

重离子深光学势和宇称相关作用*

高成群 杨宝胜

(南开大学物理系, 天津 300071)

周全华

(天津师范大学物理系, 天津 300074)

摘 要

本文在核分子轨道理论和推广光学模型的框架下, 通过对 $^{16}\text{O}+^{20}\text{N}$ 系统准分子态共振转动带的分析, 讨论了重离子深光学势和宇称相关作用. 使用深光学势加半微观的及唯象的宇称相关势重现了激发函数中呈现的共振结构和角分布后角反常振荡结构.

一、引 言

在重离子弹性散射激发函数中, 人们观测到了共振结构, 这一令人感兴趣的现象在相近质量的 $4N$ 核弹性散射过程中表现得尤为明显^[1,2]. 在推广的光学模型、耦合道方法以及核分子轨道理论框架下^[3-5], 使用一个浅光学势, 使这类共振结构得到了适当的解释, 并且给出了一些重要的结论. 例如, 基于上述一些方法, 对 $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ 系统的研究表明: 首先, 核-核间的相互作用应该含有宇称相关势, 这一点与泡利原理的要求一致; 其次, 相互作用中还应有一个与角动量有关的吸收项以满足核对表面分波是透明的要求; 再者, $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ 系统的自旋为 16^+ 、 18^+ 和 20^+ 的形状共振应分别出现在 $E_{\text{cm}} = 22.5$ 、 25.4 和 29.0MeV 附近. 以上结论虽然使我们对重离子间的相互作用及共振机制有了一定了解, 但是, 等效的重离子定域相互作用势的深度和形状仍未能搞清楚, 其原因主要是, 对大多数重离子系统而言, 弹性散射仅对接近强吸收半径的两核距离处实势的大小敏感^[6]. 因此重离子相互作用势研究究竟是浅的还是深的, 势形状究竟是通常的 Woods-Saxon 型的还是其平方型的或是其他什么形式的成了近来人们关心的问题.

在两个相同或相近质量的 $4N$ 核碰撞过程中, 在适当的入射能量(高于库仑位垒邻域)下, 有可能出现准分子态的共振现象, 实验上表现为激发函数中存在一组有规律的共振结构. 这些共振属于主量子数为 $N = 2n_r + L$ 的共振转动带, 其中 N 的可能值由泡利原理决定^[7], L 为共振分波的角动量, n_r 为径量子数也表示与相对运动径向波函数相应的共振分波的节点数. 在用传统的浅光学势研究重离子系统的共振现象时, 尽管实验数据也

* 国家自然科学基金资助.

本文 1992 年 1 月 13 日收到.

能得到较好的拟合,但是由其得到的共振分波没有节点,即 $n_r=0$,显然这是与上述泡利原理的要求相矛盾. 而采用合适的深光学势就能使碰撞系统的波函数具有合理的节点数从而使上述矛盾得到解决. 基于上述考虑,深光学势已非常成功地用于描述 $\alpha+^{16}\text{O}^{[8]}$ 、 $\alpha+^{40}\text{Ca}^{[9]}$ 和 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}^{[10]}$ 等系统的核散射和核结构问题.

近年来,重离子微观光学势的研究^[7,11,12]也取得了很大进展:由核子-核子二体相互作用出发,在双折迭模型的理论框架下,人们得到了一个深光学势^[11],该势不仅深度深而且形状与传统的 Woods-Saxon 型势阱有很大区别,且非常接近于 Woods-Saxon $\nu(\nu \geq 2)$ 次方型势阱;最近 T. Wada^[12]和 H. Horiuchi 对基于共振群理论得到的重离子非定域相互作用进行了细致分析,导出了与其等效的定域相互作用势. 该势也是一个深势,对 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 系统而言,其势阱深度高达 300MeV 以上.

由此看来,无论是光学势的唯象研究还是微观研究都无疑表明,重离子光学势采用一个深势描述似乎比浅势更为合理.

关于宇称相关势的问题,Baye^[13]采用微观理论方法,计及了重离子碰撞系统中全部核子的反对称化,证明了重离子碰撞过程中的确存在着宇称相关作用,该作用是泡利不相容原理的一个必然结果. 宇称相关作用在相近质量的 $4N$ 核间更为显著,对于 $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ 系统,Baye 指出其宇称相关作用的符号是使得该系统的偶分波所经受的整个实势(光学势实部加宇称相关势)作用的强度要比奇分波所经受的大.

通常用以描述重离子碰撞微分截面后角反常增强的核分子轨道模型(LCNO)^[14]也是一种研究宇称相关作用的半微观理论,该理论因考虑了核芯交换这一重要的对称性自然地给出了一个半微观的宇称相关势.

本文基于上述考虑,以 $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ 系统为例讨论了相近质量的两重离子间的深光学势的可能形式,得到了唯象的和半微观的两种宇称相关势,分析了二者的区别与联系,并应用这些势函数计算了 $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ 弹性散射激发函数和角分布,满意地解释了激发函数中呈现的共振结构和角分布的后角反常.

二、模型描述

1. 核分子轨道模型(LCNO)

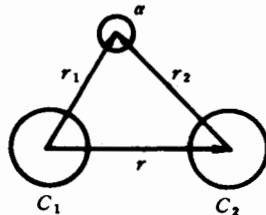


图1 三体系统坐标示意图

对于由两个全同核芯加一个价粒子组成的三体系统(见图1),根据 LCNO 理论^[14]在二态近似下碰撞系统的相对运动波函数 $u_l(r)$ 满足如下方程:

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{L(L+1)}{r^2} + k^2 \right] - [U_{opt}(r) + (-1)^L J(r)] \right\} U_L(r) = 0, \quad (1)$$

其中 $U_{opt}(r)$ 是参与碰撞的二重离子间的光学势, $(-1)^L J(r)$ 是宇称相关势, 因子 $(-1)^L$ 来自于二全同核芯间的交换对称性. 根据 LCNO 理论, $J(r)$ 由积分

$$J(r) = S \int \varphi_{c_1}(\mathbf{r}_1) V(\mathbf{r}_1) \varphi_{c_2}(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 \quad (2)$$

定出, 其中 S 是谱因子, $\varphi_{c_i}(\mathbf{r}_j)$ 是 α 粒子束缚于核芯 C_i 的相对运动波函数, 且有 $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}$. 该波函数满足如下束缚态薛定谔方程

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{ca}} \nabla_{r_1}^2 + V(r_1) \right] \varphi_{c_1}(r_1) = \epsilon_0 \varphi_{c_1}(r_1), \quad (3)$$

式中 m_{ca} 和 ϵ_0 分别为价粒子与核芯 c_1 的折合质量和基态能量, $V(r_1)$ 是二者间的相互作用, 适当选定 $V(r_1)$ 后, 求解方程(3)就可得到束缚态波函数 $\varphi_{c_1}(r_1)$ 再将 $V(r_1)$ 和 $\varphi_{c_1}(r_1)$ 代入(2)式即可求出 LCNO 模型的宇称相关势.

2. 推广的光学模型

如果我们唯象的给出一个宇称相关势 $V_{*g}(r)$ 代替方程(1)中的 $J(r)$, 则该方程就变成了推广的光学模型. 其中 V_* 是强度参数, $g(r)$ 是势几何因子, 二者由拟合实验数据选定.

$4N$ 核的微观理论研究^[15]表明, ^{20}Ne 的基态转动带可用 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 集团模型很好地描述, 因此 $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$ 系统可以看成是由两个全同 ^{16}O 核芯加一个价 α 粒子组成的三体系统, 并可用本节所述模型处理.

三、势参数的确定

1. LCNO 宇称相关势

在通过(2)和(3)式求 LCNO 宇称相关势 $J(r)$ 之前, 首先要选定合理的 α 粒子与 ^{16}O 核芯之间的相互作用势 $V(r_1)$. Michel^[16] 等人在研究能量在 $20 < E_{cm} < 146 \text{MeV}$ 范围的 $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha_0)^{16}\text{O}$ 弹性散射角分布时得到了一个 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 的相互作用势, 该势的实部有如下形式:

$$V(r) = v_0 \{ 1 + \beta \exp[-(r/\rho)^2] \} / \{ 1 + \exp[(r - R_r)/2a_r] \}^2 + V_c(r), \quad (4)$$

近来, 该势改用角动量相关的 β 值又成功地用于描述 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 的近垒弹性散射^[8]. 对于基态, 势参数 $\beta = 3.053$, $\rho = 4.5 \text{fm}$, $R_r = 4.3 \text{fm}$ 以及 $a_r = 0.372 \text{fm}$, 库仑势 $V_c(r)$ 由半径为 $1.3 \times 16^{1/3} \text{fm}$ 的均匀带电球产生. 以此核势作输入, 采用分离能方法 ($\epsilon_0 = -4.731 \text{MeV}$) 由方程(3)即可求得 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 的核轨道波函数 $\varphi_{c_i}(r_i)$, 波函数径向部分的节点数 n 按下式定出:

$$\sum_{i=1}^4 (2N_i + L_i) = 2n + l, \quad (5)$$

式中 (N_i, L_i) 是价 α 粒子中第 i 个核子的壳模型量子数, l 是 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 相对运动角量子数. 对于 ^{20}Ne 基态, $n = 4$, 该值与文献^[15]的微观波函数节点数相同. 按照上述分离能方法定出的 $v_0 = -33.85 \text{MeV}$.

将 $\alpha+^{16}\text{O}$ 系统的相互作用势 $V(r)$ 和波函数 $\varphi_i(r_i)$ ($i=1,2$) 代入(2)式即可积分得到 LCNO 宇称相关势 $J(r)$, 其形状用实线示于图 2 中, 谱因子 S 按照文献[15]的微观理论结果取为 0.31. 由 $J(r)$ 曲线可以看出, 该势在符号上和力程上与 Baye 的全微观研究结果相符合.

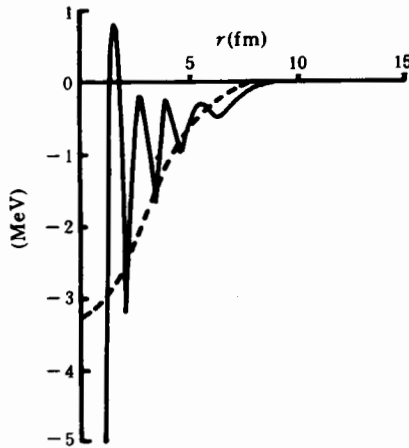
2. $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ 系统的光学势

系统的光学势假定有如下形式:

$$U_{\text{opt}}(r) = U_c(R_C, r) + V_0 f(R_R, a_R; r)^\nu + iW(E_{\text{cm}}, J) f(R_I, a_I; r), \quad (6)$$

其中
$$W(E_{\text{cm}}, J) = (W_0 + W_E E_{\text{cm}}) / \{1 + \exp[(J - J_c)/\Delta]\}, \quad (7)$$

$$f(R_i, a_i; r) = 1 / \{1 + \exp[(r - R_i)/a_i]\}, i = R, I, \quad (8)$$



$U_c(R_C, r)$ 是半径 $R_C = R_R$ 的均匀带电球产生的库仑势. J 是总角动量, 对于 $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ 系统有 $J=L$, J_c 是截断角动量, Δ 是与截断有关的弥散度, 对某一给定入射能量 E_{cm} , J_c 参数化为

$$J_c = \bar{R} [2\mu(E_{\text{cm}} - \bar{Q})/\hbar^2]^{1/2}, \quad (9)$$

其中 \bar{R} 和 \bar{Q} 分别是半径和阈能对非弹反应的平均值. 由(6)式可知, 当 $\nu=1$ 时, 光学势实部是(W-S)型的, 当 $\nu=2$ 时, 则为(W-S)²型的, 而虚势是与角动量和入射能量有关的(W-S)型的. 究竟 ν 取 1 还是取 2 由能否用一个深光学势加宇称相关势产生所要求的 16^+ 、 18^+ 和 20^+ 的形状共振而定.

图 2 LCNO 宇称相关势(实线)和唯象宇称相关势(虚线)

表 1 势参数

序号	V_0 (MeV)	V_E	R_R (fm)	a_R (fm)	W_0 (MeV)	W_E	R_I (fm)	a_I (fm)	R_C (fm)	\bar{R} (fm)	\bar{Q} (MeV)	Δ	ν	V_π (MeV)	宇称相关势
1	-241.5	—	4.50	1.59	-13.0	-0.4	6.6	0.45	4.5	7.2	11.0	0.4	2	—	半微观
2	-241.5	—	4.50	1.59	-13.0	-0.4	6.6	0.45	4.5	7.2	11.0	0.4	2	-3.6	唯象
3	-5.51	-0.75	6.54	0.60	-8.0	—	6.54	0.60	6.54	8.21	14.74	0.8	1	-0.82	唯象

光学势实参数的选取遵从以下考虑, 即实光学势加上宇称相关势要能在入射能量 $E_{\text{cm}}=22.5$ 、 25.4 和 29.0MeV 时分别重现自旋 $J^\pi=16^+$ 、 18^+ 和 20^+ 的形状共振, 这些共振属于碰撞过程中形成的 ^{36}Ar 准分子态的 $N=2n_r+L=24$ 的基态共振转动带, 其中 n_r 为 $u_L(r)$ 的节点数. 当使用 LCNO 宇称相关势时, 光学势实参数如表 1 中第一组参数所示则能满足上述要求, 也就是说, $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ 系统的重离子光学势采用一个深为 241.5MeV 的 Woods-Saxon 平方型势阱是一符合泡利原理的合理的选择. 由此计算出的该系统准分子态共振带示于图 3 中, 图中上面一条直线对应于 $N=24$ 的偶宇称带, 下面一条对应于 $N=23$ 的奇宇称带, 二者分别由 (W-S)² 型深光学势实部加上和减去 LCNO 宇称相关势

产生.

虚势参数 \bar{R} 和 \bar{R} 分别取为 7.2 fm 和 11.0 MeV 以使共振能量 $E_{CM} = 22.5, 25.4$ 和 29.0 MeV 所对应的截断角动量 J_c 分别稍小于 16、18 和 20, 其它虚势参数则由拟合弹性散射激发函数和角分布最后确定, 由此得出的全部势参数列入表 1 的第一组中.

3. 唯象宇称相关势

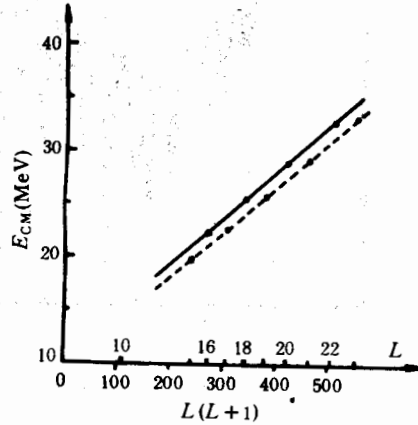


图3 $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$ 系统共振带

在推广的光学模型的研究中^[2-4], 唯象的宇称相关势的几何因子通常都取成与光学势实部相同的形式, 本文也采用同样处理, 即取 $g(r) = f(R_R, a_R; r)^v$. 为了便于与半微观的 LCNO 宇称相关势 $J(r)$ 比较, 在确定 V_π 的大小时, 光学势实参数仍取表 1 中第一组数值, 调整 V_π 值以重现 $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$ 系统的上述三个共振, 从而定出 $V_\pi = -3.6$ MeV. 唯象宇称相关势用虚线示于图 2 中. 比较两种宇称相关势曲线可以看出, 虽然二者形状不同, 但是曲线所围的有效面积基本相同, 而且 $V_\pi g(r)$ 曲线大致为 $J(r)$ 曲线的包迹.

四、结果和讨论

我们分别使用半微观的和唯象的两种不同宇称相关势及同样的深光学势参数(见表 1 中第一、二两组参数), 计算了 $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$ 弹性散射的角分布和激发函数, 两组理论结果分别用实线和点线示于图 4 和图 5 中. 为便于比较, 图 5 也示出了文献[2]使用浅光学势(势参数见表 1 第三组)推广光学模型的计算结果(虚线).

将理论曲线与实验数据比较可以看出, 使用同一深光学势和不同宇称相关势的两组结果与实验数据符合得都相当好, 总体上讲二者符合程度大致相同, 角分布后角振荡上升结构和激发函数中的粗共振结构都得到了很好的解释. 这说明尽管两种宇称相关势形状不同, 但因有相似的扩散边缘而得到了相近的结果, 表明角分布中的振荡结构和激发函数中的形状共振对宇称相关势内区的细节不甚敏感. 然而细致分析后发现, 在 $\theta_{CM} = 154^\circ$ 的激发函数和角分布的后角区, 点线所示的第二组结果与实线所示的第一组结果相比较数

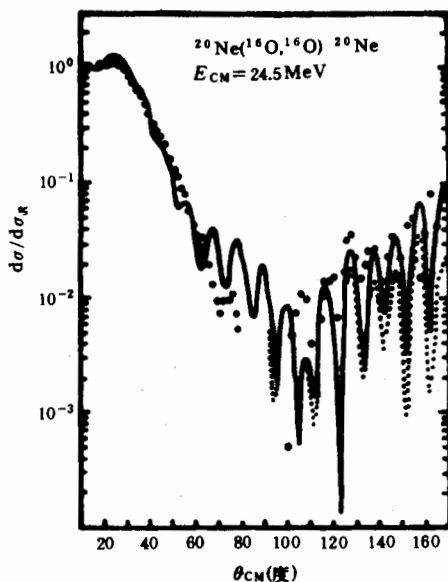


图4 $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$ 弹性散射微分截面角分布
实线是 LCNO 理论结果, 点线是推广光学模型结果(深势)

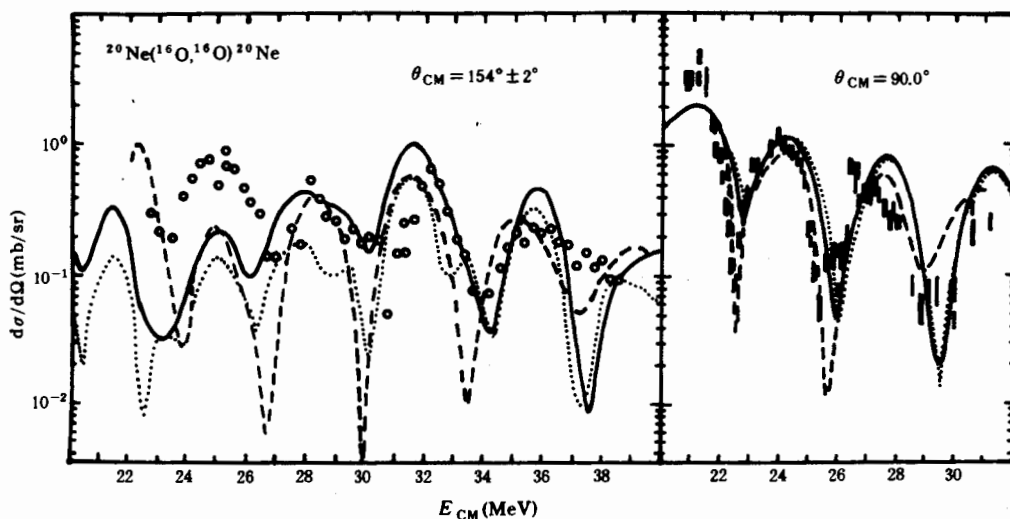


图5 $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$ 弹性散射激发函数

实线是使用第一组深势参数的 LCNO 理论结果, 点线和虚线分别是使用第二组深势参数和第三组浅势参数的推广光学模型结果

值偏低, 这又表明, 两种宇称相关势内区在形状上的差别对大角度部分的微分截面值也起着一定的作用. 以上两组结果的分析使我们看到 LCNO 宇称相关势无论在理论基础和物理图象上还是在实际计算效果上都比唯象宇称相关势有优越之处.

使用表 1 中第三组浅势参数的计算结果^[2](图 5 中虚线) 尽管与实验数据符合程度和深势的结果大致相同, 激发函数中的共振结构也得到了较好的重复, 但是, 正如引言所述, 由于浅势的相对运动径向波函数没有节点 ($n_r = 0$) 而违背了泡利原理的要求. 本文采用

足够深的(W-S)²型实光学势提供了泡利原理所要求的径向波函数的合理节点数。

综上所述,我们可以得到如下结论:

为了描写 $4N$ 核弹性散射激发函数的共振结构和角分布的后角振荡升起现象,一方面要求所使用的光学势的实部必须是一个足够深的势阱以便使碰撞系统共振分波有泡利原理所要求的节点数;另一方面要求重离子相互作用中必须含有宇称相关势,该势可以通过两个全同核芯间价 α 粒子交换自然地产生。这样得到的半微观宇称相关势和唯象宇称相关势有同样的边缘情况,两者虽然都符合Baye微观理论研究得出的关于宇称效应的基本特点和要求(如力程、符号等),但是半微观宇称相关势有较为清晰的物理图象,并能提供较好的计算结果。

参 考 文 献

- [1] J. Shimizu, et al., *Phys. Lett.*, **B112**(1983), 323.
- [2] D. F. Hebbard, et al., *Nucl. Phys.*, **A481**(1988), 161.
- [3] Y. Kondo, B. A. Robson and R. Smith, *Nucl. Phys.*, **A410**(1983), 289.
- [4] Y. Kondo, B. A. Robson, R. Smith and H. H. Wolter, *Phys. Lett.*, **B162**(1985), 39.
- [5] Y. Kondo, B. A. Robson and R. Smith, *Nucl. Phys.*, **A437**(1985), 117.
- [6] P. J. Moffa, C. B. Dover and J. P. Vary, *Phys. Rev.*, **C13**(1976), 147.
- [7] H. Friedrich, *Phys. Rep.*, **74**(1981), 209.
- [8] F. Michel, Y. Kondo and G. Reidemeister, *Phys. Lett.*, **B220**(1989), 479.
- [9] F. Michel, G. Reidemeister and S. Ohkubo, *Phys. Rev.*, **C37**(1988), 292.
- [10] Y. Kondo, B. A. Robson and R. Smith, *Phys. Lett.*, **B227**(1989), 310.
- [11] G. R. Satchler and W. G. Love, *Phys. Rep.*, **55**(1979), 183.
- [12] T. Wada and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.*, **80**(1988), 488.
- [13] D. Baye, *Nucl. Phys.*, **A460**(1986), 581.
- [14] W. von Oertzen and H. G. Bohlen, *Phys. Rep.*, **19**(1975), 1.
- [15] T. Matsuse, M. Kamimura and Y. Fukushima, *Prog. Theor. Phys.*, **53**(1975), 706.
- [16] F. Michel, et al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983), 1904.

On the Deep Optical Potential and the Parity-Dependent Effect between Heavy-Ions

GAO CHENGQUN YANG BAOSHENG

(*Physics Department, Nankai University, Tianjing 300071*)

ZHOU QUANHUA

(*Physics Department, Tianjin Normal University, Tianjing 300074*)

ABSTRACT

The deep optical potential and the parity-dependent effect between heavy-ions have been discussed by analysing the resonant band of a quasi-molecular state for the $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ system within the frameworks of the nuclear molecular theory and the extended optical model. The gross resonant structures appeared in the excitation functions and the backward-angle oscillatory structures observed in the angular distribution have been reproduced successfully.