

复动量格林函数方法对 $n-\alpha$ 散射研究

王晓伟 郭建友

Investigation of $n-\alpha$ scattering by combining complex momentum representation and Green's function

Wang Xiao-Wei Guo Jian-You

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 092101 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182197

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182197>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

低维纳米材料量子热运输与自旋热电性质——非平衡格林函数方法的应用

Quantum thermal transport and spin thermoelectrics in low-dimensional nano systems: application of nonequilibrium Green's function method

物理学报. 2015, 64(18): 186302 <https://doi.org/10.7498/aps.64.186302>

基于有限元法的光子并矢格林函数重整化及其在自发辐射率和能级移动研究中的应用

Renormalization of photon dyadic Green function by finite element method and its applications in the study of spontaneous emission rate and energy level shift

物理学报. 2018, 67(19): 193102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180898>

基于格林函数法的奇型Mathieu-Gaussian光束

Odd version Mathieu-Gaussian beam based on Green function

物理学报. 2017, 66(20): 204201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.204201>

改进的单次散射相函数解析表达式

Modified analytic expression for the single-scattering phase function

物理学报. 2017, 66(18): 180201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.180201>

地面核磁偏共振响应特征与复包络反演方法

Characteristics of surface nuclear magnetic off-resonance signal and complex envelope inversion

物理学报. 2018, 67(1): 013302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171464>

金属目标原子晶格结构对其量子雷达散射截面的影响

Impact of metal target's atom lattice structure on its quantum radar cross-section

物理学报. 2015, 64(15): 154203 <https://doi.org/10.7498/aps.64.154203>

复动量格林函数方法对 $n-\alpha$ 散射研究*

王晓伟 郭建友†

(安徽大学物理与材料科学学院, 合肥 230601)

(2018年12月13日收到; 2019年2月25日收到修改稿)

在复动量表象下引入格林函数, 建立了复动量格林函数方法. 把这种方法应用于 $n-\alpha$ 散射系统, 计算其散射相移. 提取 $n-\alpha$ 系统的共振态并研究共振态对能级密度、相移和散射截面的贡献. 在不引入任何非物理参数的前提下, 离散化薛定谔积分方程得到束缚态、共振态和连续谱. 通过分析散射态物理量可以更好地理解共振态以及非共振连续谱态. 在 $n-\alpha$ 系统中的成功应用, 证明了该方法的正确性.

关键词: 复动量格林函数, 共振态, 散射相移, 截面

PACS: 21.10.Ma, 21.10.Pc, 24.10.-i, 21.45.-v

DOI: 10.7498/aps.68.20182197

1 引言

众所周知, 散射是一种十分重要的物理现象, 一直以来, 核子散射都受到人们的广泛关注. 通过核散射现象, 可以更好地了解核属性、理解核结构, 进而掌握更多有关原子核的内容和知识^[1-3].

近年来, 无论是在理论方面还是实验方面, 物理学家提出许多核子散射研究方法. 理论上, 基于传统的散射理论, 提出了一系列新的解决方法, 如 R 矩阵^[4]、 S 矩阵^[5]、 K 矩阵^[6]、Jost 函数^[7]、多通道代数散射理论^[8]、平面玻恩近似、Hugenholtz-van Hove 理论^[9-13] 以及复标度方法 (CSM)^[14,15] 等; 实验上, 核散射技术也在持续不断地改进和发展^[16], 例如, 在 20 世纪中期, Brussel 和 Williams^[17] 做过以 α 粒子为靶核的中子散射实验, 除此之外, 文献^[18-28] 都报道了与 $n-\alpha$ 散射相关的实验数据. 值得指出的是, 每种方法都因其自身独特的性质得到大家的认可, 然而调查发现, 有些方法也都有值得完善和改进的空间. 如 CSM, 在计算过程中具有对角度参数 θ 的依赖性^[29], 这使得计算相对有一点复杂. 鉴于此, 文献^[30-32] 给出了一种新的

方法, 即复动量表象 (CMR). 目前, 又进一步在 CMR 下引入格林函数^[33], 发展了复动量格林函数 (CMR-GF) 方法. 该方法是在动量空间中求解薛定谔方程, 无需考虑边界条件, 已成功地应用到相对论平均场中来研究狄拉克粒子中的共振态. 另外, CMR-GF 方法还具有以下 3 个优点: 1) 不仅可以得到束缚态也可以得到共振态以及非共振连续谱; 2) 不仅适用于宽共振也适用于窄共振; 3) 不引入任何非物理参数.

研究发现, $n-\alpha$ 弹性散射是探测核相互作用的重要手段, 近年来受到国际上许多研究组的关注^[34-36], 成为核散射研究的热门课题. 目前, 尚未见用 CMR-GF 方法来研究 $n-\alpha$ 系统的弹性散射. 用 CMR-GF 方法能够提取其中的共振态, 进一步探究共振态对该系统中连续谱能级密度 (CLD) 的贡献、CLD 与 R 矩阵紧紧相关, 可以用一个光滑的实能量函数进行描述^[37-39], 然后从能级密度导出 $n-\alpha$ 系统散射态相移和截面. 反之, 散射相移方法也可以用来研究单粒子共振态^[40], 借助对散射数据的分析反过来更深入地理解共振态结构^[41] 为共振态引起的物理现象如晕、巨晕等^[42,43] 提供理论支撑. 因此, 在这里给出用 CMR-GF 方法来研究

* 国家自然科学基金 (批准号: 11575002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jianyou@ahu.edu.cn

n- α 散射的处理方案, 同时把部分计算结果与已有实验数据及其他理论结果进行比较. 比较发现, CMR-GF 方法在 n- α 系统中的应用值得肯定.

本文第 2 部分详细介绍 CMR-GF 方法的理论; 第 3 部分给出结果与讨论; 第 4 部分为总结.

2 理论模型

为了在复动量空间中研究 n- α 系统的共振态, 哈密顿量 \hat{H} 采用以下形式 [3]:

$$H = T + V, \quad (1)$$

其中动能 $T = \frac{-5\hbar^2}{8M} \nabla^2$, 势能 $V = V_{\alpha-n}(r)$, $\hbar^2/M = 41.471 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^2$.

$$V_{\alpha-n}(r) = \sum_{i=1}^2 V_i^c \exp(-\mu_i^c r^2) + (-1)^l \sum_{i=1}^3 V_{li}^c \exp(-\mu_{li}^c r^2) + (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) [V^{ls} \exp(-\mu^{ls} r^2) + 1 + 0.3(-1)^{l-1} \sum_{i=1}^2 V_{li}^{ls} \exp(-\mu_{li}^{ls} r^2)]. \quad (2)$$

势场各参数如表 1 所列 [44]. 动量空间中的薛定谔方程为

$$\int \mathbf{k}' \langle \mathbf{k} | H | \mathbf{k}' \rangle \Psi(\mathbf{k}') = E \Psi(\mathbf{k}). \quad (3)$$

把 (1) 和 (2) 式同时代入到 (3) 式中, 可以得到如下形式:

$$\frac{-5\hbar^2}{8M} \nabla^2 \Psi(\mathbf{k}) + \int \mathbf{k}' \langle \mathbf{k} | V_{\alpha-n}(r) | \mathbf{k}' \rangle \Psi(\mathbf{k}') = E \Psi(\mathbf{k}), \quad (4)$$

其中的 $\Psi(\mathbf{k})$ 由两部分组成, $\Psi(\mathbf{k}) = \Phi(\mathbf{k}) Y_l^m(\Omega_k)$, 分别表示动量波函数的径向部分和角向部分; 方程中的解包括束缚态、共振态和非共振连续谱态 [30].

表 1 n- α 散射 KKNN 势参数

Table 1. Parameters of the n- α KKNN potential.

	V^c/MeV	μ^c/fm^{-2}	V_l^c/MeV	μ_l^c/fm^{-2}
	-96.3	0.36	34.0	0.20
Central	77.0	0.90	-85.0	0.53
			51.0	2.50
	V^{ls}/MeV	μ^{ls}/fm^{-2}	V_l^{ls}/MeV	$\mu_l^{ls}/\text{fm}^{-2}$
Spin-orbit	-16.8	0.52	-20.0	0.396
			20.0	2.200

势能矩阵表示如下:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{k} | V(\mathbf{r}) | \mathbf{k}' \rangle &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{r} V(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}) \\ &= \sum_{l''m''} \frac{2}{\pi} \int r^2 dr j_{l''}(kr) j_{l''}(k'r) V(r) \\ &\quad \times Y_{l''m''}^*(\Omega_{k'}) Y_{l''m''}(\Omega_k), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} &\int d\mathbf{k}' \langle \mathbf{k} | V(\mathbf{r}) | \mathbf{k}' \rangle \Psi(\mathbf{k}') \\ &= \int k'^2 dk' \frac{2}{\pi} \int r^2 dr V(r) j_l(kr) j_l(k'r) \\ &\quad \times Y_{lm}(\Omega_k) f^l(k'). \end{aligned} \quad (6)$$

其中势能矩阵元 $V(k, k') = \frac{2}{\pi} \int dr r^2 j_l(kr) j_l(k'r)$ 中 $j_l(kr)$ 是 l 阶球形贝塞尔函数.

众所周知, CLD 在相关的非束缚态理论模型和核实验数据中起着重要的作用 [2], 近年来, Kruppa 和 Arai [45,46] 对 CLD 展开有趣的研究, 通过计算 CLD 可以确定共振参数, 从 CLD 定义开始, 引入格林函数 [37]:

$$\Delta(E) = -\frac{1}{\pi} \text{ImTr} [G^+(E) - G_0^+(E)], \quad (7)$$

其中 $G^+(E) = \frac{1}{E + i\epsilon - H}$, $G_0^+(E) = \frac{1}{(E + i\epsilon - H_0)}$ 分别表示完全格林函数和自由格林函数; $H_0 = T$, 是除去势能部分的自由哈密顿量. 与文献 [47] 相似, CMR-GF 所描述的能级密度为

$$\begin{aligned} \rho(E) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int d\mathbf{k} \left[\sum_b^{N_b} \frac{\Psi_b(\mathbf{k}) \tilde{\Psi}_b^*(\mathbf{k})}{E - E_b} \right. \\ &\quad + \sum_r^{N_r} \frac{\Psi_r(\mathbf{k}) \tilde{\Psi}_r^*(\mathbf{k})}{E - E_r} \\ &\quad \left. + \int dE_c \frac{\Psi_c(\mathbf{k}) \tilde{\Psi}_c^*(\mathbf{k})}{E - E_c} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $\Psi_b(\mathbf{k})$, $\Psi_r(\mathbf{k})$, $\Psi_c(\mathbf{k})$ 分别是动量空间下的束缚态、共振态和非束缚连续谱态的波函数; $\tilde{\Psi}^*(\mathbf{k})$ 是对应波函数的厄米共轭波函数; N_b , N_r 分别代表束缚态和共振态的个数; E_b , E_r , E_c 分别是束缚态、共振态、连续谱态的本征能量值, 其通式为 $E = E_r + iE_i$. 与文献 [2, 48, 49] 相似, 根据以上理论描述, 可以得到态密度与连续态密度之间的差值, 即 CLD.

再根据 CLD 与相移之间的关系式, 可以得到

相移的表达式:

$$\begin{aligned} \delta(E) &= \int_{-\infty}^E \rho(E) dE = \int_{-\infty}^E \left[\sum_{b=1}^{N_b} \pi \delta(E - E_b) \right. \\ &+ \sum_{r=1}^{N_r} \frac{E_r^i}{(E - E_r^r)^2 + (E_r^i)^2} \\ &+ \sum_{c=1}^{N_c} \frac{E_c^i}{(E - E_c^r)^2 + (E_c^i)^2} \\ &\left. - \sum_{k=1}^N \frac{\epsilon_k^{0i}}{(E - E_k^{0r})^2 + (\epsilon_k^{0i})^2} \right] \\ &= N_b \pi + \sum_{r=1}^{N_r} \delta_r + \sum_{c=1}^{N_c} \delta_c - \sum_{k=1}^N \delta_k, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 N_b 表示束缚态个数, δ_r 表示共振态相移, δ_c 表示连续谱相移, δ_k 表示背景项相移. 在弹性散射理论中, 从分波法角度出发, 由相移和微分散射截面关系可以得到散射截面的表达式为

$$\sigma_{l+} = \frac{4\pi}{k^2} (l+1) \sin^2 \delta_{l+} \sigma_{l-} = \frac{4\pi}{k^2} (l) \sin^2 \delta_{l-}, \quad (10)$$

式中 $k^2 = 2E\mu/\hbar^2$, δ_{l+} 表示自旋向上的态所对应

的相移; δ_{l-} 表示自旋向下的态所对应的相移.

3 结果与讨论

利用前面所述理论来研究 $n-\alpha$ 系统的共振态. 为了使共振态能够清晰地暴露在复动量平面内, 需要选择合适的积分路径. 动量积分下限为 $k_{\min} = 0 \text{ fm}^{-1}$, 上限为 $k_{\max} = 1.5 \text{ fm}^{-1}$, Gauss-Legendre 有限积分格点数 $N = 180$, 以及在计算势能矩阵时, Gauss-Hermite 积分格点 $N_h = 70$. 以上参数的取值已足够保证共振态清晰地出现在动量平面内以及满足计算所需的精度.

本文采用如下积分路径. 在图 1 中, 对于 $P_{1/2}$ 态的研究, 选取第一条积分路径为 $k_1 = 0.0 \text{ fm}^{-1}$, $k_2 = 0.3 - i0.3 \text{ fm}^{-1}$, $k_3 = 0.8 \text{ fm}^{-1}$, $k_{\max} = 1.5 \text{ fm}^{-1}$. 同样地, 第二、第三、第四路径的 k_2 取值分别是 $k_2 = 0.2 - i0.3 \text{ fm}^{-1}$, $0.4 - i0.3 \text{ fm}^{-1}$, $0.3 - i0.35 \text{ fm}^{-1}$. 通过选取四种不同的积分路径, 可以看到路径无论从左向右, 还是由浅变深, 共振态的位置都不会发生改变, 也就是说共振态不依赖于积分路径而独立存在.

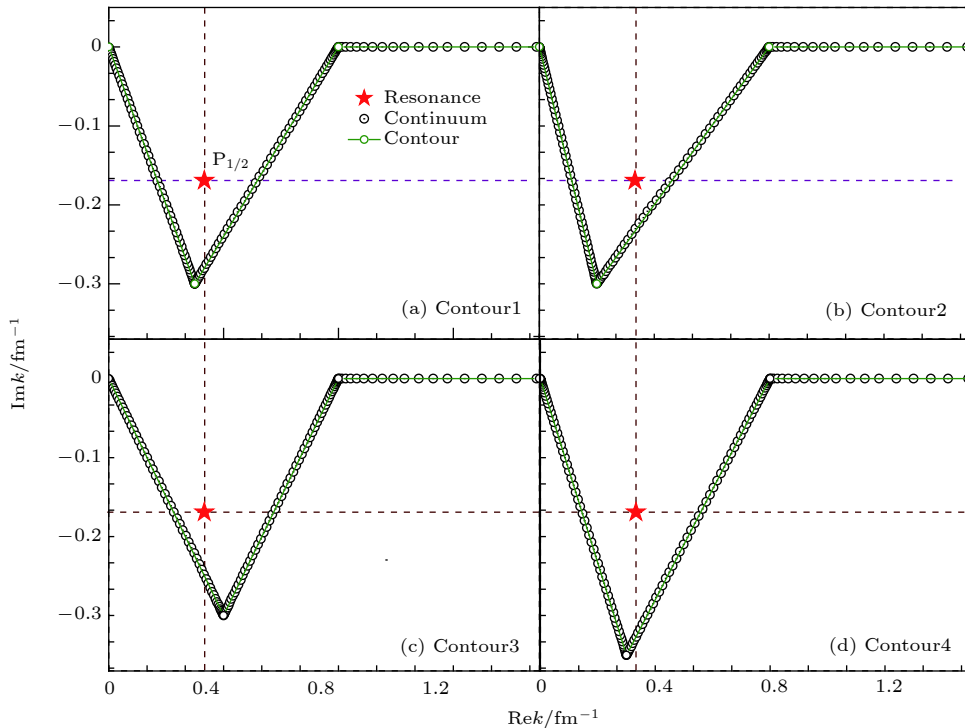


图 1 用 CMR-GF 方法在 4 种不同积分路径下计算得到的 $n-\alpha$ 系统的 $P_{1/2}$ 轨道的单粒子共振态, 图中红色五角星代表共振态, 点心圆圈代表非共振连续谱, 绿色实线代表动量平面内的积分路径

Fig. 1. Single particle resonance states for $P_{1/2}$ orbital of $n-\alpha$ systems calculated by using CMR-GF method under four different integral paths. The red pentagram represents the resonant state, the circle represents the continuum, and the green solid line represents the integral path in the momentum plane.

从图 1 可知, $n-\alpha$ 系统 $P_{1/2}$ 态的共振态能量为 $(E_r, E_i) = (2.13, -2.91)$ MeV; 根据共振态能量与宽度的关系 $\Gamma = -2E_i$, 可知 $P_{1/2}$ 态的共振宽度 $\Gamma = 5.82$ MeV, 2002 年所测得的实验数据 [50] 范围为 $(E_r, \Gamma) = (1.27, 5.57)$ MeV, 目前由 CSM 方法提供的理论结果为 $(E_r, \Gamma) = (2.10, 5.82)$ MeV [3].

同样, 选取 $P_{3/2}$ 态的积分路径 $k_1 = 0.0 \text{ fm}^{-1}$, $k_2 = 0.4 - i0.3 \text{ fm}^{-1}$, $k_3 = 0.8 \text{ fm}^{-1}$, $k_{\max} = 1.5 \text{ fm}^{-1}$, 其他三条路径的 k_2 取值分别为 $k_2 = 0.3 - i0.3 \text{ fm}^{-1}$, $0.5 - i0.3 \text{ fm}^{-1}$, $0.4 - i0.35 \text{ fm}^{-1}$. 其共振能量为 $(E_r, E_i) = (0.739, -0.293)$ MeV; $\Gamma = 0.59$ MeV, 目前实验上测得数据为 $(E_r, \Gamma) = (0.798, 0.648)$ MeV.

通过对图 1 和图 2 的数据分析, 得到 $P_{1/2}$ 态的宽度大于 $P_{3/2}$ 态的宽度, 表明 $n-\alpha$ 系统的 $P_{1/2}$ 是一个宽共振, 而 $P_{3/2}$ 是一个窄共振. 由能级宽度和寿命的反比关系, 进而可知 $P_{1/2}$ 共振态寿命较短, $P_{3/2}$ 态的寿命相对较长.

借助图 1 和图 2 中的能量数据, 根据 (8) 式, 得到 P 态 CLD 图像, 如图 3 和图 4 所示. 减掉背景项之后, 从图 3 和图 4 可知, CLD 出现了共振峰, 共振峰在横轴上的投影所对应的能量代表着该共振态的实部能量, 图中标注的两交点之间的距离

即 CLD 的半高宽, 代表该共振态的宽度.

相对于宽共振 $P_{1/2}$ 态, 窄共振 $P_{3/2}$ 共振峰更明显、尖锐. 变换四种不同的积分路径, 可以看到共振峰位置和宽度并没有改变, CLD 共振峰对积分路径不具有依赖性, 与文献 [2] 中数据具有很好的一致性.

借助 CLD 图像, 通过共振峰宽度和尖锐程度, 可以更直观地判断 $P_{1/2}$ 是一个宽共振, 而 $P_{3/2}$ 态是一个窄共振, 相对窄共振 $P_{3/2}$ 态, $P_{1/2}$ 态有着更短的寿命.

为进一步验证图 3 和图 4 结果的准确度, 根据 (9) 式得到了 $n-\alpha$ 系统 P 波散射相移, 如图 5 和图 6 所示. 图中分别用红色长虚线、蓝色短虚线、黑实线描绘了共振态、连续谱和 P 态总相移, P 态总相移是共振相移和连续谱相移之和, 同时与实验数据以及 R 矩阵理论结果进行比较, 对比发现三者具有很好的一致性.

从图 4 可以清晰地看出, 宽共振 $P_{1/2}$ 态的共振相移先是缓慢增加超过 $\pi/2$, 而后趋于平稳, 而窄共振 $P_{3/2}$ 态会快速增加超过 $\pi/2$, 而后趋于平稳; 然而对于连续谱相移, 不管是 $P_{1/2}$ 还是 $P_{3/2}$, 二者在第四象限内趋势十分相似, 在 0—25 MeV 能量

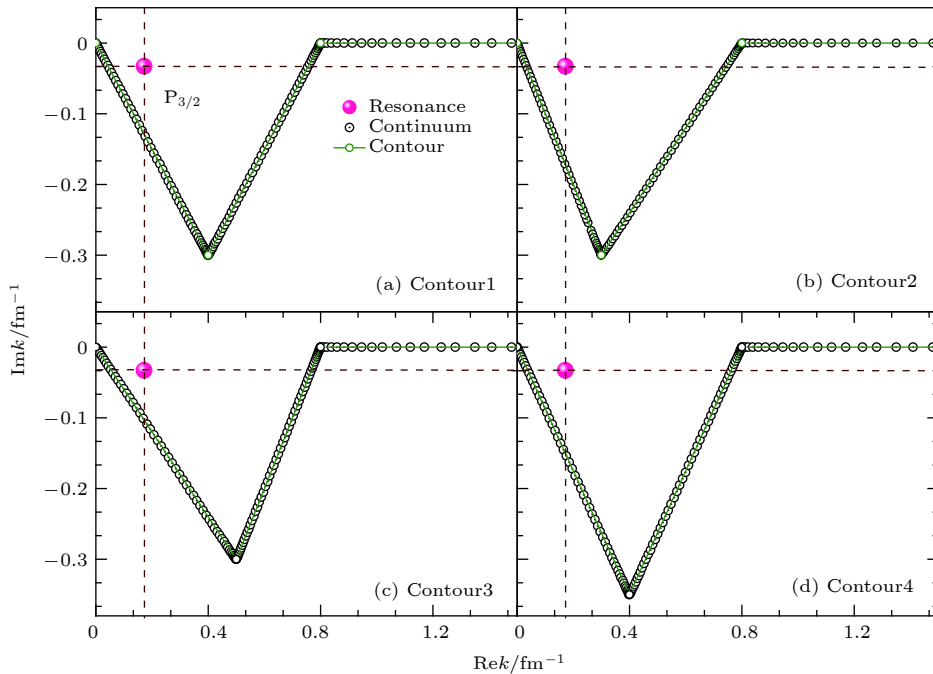


图 2 同图 1 所示, 计算得到的 $n-\alpha$ 系统的 $P_{3/2}$ 轨道的单粒子共振态, 图中红色圆球代表共振态, 点心圆圈代表非共振连续谱, 绿色实线代表是动量平面内的积分路径

Fig. 2. Single particle resonance states for $P_{3/2}$ orbital of $n-\alpha$ systems. The red sphere represents the resonant state, the circle represents the continuum, and the green solid line represents the integral path in the momentum plane.

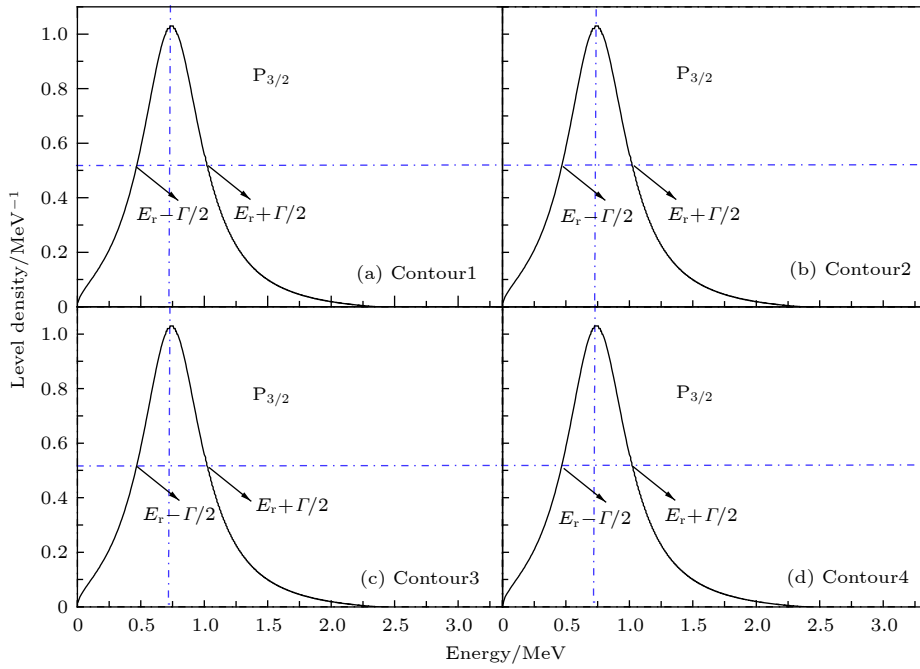


图 3 在四种不同积分路径下,用CMR-GF方法计算得到的 $P_{3/2}$ 态CLD
 Fig. 3. CLD of the $P_{3/2}$ state under four different integral paths calculated by CMR-GF method.

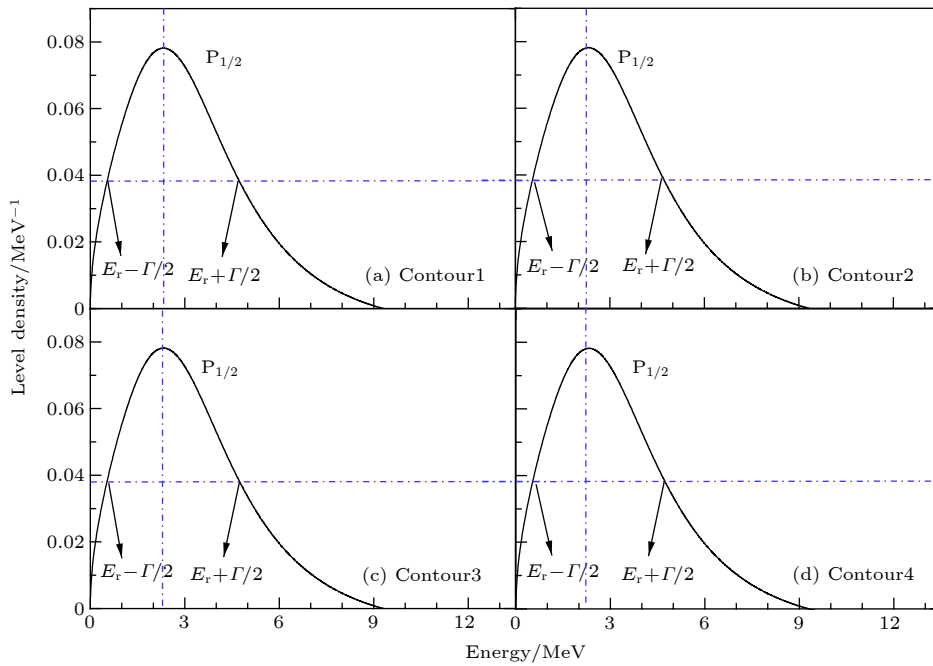


图 4 在四种不同积分路径下,用CMR-GF方法计算得到的 $P_{1/2}$ 态CLD
 Fig. 4. CLD of the $P_{1/2}$ state under four different integral paths calculated by CMR-GF method.

范围内,连续谱相移在 $0-0.5\pi$ 范围内依次递减,这种现象的出现似乎受自旋-轨道耦合相互作用力的影响.

P 态总散射相移的性质是由共振态和连续谱项共同决定的,尽管有连续谱的存在,仍然可以看到 $n-\alpha$ 散射依然保持共振行为. 与其他理论结果及

实验数据 [51,52] 的比较再次证明 CME-GF 方法的有效性.

除了对相移的讨论之外,为进一步观测共振参数对 $n-\alpha$ 散射的影响,利用 (10) 式可以得到散射态截面,图 7 和图 8 展示的是 P 波散射截面,分别给出了 P 波的共振截面和连续谱截面. 从图 7 和

图 8 发现, P 态的连续谱截面形状相似, 宽共振 $P_{1/2}$ 的共振截面峰相对较宽, 而窄共振 $P_{3/2}$ 的共振截面峰比较尖锐.

基于对部分散射态 P 态截面的分析, 进一步得到了 n- α 系统的总散射截, 如图 9 所示, 系统总截面主要来源于 s 态、 $p_{1/2}$ 态、 $p_{3/2}$ 态、 $d_{3/2}$ 态、 $d_{5/2}$

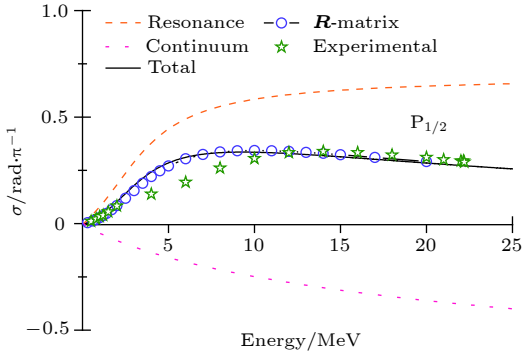


图 5 n- α 散射系统的 $P_{1/2}$ 态的相移 (橘色长虚线表示共振态散射相移, 红色短虚线表示连续谱散射相移, 黑色实线表示总散射相移, 紫色圆圈表示由 R 矩阵理论计算所得散射相移, 绿色五角星表示实验上的相移)

Fig. 5. The $P_{1/2}$ phase shift of n- α scattering system. The orange long dotted line represents the resonant scattering phase shift, the red short dotted line represents the continuum scattering phase shift, the black solid line represents the total scattering phase shift, the purple circle represents the scattering phase shift calculated by R matrix theory, and the green stars represent the experimental data of the total scattering phase shift.

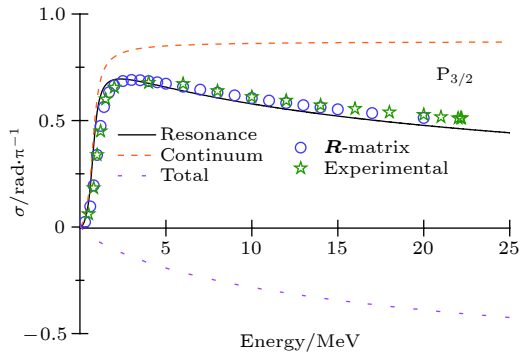


图 6 n- α 散射系统的 $P_{3/2}$ 态的相移 (橘色长虚线表示共振态散射相移, 红色短虚线表示连续谱散射相移, 黑色实线表示总散射相移, 紫色圆圈表示由 R 矩阵理论计算所得散射相移, 绿色五角星表示实验上的相移)

Fig. 6. The $P_{3/2}$ phase shift of n- α scattering system. The orange long dotted line represents the resonant scattering phase shift, the red short dotted line represents the continuum scattering phase shift, the black solid line represents the total scattering phase shift, the purple circle represents the scattering phase shift calculated by R matrix theory, and the green stars represent the experimental data of the total scattering phase shift.

态、 $f_{5/2}$ 态、 $f_{7/2}$ 态的贡献, 之后的散射态 ($l \geq 4$) 对系统截面的贡献可以忽略. 与文献 [28, 53, 54]

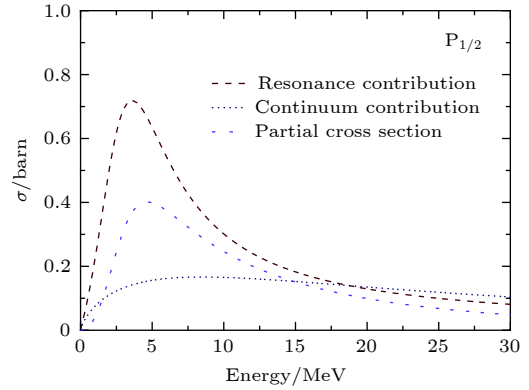


图 7 $P_{1/2}$ 波散射的共振态截面、连续谱截面和总散射截面

Fig. 7. Resonant cross section, continuum cross section, and total scattering cross section of $P_{1/2}$ -wave scattering.

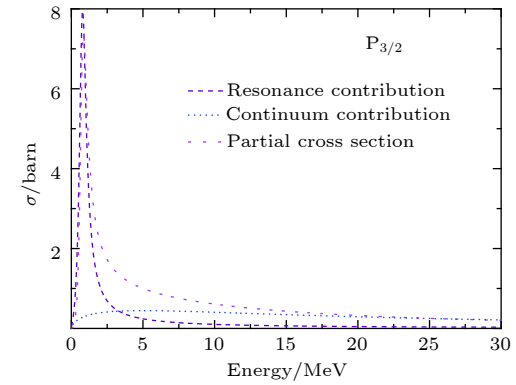


图 8 $P_{3/2}$ 波散射的共振态截面、连续谱截面和总散射截面

Fig. 8. Resonant cross section, continuum cross section, and total scattering cross section of $P_{3/2}$ -wave scattering.

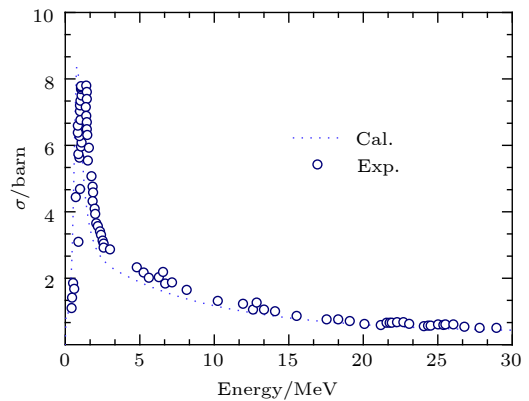


图 9 系统的总散射截面 (实点表示计算结果, 圆圈表示实验数据)

Fig. 9. Total scattering cross section of the n- α system. The solid points represent the calculated results, and the circles represent the experimental data.

的实验结果进行比较,可以看出在低能区理论结果和实验数据能够很好地符合. 从总截面图 9 还可以得出一个重要的信息,在低能区 2 MeV 附近出现了尖峰,在低能区有一个长长的尾巴,出现了弥散现象,尖峰主要是来自于 P 波共振散射的贡献.

4 结论与展望

本文通过对 n- α 散射结果讨论与分析,表明了 CMR-GF 方法的可靠性. 通过在动量空间中利用有限格点把薛定谔积分方程离散化,并且在相同动量基下求解共振态及非共振连续谱态,使得 n- α 散射共振态能够清晰地暴露在复平面内. 共振态的提取对该系统 CLD、散射相移和截面的分析提供了很多帮助.

研究表明,共振参数与散射之间存在紧密的联系,即散射态物理量中共振峰的出现主要是来自于共振态的贡献. 理论结果与实验数据符合得很好,证明了该方法的准确性,目前分析相移和截面的方法在核数据评估方面也起着非常重要的作用,对于分析散射反应并进一步研究核力性质具有重要的意义. 除此之外还有望把它拓展到相对论下研究粒子共振态问题,目的是得到更宽范围的核数据.

参考文献

- [1] Tanihata I 1996 *J. Phys. G* **22** 157
- [2] Ryusuke S, Takayuki M, Kiyoshi K 2005 *Prog. Theor. Phys.* **113** 1273
- [3] Kiyoshi K, Masayuki A 2014 *Phys. Rev. C* **89** 034322
- [4] Wigner E P, Eisenbud L 1947 *Phys. Rev.* **72** 29
- [5] Hale G M, Brown R E, Jarmie N 1987 *Phys. Lett.* **59** 763
- [6] Humblet J, Filippone B W, Koonin S E 1991 *Phys. Rev. C* **44** 2530
- [7] Taylor J R, Wiley J 1972 *Scattering Theory: The Quantum Theory on Non-relativistic Collisions* (New York: Inc. Mineola) pp204–207
- [8] Amos K, Canton L, Pisent G, Svenne J P, van der Knijff D 2003 *Nucl. Phys. A* **728** 65
- [9] Guo J Y, Fang X Z, Jiao P, Wang J, Yao B M 2010 *Phys. Rev. C* **82** 034318
- [10] Lu B N, Zhao E G, Zhou S G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 072501
- [11] Lu B N, Zhao E G, Zhou S G 2013 *Phys. Rev. C* **88** 024323
- [12] Shi M, Liu Q, Niu Z M, Gou J Y 2014 *Phys. Rev. C* **90** 034319
- [13] Zhu Z L, Niu Z M, Li D P, Liu Q, Guo J Y 2014 *Phys. Rev. C* **89** 034307
- [14] Liu Q, Guo J Y, Niu Z M, Chen S W 2012 *Phys. Rev. C* **86** 054312
- [15] Wang H Y, Chang X U 2016 *Nucl. Phys. Rev.* **33** 1
- [16] Jolly R K, Amos T M, Galonsky A 1973 *Phys. Rev. C* **7** 1903
- [17] Brussel M K, Williams J H 1957 *Phys. Rev. C* **106** 286
- [18] Hwang C F 1962 *Phys. Rev. Lett.* **9** 104
- [19] May T H, Walter R L, Barschall H H 1963 *Nucl. Phys.* **45** 17
- [20] Craddock M K 1963 *Phys. Lett.* **5** 335
- [21] Barnard A C L, Jones C M, Weil J L 1964 *Nucl. Phys.* **50** 604
- [22] Bunch S M, Forster H H, Kim C C 1964 *Nucl. Phys.* **53** 241
- [23] Morgan G L 1968 *Phys. Rev.* **168** 114
- [24] Garreta D, Sura J, Tarrats A 1969 *Nucl. Phys. A* **132** 204
- [25] Goldstein N P, Held A, Stairs D G 1970 *Can. J. Phys.* **48** 2629
- [26] Schwandt P, Clegg T B, Haeberli W 1971 *Nucl. Phys. A* **163** 432
- [27] Bacher A D 1972 *Phys. Rev. C* **5** 1147
- [28] Austin S M, Barschall H H, Shamu R E 1962 *Phys. Rev.* **126** 1532
- [29] Shi X X, Shi M, Heng T H 2016 *Phys. Rev. C* **94** 024302
- [30] Li N, Shi M, Guo J Y, Niu Z M, Liang H Z 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 062502
- [31] Fang Z, Shi M, Guo J Y, Niu Z M, Liang H Z, Zhang S S 2017 *Phys. Rev. C* **95** 024311
- [32] Ding K M, Shi M, Guo J Y, Niu Z M, Liang H Z 2018 *Phys. Rev. C* **98** 014316
- [33] Shi M, Niu Z M, Liang H Z 2018 *Phys. Rev. C* **97** 064301
- [34] Ali S, Bodmer A R 1966 *Nucl. Phys.* **80** 99
- [35] Marquez L 1983 *Phys. Rev. C* **28** 2525
- [36] Mohr P 1994 *Z. Phys. A* **349** 339
- [37] Shlomo S 1992 *Nucl. Phys. A* **539** 17
- [38] Levine R D 1969 *Quantum Mechanics of Molecular Rate Processes* (Oxford: Clarendon Press Oxford) pp101–106
- [39] Habertzettl H, Workman R 2007 *Phys. Rev. C* **76** 058201
- [40] Hamamoto I 2010 *Phys. Rev. C* **81** 021304(R)
- [41] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [42] Meng J, Ring P 1996 *Rev. Lett.* **77** 3963
- [43] Sandulescu N, Van Giai N, Liotta R J 2000 *Phys. Rev. C* **61** 061301
- [44] Kanada H, Kaneko T, Nagata S, Nomoto M 1979 *Prog. Theor. Phys.* **61** 1327
- [45] Kruppa A T 1998 *Phys. Lett. B* **431** 237
- [46] Kruppa A T, Arai K 1999 *Phys. Rev. A* **59** 3556
- [47] Myo T, Kikuchi Y, Masui H, Kato K 2014 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **79** 1
- [48] Shi M, Guo J Y, Liu Q, Niu Z M, Heng T H 2015 *Phys. Rev. C* **92** 054313
- [49] Shi M, Shi X X, Niu Z M, Sun T T, Guo J M 2017 *Eur. Phys. J. A* **53** 40
- [50] Tilley D R, Cheves C M, Godwin J L, et al. 2002 *Nucl. Phys. A* **708** 3
- [51] Hoop B, Barschall H H 1966 *Nucl. Phys.* **83** 65
- [52] Stambach T, Walter R L 1972 *Nucl. Phys. A* **180** 225
- [53] Vaughn F J, Imhof W L, Johnson R G, Walt M 1960 *Phys. Rev.* **118** 683
- [54] Los Alamos P, Gryogenics G 1959 *Nucl. Phys.* **12** 291

Investigation of n- α scattering by combining complex momentum representation and Green's function^{*}

Wang Xiao-Wei Guo Jian-You[†]

(*School of Physics and Materials Science, Anhui University, Hefei 230601, China*)

(Received 13 December 2018; revised manuscript received 25 February 2019)

Abstract

Nuclear scattering is a very important physical phenomenon in which the resonance state plays an important role. In order to study the two-body system n- α scattering, Green's function is introduced under the complex momentum representation, so the complex momentum representation-Green's function approach is established. This method is used to study the elastic scattering of n- α system. By extracting the resonances, it is found that the contributions of resonances in continuum level density, phase shift, and cross section are more important. In the case without introducing any non-physical parameters, it is very helpful to understand the resonant states and the non-resonance continuum states by analyzing the data of scattering states. In this work, we mainly study the p-wave scattering with the orbital angular momentum $l = 1$, where $P_{1/2}$ is a wide resonance state and $P_{3/2}$ is narrow resonance state. The study shows that the sharp resonance peak of p-wave scattering gives rather broad distribution to the scattering phase shift and the cross section of the n- α system. By comparison, we can see that the theoretical calculation results and experimental data are in good consistence.

Keywords: complex momentum representation-Green's function, resonant states, scattering phase shift, cross section

PACS: 21.10.Ma, 21.10.Pc, 24.10.-i, 21.45.-v

DOI: [10.7498/aps.68.20182197](https://doi.org/10.7498/aps.68.20182197)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11575002).

[†] Corresponding author. E-mail: jjanyou@ahu.edu.cn