

31.2MeV α 粒子在 $^{10,11}\text{B}$ 核上散射的研究

孔祥傲 谢贤亮 孙重文 鲍正开 王震遐

(中国科学院上海原子核研究所)

摘 要

我们测量了 31.2MeV 的 α 粒子对 $^{10,11}\text{B}$ 的散射角分布, 结果表明在 ^{10}B 核上有反常现象; 在 ^{11}B 则无反常现象. 我们采用了光学模型加雷奇极模型进行了计算和分析, 结果表明, 对于 1p 壳核, 诸如 $\alpha + ^{16}\text{O}$, 计算结果与实验测量很好符合, 而对于 $\alpha + ^{10}\text{B}$ 则不成功. 采用双 ν 次幂光学模型分析时, 对于 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 的符合程度稍次于前者的结果; 对于 $\alpha + ^{10}\text{B}$ 仅能定性符合. 众所周知, 上述模型对于 $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ 的分析与实验结果的符合是十分好的. 由此可以得出结论: 2s-1d 壳核与 1p 壳核的大角反常散射的机制不同; 同时也表明 1p 壳核的反常散射机制亦有差异.

一、引 言

α 粒子对轻核的弹性散射在大角区出现的反常称之为 ALAS (Anomalous Large Angle Scattering). 近年来, 国际上对 ALAS 的研究较多, 并且对此现象的解释众说纷纭, 尚在争议. 在理论方面的工作主要有 F. Michel 与 R. Vanderpoorten^[1] 的双 ν 次幂光学模型, 即对光学模型的实部与虚部形状因子乘以 ν 次幂, 对于相应的扩散参数乘以 ν . W. Love^[2] 以双折迭势的论证支持了双 ν 次幂光学模型. 最近波兰的 T. Srokowski^[3] 也证明了单折迭势与双折迭势和双 ν 次幂光学势的等效性, 他们都很好地解释了 $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ ($E_\alpha = 20\text{MeV} \sim 50\text{MeV}$) 的全角区的弹性散射角分布, 达到定量地符合. 半经典理论方面有 D. M. Brink 和 N. Takigawa^[4] 的“弹性散射中的位垒穿透效应”, 也解释了 $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ 的弹性散射角分布. 他们的观点主要是立足于光学模型, 认为不需要另找理论来解释所谓的“反常”, 而认为是势散射的一种“特殊”情况.

但是应该指出, 上述模型是否适用于 1p 壳核尚待研究, 因为光学模型是以核子-核子相互作用的平均势为基础的, 外推到核子数不多的 1p 壳核是十分勉强的. 最近苏联的 H. C. Зеленская^[5] 的工作论及到 α 粒子散射中个别机制对大角区截面的贡献相对于 2s-1d 壳核和 1p 壳核是不同的. 我们认为 ALAS 的机制迄今并未完全解决.

本工作的目的是继我们先前的工作^[6], 对 1p 壳核的 $^{10,11}\text{B}$ 的 ALAS 的同位素效应进行

研究, 试图得到 1p 壳核 ALAS 机制的更多的知识.

二、实验与结果

31.2 MeV 的 α 粒子是在我所经改进后的 1.2m 迴旋加速器上得到的. 束流引入一个直径为 160cm 的大靶室, 靶心距探头约 30cm. 探头是我所五室制造的半导体面垒探头, 耗尽层厚 $500\mu(\rho \geq 5000\Omega/\text{cm})$, 偏压 $\sim 200\text{V}$. 一个用作测量, 一个用作相对束流监督. 在每一探头前装有 $\phi 2\text{mm}$ 的准直孔, 再外加铝盖, 用半导体致冷器冷却到 -40°C . 脉冲分别记入 4096 道 (4×1024) 分析器的两路中. 整个系统(包括束流能量分散度)的总分辨率为 0.75%. 靶是我室制靶组制的无衬底天然硼靶 ($^{10}\text{B}: 19.8\%$; $^{11}\text{B}: 80.2\%$) 约为 $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$, 有少量的氧和碳的沾污, (参看图 1) 但对测量结果无重大的影响. 测量角度从 20° — 173° , 其中 20° — 150° 区间, 每隔 5° 测一次, 150° — 173° 区间, 每隔 3° 测一次; 截面是归一到 $20^\circ\alpha + \text{Au}$ 的库仑截面.

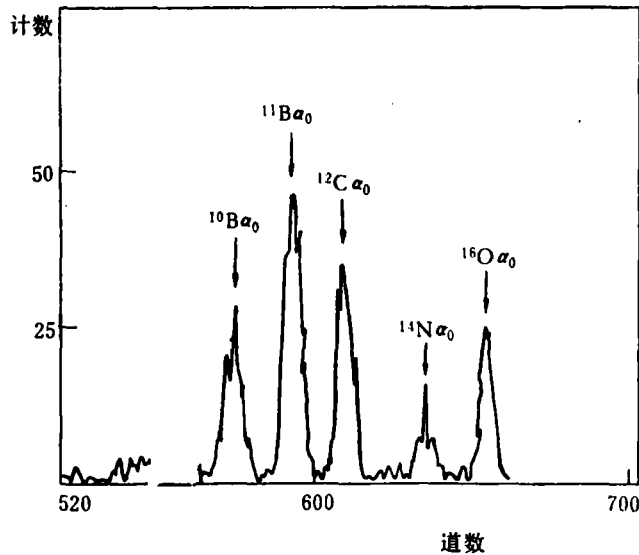


图 1 $^{11,10}\text{B}(\alpha, \alpha)^{11,10}\text{B}$ 能谱

$$E_\alpha = 31.2\text{MeV}, \theta_L = 55^\circ$$

$\alpha + ^{11}\text{B}$ 的弹性散射实验结果由图 2 所示; $\alpha + ^{10}\text{B}$ 的结果在图 3 中. 对于 ^{10}B 及 ^{11}B 其绝对截面误差为 $\sim 25\%$. 对于 ^{10}B , 在 135° (质心系 150°) 以后的绝对截面误差为 ≤ 30 — 40% , 这是由于运动学上我们的分辨率不能把 ^{10}B 的基态和 ^{11}B 的第一激发态分开, 所以在 ^{10}B 的基态中未扣除 ^{11}B 的第一激发态, 故此误差稍大. 误差的主要来源是来自靶厚的误差和统计误差; 但 ^{10}B 的基本走向仍可示出.

从图 2 可以看出 α 粒子在 ^{11}B 上散射的角分布呈现出既不同于传统的势散射又不同于 ALAS 的样子, 仅是介乎其间.

从图 3 看出 $\alpha + ^{10}\text{B}$ 的散射角分布在大角区出现较明显的上升, 但角分布的结构又不同于 ^{16}O 的那种规则振荡结构. 从我们的实验结果可以表明 $Z = N$ 的奇-奇核也有

ALAS 现象.

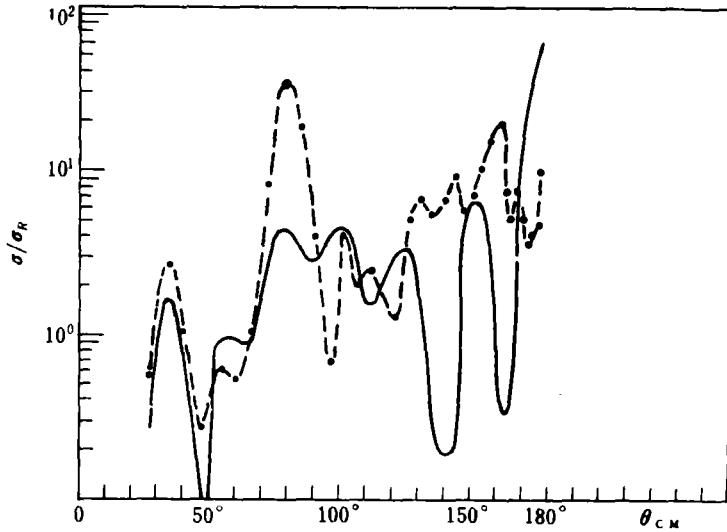


图2 $^{11}\text{B}(\alpha, \alpha)^{11}\text{B}$ 反应 $E_\alpha = 31.2\text{MeV}$ 角分布
 ——双 ν 次幂光学模型, $V = 177$; $W = 18$; $\nu = 1.65$;
 ---实验曲线

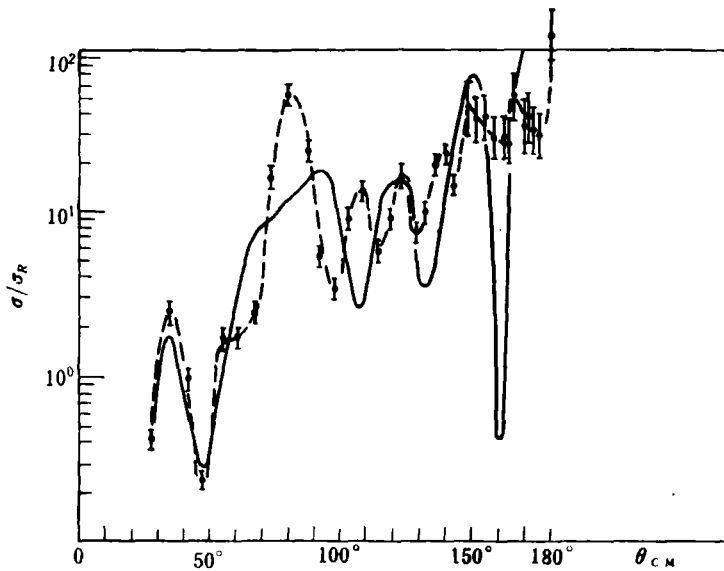


图3 $^{10}\text{B}(\alpha, \alpha)^{10}\text{B}$ 反应 $E_\alpha = 31.2\text{MeV}$ 角分布
 ——双 ν 次幂光学模型 $V = 267$; $W = 15$; $\nu = 2.35$;
 ---实验曲线

三、理论计算与结果讨论

目前对 $1p$ 壳核上的 α 粒子散射都倾向于用光学模型加雷奇极模型^[7,8]来分析, 并得

到较好的解释. 这种模型基于两种机制: 前角区主要是势散射(用普通光学模型来描写). 而后角区从激发函数中出现“粗共振”(宽度约为 2MeV) 来看, 是某种共振. (可用雷奇极模型描写) 而 N. P. David 等人^[9]测量了 5—30MeV 后角区的激发函数, 与前角区的激发函数一样, 并没有出现任何共振, 因此放弃采用雷奇极模型.

我们的目的在于探明反应机制. 为了便于比较, 我们同时对 1p 壳核的 ^{16}O 与 ^{10}B 分别采用了双 ν 次幂光学模型和光学模型加雷奇极模型进行计算, 所取的理论公式与 [7, 8] 的一样.

光学势取

$$V(r) = V_c(r) + V_{of}(r, r_0, a_0) + iW_{of}(r, r_w, a_w), \quad (1)$$

双 ν 次幂光学势即将 Woods-Saxon 形状因子修改为如下形式

$$f(r, r_i, a_i) = \frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_i}{a_i \nu}\right)\right]^\nu}, \quad (2)$$

其中 r_i ——核势中的靶核半径; a_i ——核势扩散长度; V_0, W_0 分别为实部和虚部势阱深度; ν 为幂次.

我们采用固定 r_i, a_i , 调节 V_0, W_0, ν , 使计算结果与实验值达到相对最佳符合.

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} (S_l - 1) P_l(\cos\theta), \quad (3)$$

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (4)$$

另外光学模型加雷奇极模型的计算, 则是将 (3) 式的 S_l 矩阵修改为^[7, 8].

$$S_l = S_l^{OM} \left[1 + i \frac{D(l)}{l - L - i\Gamma(l)/2} \right] \quad (5)$$

其中 S_l^{OM} ——光学模型计算的 S 矩阵; S_l ——是光学模型加雷奇极模型计算的 S 矩阵.

我们可以从 (5) 式看出, 它十分类似于 Breit-wigner 复合核能量共振公式, 它是描写了复角动量空间中的中间过程, 表明在 $l = L + i\Gamma(l)/2$ 处有极. $\Gamma(l), D(l)$ 起着约化宽度的作用, 一般情况下 $D(l)$ 应是复数: $D = D_1 + iD_2$. 它们与 l 的关系为收敛起见, 令其为

$$D(l) = \frac{D}{1 + \exp(l - L)/\Delta}, \quad (6a)$$

$$\Gamma(l) = \frac{\Gamma}{1 + \exp(l - L)/\Delta}, \quad (6b)$$

其中 $\Delta = ka$, k ——波数, a ——扩散参数.

调节 Γ, D, L 使之与实验值最佳符合, 此时 $\nu = 1, r_i, a_i, V_0, W_0$ 固定. 计算结果分别绘于图 2—5, 除几何参数列于表 1 外, 其它参数皆在图中标明. 结果表明: 双 ν 次幂光学模型对 ^{10}B 仅仅是定性地符合, 对 ^{16}O 符合较好些, 但不及工作 [1] 中对于 $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ 那样全面地定量地符合. (参见图 6) 而光学模型加雷奇极模型对于 ^{16}O 的符合程度较双 ν 次幂光学模型的更好, 在定量符合上有较大的改进. 这就再次表明: $\alpha + ^{16}\text{O}$ 的大角反常是属于 [7, 8] 中指出的, 是不同于形状共振的另一种性质的共振, 即转动共振或序列共

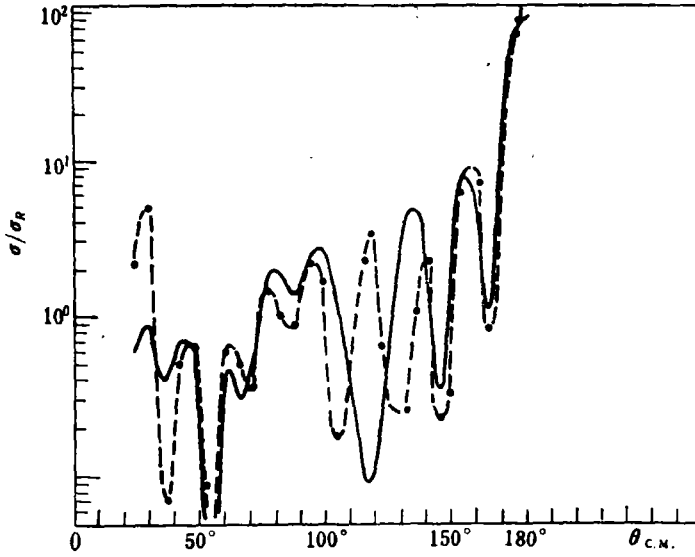


图4 $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ $E_\alpha = 31.2\text{MeV}$ 角分布

— 光学模型加雷奇极模型

$V = 267; W = 22; \nu = 1;$

$\Gamma = 4; D = 7; L = 7.6;$

--- 实验曲线

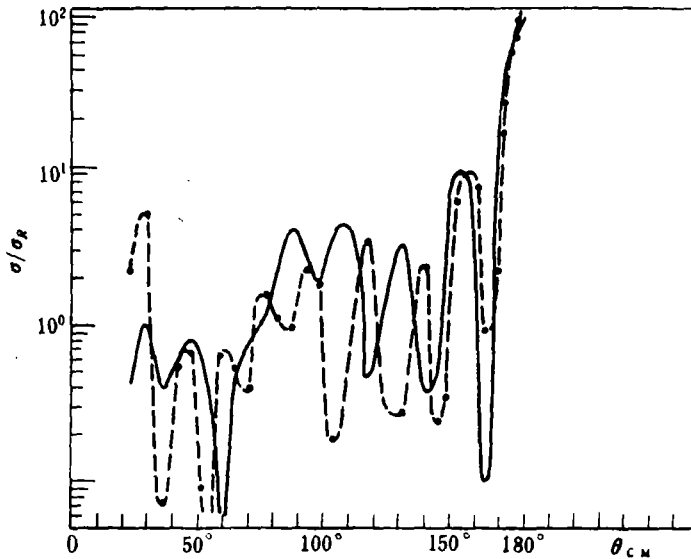


图5 $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ $E_\alpha = 31.2\text{MeV}$ 角分布

— 双 ν 次幂光学模型

$V = 267; W = 22; \nu = 2.65;$

--- 实验曲线

振。然而在中间角区的符合稍差，可能要仔细考虑相干效应。

光学模型加雷奇极模型对 $\alpha + ^{10}\text{B}$ 的解释是不太成功的，与 David 等的激发函数无共振结构是不矛盾的，这说明了 $\alpha + ^{10}\text{B}$ 大角反常机制是与 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 的不同。对于 ^{10}B 而言，

表 1 光学模型的几何参数 (fm)

核	r_0	a_0	r_{w0}	a_{w0}	r_g
^{10}B	2.80	0.57	3.23	0.6	2.80
^{11}B	2.89	0.57	3.34	0.6	2.89
^{16}O	3.40	0.57	3.78	0.6	3.40

除了双 ν 次幂光学模型定性地符合外, 目前还未找到满意的理论解释, 尚需考虑别的机制. 对于 $\alpha + ^{11}\text{B}$ 我们采用了双 ν 次幂光学模型进行分析, 因为传统的光学模型难于给出满意的结果. 当我们调节幂次 $1 \leq \nu \leq 2$, 也只能得到定性的符合, 符合程度接近于传统的光学模型.

综上所述, 我们得到以下几点结论:

(i) 对于 2s-1d 壳核和 1p 壳核的 ALAS 现象个别机制的贡献是不同的; 双 ν 次幂光学模型对于 $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ 已达到定量符合的程度; 而对于 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 则是采用光学模型加雷奇极模型描写时, 符合最佳. 然而双 ν 次幂光学模型对 ^{10}B 只能定性符合. 在这点上, 我们和 [5] 的结论是一致的.

(ii) 从 1p 壳核 $Z = N$ 的奇-奇核 ^{10}B 的光学模型加雷奇极模型描写的失败, 而对 ^{16}O 则很成功, 说明 1p 壳核个性差异较大, ALAS 机制也是不同的.

(iii) 对于 $\alpha + ^{11}\text{B}$ 采用传统的光学模型和双 ν 次幂光学模型都难于得到满意的符合, 因为 $\alpha + ^{11}\text{B}$ 散射角分布没有明显的 ALAS, 介乎正常与“反常”之间.

最后, 为了要弄清楚 1p 壳核的 ALAS 机制, 必须联系核结构开展不同反应道之间的关联研究, 这无论是对理论或是对实验的深入都将是有益的. 目前国外也正在进行这方面的研究^[10, 11].

值此文章结束时, 我们还要感谢严赐福、吴介征同志在极端困难的条件下, 成功地制出了无衬底靶; 对五室张景洲等同志提供了品质优良的面垒探测器以及十室加速器运转组同志的配合表示感谢; 还要感谢曾寄萍同志设计制造四路混合输入装置, 为我们解决了多道分析器多路使用的问题; 最后还要感谢 401 所赵小麟同志对本工作的理论计算的程序设计方面给予的有益帮助.

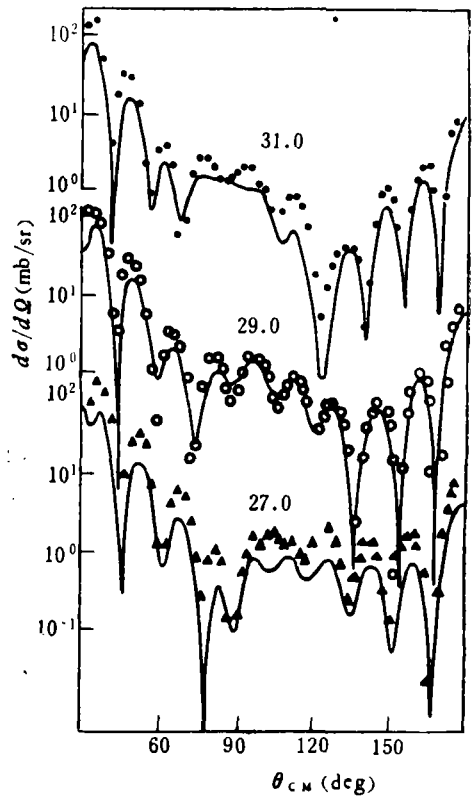


图 6 $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$ 角分布

参 考 文 献

- [1] F. Michel and R. Vanderpoorten, *Phys. Rev.*, **C16**(1977), 142.
- [2] W. G. Love, *Phys. Rev.*, **C17**(1978), 1876.
- [3] T. Srokowski et al., *Acta Physica Polonica*, **B11**(1980), 439.
- [4] D. M. Brink and N. Takigawa, *Nucl. Phys.*, **A279**(1979), 159.
- [5] H. С. Зеленская и др., *ИАН СССР*, Т-43 (11) (1979), 421.
- [6] 孔祥徽等, «1978年低能核物理会议资料选编», 39.
- [7] К. И. Кузнецов и др., *Я. Ф.*, **20** (1974), 632.
- [8] H. Oescher et al., *Nucl. Phys.*, **A202**(1973), 513.
- [9] N. P. David et al., *Nucl. Phys.*, **A182**(1972), 234.
- [10] F. Soga et al., *Phys. Rev.*, **C18**(1978), 2457.
- [11] K. A. Eberhard et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 107.

STUDY OF ANGULAR DISTRIBUTION OF THE SCATTERING OF 31.2 MeV α PARTICLE BY THE NUCLEUS $^{10,11}\text{B}$

KONG XIANG-JING XIE XIAN-LIANG SUN CHONG-WEN
BAO ZHENG-KAI WANG ZHEN-XIA

(Institute of Nucleus, Academia Sinica, Shanghai)

ABSTRACT

Angular distribution of the scattering of 31.2 MeV α -particle by the nucleus $^{10,11}\text{B}$ is measured. Our results show that there is anomalous phenomenon in the case of ^{10}B but there is not in ^{11}B . Calculations and analysis are made with the optical model adding the Regge-Pole model. The results show that for the nucleus of 1p-shell, such as $\alpha + ^{16}\text{O}$, the result of the calculation agrees very well with the experimental measurements but it fails in $\alpha + ^{10}\text{B}$. As to the analysis with the double ν -power optical model for $\alpha + ^{16}\text{O}$, the agreement is somewhat a little worse than the former's and the result for $\alpha + ^{10}\text{B}$ agrees only qualitatively with the experimental measurement. It is well known that the analysis with these models for $\alpha + ^{40}\text{Ca}$ agrees very well with the experimental data. Thus we may come to the conclusion that the mechanism of ALAS of the nucleus of 2s-1d shell is different from that of 1p-shell, and the mechanisms of ALAS of the nuclei of 1p-shell are also different.