MeV 的角分布数据用于调参过程, 因为低能时复合核贡献不可忽略.

在调解参数过程中, 假设实体积项和虚体积项的几何参数取为相同, 实表面项、虚表面项以及自旋轨道项的几何参数取为相同. 这种假设实际上可以认为是色散关系的结果^[3]. 因此, 引入色散关系后, 光学势参数个数大为减少, 由过去所用的 40 余个参数^[30], 减少到 20 余个. 首先调节描述实体积项的平滑能量变化部分的参数: V_0 , λ_{HF} , C_{viso} , 表面和体吸收项参数: W_0 , C_{wiso} , B_s , C_s , A_v , B_v , E_a 以及几何参数: r_v , a_v , r_s , a_s , 然后调节自旋轨道参数: V_{so} , λ_{so} , A_{so} , B_{so} , r_{so} , a_{so} 和库伦项参数: C_{Coul} , r_c , a_c 以及形变参数: $\beta_i (i=2, 4, 6)$. 最终的 χ^2 是 7.2, 意味着计算值与所描述的实验数据的偏差在约为 2.7 倍实验误差范围内, 说明最终调节得到的光学模型势参数能较满意地再现实验数据. 表 1 列出调整得到的 ^{28}Si 色散光学势参数.

图 1 显示计算的 ^{28}Si 中子总截面与实验值的比较, 并与以前的耦合道光学模型计算结果^[30] 进行了比较. 能量达到 200MeV. 可以看到, 计算值在整个能区很好地再现了实验数据, 并与以前的结果一致.

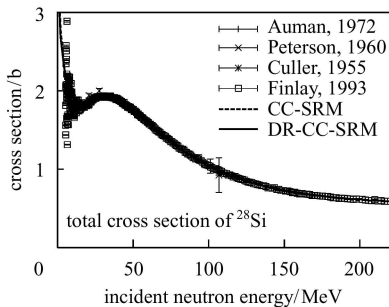


图 1 ^{28}Si 中子总截面与实验^[38, 42—44] 的比较
实线为本工作, 虚线为耦合道光学模型计算结果^[30].

图 2(a), (b) 分别显示了当前的色散耦合道光学模型计算的 ^{28}Si 中子和质子弹性散射角分布与实验数据的比较, 以及与以前的耦合道光学模型结果^[30] 比较.

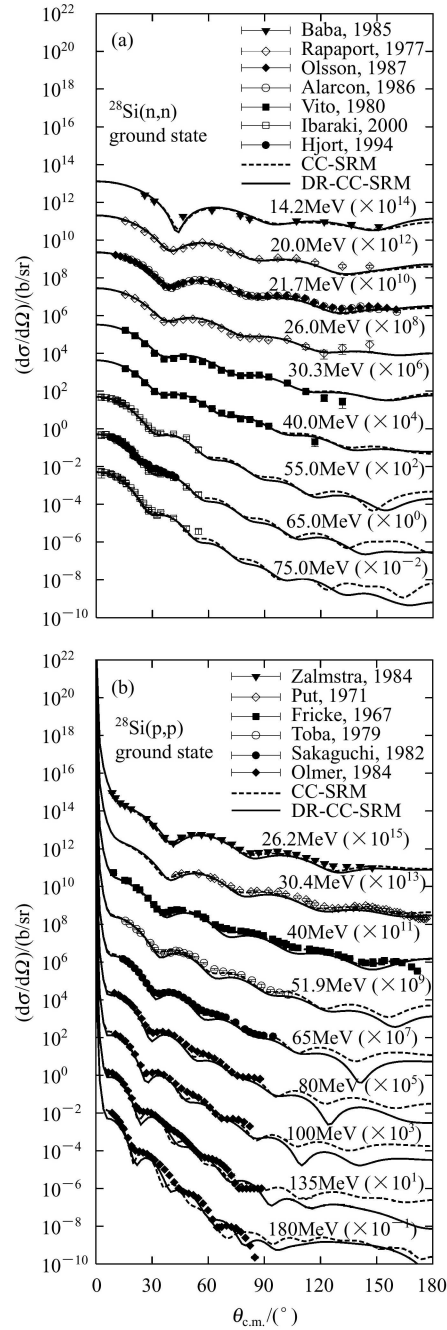


图 2 (a) 中子弹性散射角分布与实验数据^[45—52] 比较; (b) 质子弹性散射角分布与实验数据^[53—58] 比较
实线为本工作, 虚线为以前的耦合道光学模型结果^[30].

对中子弹性散射, 在 14.2—75MeV 能区比较了 9 个入射能点. 很明显, 当前的色散耦合道光学模型计算很好地再现了实验数据. 不过, 仍需一些入射能高于 75MeV 的实验数据, 特别是大角度的角分布数据以便与计算值做进一步的比较. 对质子弹性散射, 比较了 30.4—180MeV 能区的 9 个能点. 总体上看, 当前的色散耦合道光学模型计算结果与以前的结果均与实验符合较好, 仅在较高的入射能量时 (大于 50MeV), 两者结果在大角度区域略有不同, 色散耦合道光学模型的微分截面值稍小, 但角分布形状更合理.

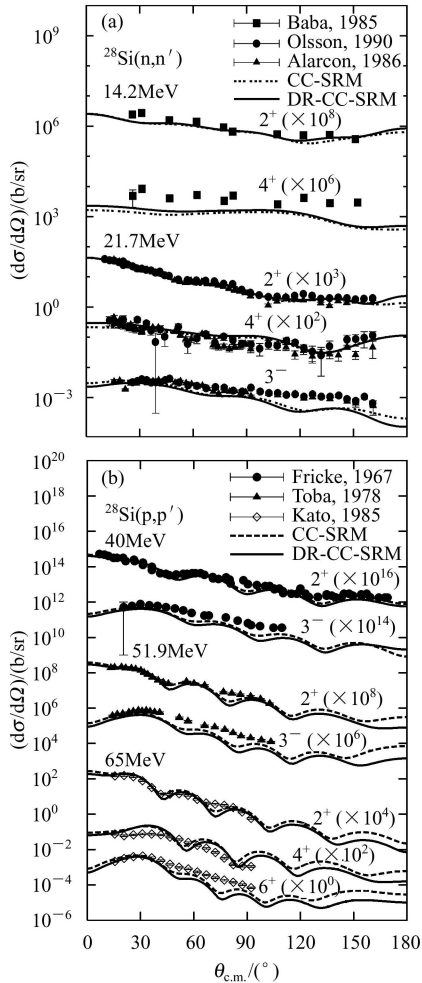


图 3 (a) 中子非弹性散射角分布与实验数据^[45, 47-49]的比较; (b) 质子非弹性散射角分布与实验数据^[55, 56, 59]的比较
实线为本工作, 虚线为以前耦合道光学模型结果^[30].

图 3(a), (b) 分别显示了当前的色散耦合道光学模型计算的²⁸Si 中子和质子非弹性散射角分布与实验数据的比较, 以及与以前的耦合道光学模型结果比较. 对中子非弹性散射, 当入射能量为 14.2MeV 时, 对 2⁺ 激发态, 两者与实验符合较好, 而且两者基本一致; 对 4⁺ 激发态, 色散耦合道光学模型结果相比以前结果有所改善, 但仍比实验数据整体上偏小. 当入射能量增大至 21.7MeV 时, 对 2⁺ 与 4⁺ 激发态, 两者都得到了很好的结果. 对 3⁻ 激发态, 两者计算的小角度区域都与实验数据一致, 但在大角度区域色散耦合道光学模型结果稍稍偏小.

形变参数

描述²⁸Si 的第一条 2₁⁺ 态激发强度的有效形变参数 $\langle 0_{G.S.}^+ | \beta_2 | 2_1^+ \rangle$ 计算值为 0.405, 相比于以前计算结果^[30] 0.475, 本工作引入色散关系后, 计算值更接近于 Raman^[60] 推荐的 $\beta_2=0.407$ (由 $B(E2) \uparrow$ 确定得到). 描述第一条 3₁⁻ 态激发强度的有效形变参数, $\langle 0_{G.S.}^+ | \beta_3 | 3_1^- \rangle$, 计算值为 0.251, 低于通过质子散射实验分析^[56] 计算得到的 $\beta_3=0.320$. 一个可能的原因是: 从质子散射实验确定 3₁⁻ 态的 β_3 的过程是严重依赖于模型和参数的, 不同的研究者之间就有相当大的分歧^[61]. 因此可能对 3₁⁻ 态来说, 我们的计算值和实验值难于达到一致.

5 结论

通过软转子模型得到²⁸Si 核的波函数, 应用于引入了色散关系的耦合道光学模型之中, 通过对 0.1—200MeV 的实验数据的拟合计算得到相应的光学势参数, 计算分析了中子总截面, 以及中子、质子的弹性与非弹性散射微分截面等, 给出了理论计算结果. 相比于常规耦合道光学模型, 引入色散关系可大为减少光学势参数的个数, 仍能很好地再现中子、质子与²⁸Si 核反应中的各种截面实验数据. 色散耦合道光学模型对较轻形变原子核的适用性和更加合理性在本数值计算分析中得到初步的验证.

参考文献(References)

- 1 Mahaux C, Ngô H. Nucl. Phys., 1984, **A431**: 486; Mahaux C, Ngô H, Satchler G R. Nucl. Phys., 1986, **A449**: 354; Mahaux C, Sartor R. Nucl. Phys., 1987, **A468**: 193
- 2 Mahaux C, Sartor R. Nucl. Phys., 1988, **A484**: 205; Mahaux C, Sartor R. Nucl. Phys., 1989, **A493**: 157
- 3 Johnson C H, Horen D J, Mahaux C. Phys. Rev., 1987, **C36**: 2252
- 4 Mahaux C, Sartor R. Nucl. Phys., 1991, **A528**: 253
- 5 Tornow W, CHEN Z P, Delaroche J P. Phys. Rev., 1990, **C42**: 693
- 6 Johnson C H, Mahaux C. Phys. Rev., 1988, **C38**: 2589
- 7 Delaroche J P, WANG Y, Rapaport J. Phys. Rev., 1989, **C39**: 391
- 8 WANG Y, Foster C C, Polak R D et al. Phys. Rev., 1993, **C39**: 804
- 9 Chiba S, Guenther P T, Smith A B et al. Phys. Rev., 1992, **C45**: 1260
- 10 Mahaux C, Sartor R. Nucl. Phys., 1994, **A568**: 1
- 11 Finlay R W, Wierzbicki J, Das R K et al. Phys. Rev., 1989, **C39**: 804
- 12 Weisel G J, Tornow W, Howell C R et al. Phys. Rev., 1996, **C54**: 2410
- 13 ZHANG Z Z, CHEN Z, CHEN Y et al. Phys. Rev., 2000, **C61**: 054607
- 14 Lawson R D, Guenther P T, Smith A B. Nucl. Phys., 1989, **A493**: 267
- 15 Johnson C H, Carlton R F, Winters R R. Phys. Rev., 1989, **C39**: 415
- 16 Mahaux C, Sartor R. Phys. Rev., 1987, **C36**: 1777
- 17 Smith A B, Guenther P T, Lawson R D. Nucl. Phys., 1986, **A455**: 344
- 18 Chiba S, Guenther P T, Lawson R D et al. Phys. Rev., 1990, **C42**: 2487
- 19 Das R K, Finlay R W. Phys. Rev., 1990, **C42**: 1013
- 20 Weisel G J, Walter R L. Phys. Rev., 1999, **C59**: 1189
- 21 Koning A, Delaroche J P. Nucl. Phys., 2003, **A713**: 231
- 22 Morillon B, Romain P. Phys. Rev., 2004, **C70**: 014601
- 23 Romain P, Delaroche J P. A Dispersive Coupled Channel Analysis of Nucleon Scattering from ^{181}Ta and $^{182,184,186}\text{W}$ up to 200MeV. In: Proc. of the Meeting on Nuclon-Nucleus Optical Model up to 200MeV. France: Bruyères-le-Châtel, 2000, 167
- 24 Sukhovitskiĭ E S, Capote R, Quesada J M et al. Phys. Rev., 2005, **C72**: 024604
- 25 Nagadi M M, Delaroche J P, Howell C R et al. The Dispersive Optical Model for $n+^{27}\text{Al}$. Technical Report No. TUNL-XXIX. Triangle University Nuclear Laboratory, 1990, 87
- 26 Romanovsky E A, Hussein H A, Bogdanov. Izr. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz., 1989, **53**: 156; Romanovsky E A, Spasskaya T I. Izr. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz., 1995, **59**: 136
- 27 Porodzinskiĭ Y V, Sukhovitskiĭ E S. Sov. J. Nucl. Phys., 1991, **53**: 41; Sov. J. Nucl. Phys., 1991, **54**: 570; Sov. J. Nucl. Phys., 1992, **55**: 1315; Phys. Atom. Nucl., 1996, **59**: 247; Phys. Atom. Nucl., 1996, **59**: 228
- 28 Chiba S, Iwamoto O, Yamanouti Y et al. Nucl. Phys., 1997, **A624**: 305
- 29 Sukhovitskiĭ E S, Chiba S, Iwamoto O et al. 1998, Nucl. Phys., **A640**: 147
- 30 SUN W L, Watanabe Y, Sukhovitskiĭ E S et al. J. Nucl. Sci. Tech., 2003, **40**: 635
- 31 Elton L R B. Nuovo Cimento., 1966, **XLIII B**: 277
- 32 Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure. Vol. **II**. W. A. Benjamin Inc. 1975. 195
- 33 Davydov A S. Vozbuzhdennye Sostoyaniya Atomnykh Yader (Excited States of Atomic Nuclei), Atomizdat, Moscow, 1969
- 34 Bassel R H, Drisko R M, Satchler G R. Technical Report, ORNL-3240. Oak Ridge National Laboratory, 1962
- 35 Lipperheide R. Z. Phys., 1967, **202**: 58
- 36 Walter R L. Analyzing Power Measurements and the Nucleon-Nucleus Optical Potential: A Focus on the Spin-Orbit Potential. Proc. of the Meeting on Nuclon-Nucleus Optical Model up to 200MeV. France: Bruyères-le-Châtel, 2000, 199
- 37 Brown G E, Rho M. Nucl. Phys., 1981, **A372**: 397
- 38 Finlay R W, Abfalterer W P, Fink G et al. Phys. Rev., 1993, **C47**: 237
- 39 Sukhovitskiĭ E S, Chiba S, Iwamoto O et al. Programs OPTMAN and SHEMMAN Version 8. Technical Report JAERI-Data/Code 2005-002. Japan Atomic Energy Research Institute, 2005
- 40 Quesada J M, Capote R, Molina A et al. Phys. Rev., 2003, **C67**, 067601; Quesada J M, Capote R, Molina A et al. Comput. Phys. Commun., 2003, **153**: 97
- 41 Capote R, Molina A, Quesada J M. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2001, **27**: B15
- 42 Auman M, Brady F P, Jungerman J A et al. Phys. Rev., 1972, **C5**: 1
- 43 Peterson J M, Bratenahl A, Stoering J P. Phys. Rev., 1960, **120**: 521
- 44 Culler V, Wannick R W. Phys. Rev., 1955, **99**: 740
- 45 Baba M, Ono M, Yabuta N et al. Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Sciences, Santa Fe, New Mexico. Edited Young P G. Gordon and Breach, New York, 1985. 223
- 46 Rapaport J, Calson J D, Bainum D et al. Nucl. Phys., 1977, **A286**: 232
- 47 Olsson N, Trostell B, Ramstroem E et al. Nucl. Phys., 1987, **A472**: 237
- 48 Olsson N, Trostell B, Ramstroem E et al. Nucl. Phys., 1990, **A513**: 205
- 49 Alarcon R, Rapaport J. Nucl. Phys., 1986, **A458**: 502
- 50 Vito R P De. Phys. Rev., 1983, **C28**: 2530
- 51 Ibaraki M, Baba M, Miura T et al. J. Nucl. Sci. Tech., Suppl., 2000, **1**: 683
- 52 Hjort E L, Brady F P, Romero J L et al. Phys. Rev., 1994, **C50**: 275
- 53 Zalmstra J J A, van Hienen J F A, Blok J. Phys. Lett.,

- 1984, **B146**: 397
- 54 Put L W, Urone P P, Paans A M. Phys. Lett., 1971, **B35**: 311
- 55 Fricke M P, Gross E E, Zucker A. Phys. Rev., 1967, **163**: 1153
- 56 Toba Y, Sakaguchi H, Goto A et al. J. Phys. Soc. Jpn., 1978, **45**: 367
- 57 Sakaguchi H, Nakamura M, Hatanaka K et al. Phys. Rev., 1982, **C26**: 944
- 58 Olmer C, Bacher A D, Emory G T et al. Phys. Lett., 1981, **B105**, 421; Phys. Rev., 1984, **C29**: 361
- 59 Kato S, Okada K, Kondo M et al. Phys. Rev., 1985, **C31**: 1616
- 60 Raman S, Malarkey C H, Milner W T et al. At. Data and Nucl. Data Tables, 1987, **36**: 1
- 61 Spear R H. At. Data and Nucl. Data Tables, 1989, **42**: 55

^{28}Si -Nucleon Scattering Analysis by the Coupled-Channel Optical Model with Dispersion Relation *

ZHAI Chen-Yang^{1;1)} SUN Wei-Li² Efrem S. Soukhovitskii³ ZHANG Ben-Ai²

1 (Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

2 (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

3 (Joint Institute for Energy and Nuclear Research, 220109, Minsk-Sosny, Belarus)

Abstract The dispersion relation is included into the optical potential. Compared with the common coupled-channel optical model, the number of potential parameters is greatly reduced. The coupled-channel method based on the soft rotator model is used to analyze the nucleon scattering by a deformed ^{28}Si nucleus. A set of the optical potential parameters is obtained, and the numerical results show a good agreement with the available experimental data of neutron total cross sections, neutron/proton elastic and inelastic angular distributions.

Key words dispersion relation, soft rotator model, coupled-channel method, optical potential, ^{28}Si -scattering cross section

Received 8 May 2006

* Supported by Sci. & Tech. Fund of CAEP (20050208)

1) E-mail: cyzhai@water.pku.edu.cn