

用生成坐标方法 (GCM) 研究反对称效应

巫光汉 杨代伦

杨世俊

(四川大学原子核科学技术研究所)

(兰州近代物理研究所)

摘 要

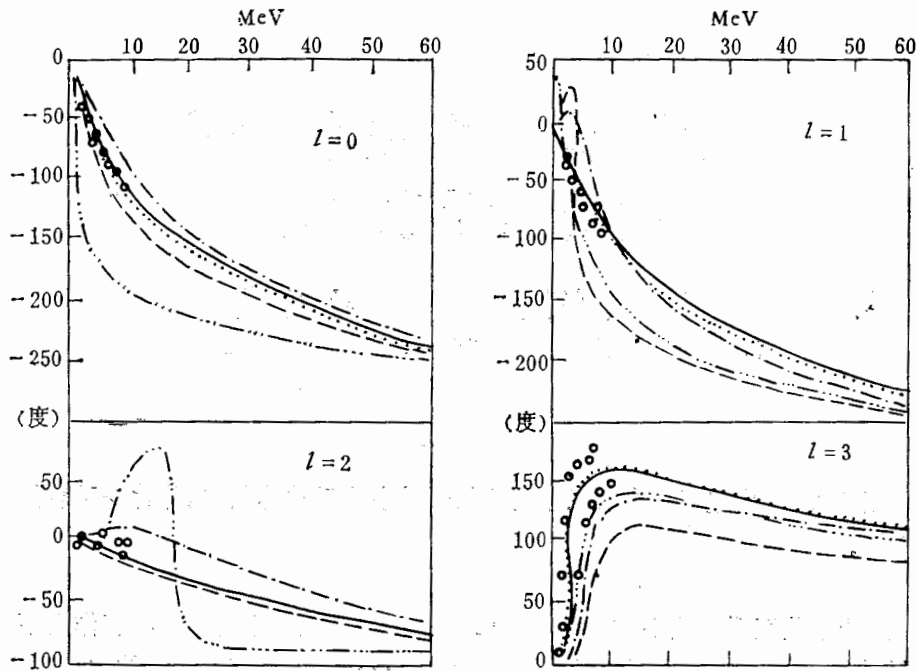
用 GCM 研究包括库仑相互作用的核散射中的反对称效应,并讨论了和能量的关系。

唐尧千^[1]用共振群方法 (RGM) 以 α -³He 和 α -¹⁶O 为例在不含库仑相互作用下系统地研究了反对称效应,即不同粒子交换数 $\nu = 0, 1, 2, \dots, n_2$ (n_2 是较小集团的粒子数) 和各种相互作用类型 $q = a, b, c, d, e$ (按相互作用的粒子是否同团和是否交换来划分) 的项的贡献。这些研究有助于弄清反应机制和探讨唯象理论,如光学模型如何顾及泡里不相容原理和微观理论如 RGM, GCM 等如何简化取近似。唐尧千还用波恩近似作了理论分析。鉴于近年来基于 GCM 积分核发展了多种理论, GCM 核比较容易推导, RGM 核需再作积分变换才能得到数值求解时所需的分点数目 GCM 较 RGM 少很多^[2]。因此我们试图用 GCM 来研究反对称效应,并且包括库仑相互作用以检验在完整相互作用下唐尧千所得结论是否仍然成立,特别注意这些结论在不满足波恩近似条件的能量范围内是否也成立。

为此首先要实现 GCM 核对 ν, q 的分解,从而弄清楚 GCM 核分解和 RGM 核分解的关系。显然 ν 就是 GCM 核中不同团的单粒子波函数的重叠的指数,而 $q = a, b, c$ 是对应于 GCM 核的两体矩阵元中参数 $\rho = R_A - R_B + R_C - R_D$ 的 $\rho = 0, \rho = R - R'$ 和 $\rho = R + R'$ 的项, $q = d, e$ 是 $\rho = R$ 和 $\rho = R'$ 的组合。在宽度参数相同的情况下, $q = d$ 和 $q = e$ 的项相同,二者之和就是 $\rho = R$ 和 $\rho = R'$ 项之和。弄清楚这些关系我们就可以如 RGM 一样略去不同的 ν, q 项进行 GCM 计算来考察该项对相移的贡献和影响。

数值计算采用 Canto-Brink 变分方法^[3],核力用 Volkov I^[4]。计算了 α -³He 和 α - l 的弹性散射相移和角分布,两者的结论是一致的。以下仅介绍 α -³He 的结果。谐振子宽度参数 b 由两团半径 i 和不变的条件定为 1.5fm。

图 1 给出 α -³He, $l = 0, 1, 2, 3, E = 0-60\text{MeV}$ 的相移曲线。由图可见 $\nu = 0$ 的项(即直接项)的相移总是低于严格解,且 l 为偶时偏离较小, l 为奇时偏离较大。这说明交换项的全体即整个反对称效应相当于一个定域吸引势。这吸引势与 l 有关, l 为偶时小,

图1 α - ${}^3\text{He}$ 相移曲线.

——严格 ---D --D+1
 -·-·-D+3 ····D+1+3 ○ 实验值

l 为奇时大。加上 $\nu = 1$ 的项,即除直接项外加上一粒子交换的项,将使曲线不论 l 为奇偶均上升,但 l 为偶时升得太高, l 为奇时升得不足。再加上 $\nu = 3$ 的项,即 $0 + 1 + 3$,较严格解只少 $\nu = 2$ 的项,就得到与严格解基本一致的结果。这一方面说明忽略 2 粒子交换是不坏的近似,另一方面说明了粒子交换(在这里即是核交换)使相移曲线当 l 为偶时下降,而当 l 为奇时上升。换句话说核交换当 l 为偶时相当于排斥势,而 l 为奇时相当于吸引势,随 l 的奇偶性质迥异,这就是所谓奇偶效应^[1]。为了更清楚地说明这个问题,我们在图 2 给出 $E = 10\text{MeV}$ 下相移随 l 的变化。显而易见, 0 和 $0+1$ 的曲线随 l 而平滑变化,而 $0+3$ 的曲线则呈锯齿形。这说明 $\nu = 0$ 和 $\nu = 1$ 的项有 Wigner 特性,而 $\nu = 3$ 的项有 Majorana 交换特性。图 3 给出 $E = 60\text{MeV}$ $\alpha + {}^3\text{He}$ 弹性散射角分布, $0+1$ 只对朝前峰有贡献,加上 $\nu = 3$ 才使大角度部分得到符合,即是说角分布曲线在大角度区的上升来自核交换项。图 4 给出 $E = 18\text{MeV}$ 实验角分布和严格解的比较。

这些结果说明唯象光学势应加上适当的与 l 有关的成份才能改善有时发生的大角度部分的偏差,也说明微观理论中有可能略去某些项,如这里的 $\nu = 2$ 的项,而不对结果产生严重的影响。

我们略去库仑相互作用重复上述计算。虽然数值变化不小,但从两种结果得到的反对称效应的结论是一致的。

为了更仔细地考察上述反对称效应随能量的变化,在表 1 中给出了 α - ${}^3\text{He}$ $l = 0, 1$ 相移的严格解, $0 + 1 + 3$ 和 $0 + 1, +3$ 的结果。可以看出,在 0.5 — 60MeV 整个区间忽略

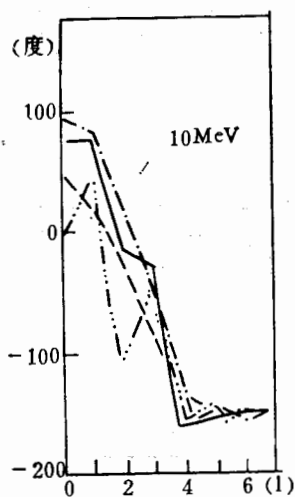


图 2 α - ^3He 相移随 l 变化曲线.

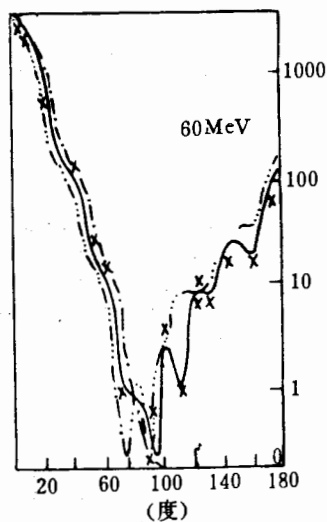


图 3 α - ^3He 微分截面 \times 为严格值, 实线为 $D+1+3$.

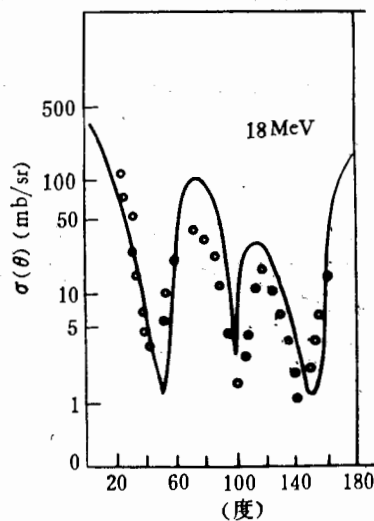


图 4 α - ^3He 微分截面.

表 1 α - ^3He 相移 (度)

$E(\text{MeV})$		0.5	1	5	10	20	30	40	60
$l=0$	严格	-1.7	-10.5	-70.5	-106.9	-152.5	-185.4	-213.3	-243.9
	$0+1+3$	-1.5	-9.1	-59.5	-91.5	-137.2	-173.9	-203.8	-237.7
	$0+1_c+3$	-1.8	-10.6	-70.2	-105.6	-151.4	-181.3	-204.0	-236.8
$l=1$	严格	-1.5	-9.6	-68.8	-106.6	-149.3	-176.9	-198.1	-227.5
	$0+1+3$	-0.6	-5.2	-54.2	-93.3	-139.3	-169.6	-193.0	-224.6
	$0+1_c+3$	-1.2	-8.0	-64.5	-102.4	-146.4	-175.3	-194.5	-224.3

于, 尺寸及在, 页册升 变立 反 相略

2 粒子交换和进而 1 粒子交换只保留 $1c$ 项都能较好地反映严格解, 看不出能量越高近似越好的趋势。看来反对称效应的结论不受波恩近似的限制, 在一般核反应能量范围内都是正确的。

参 考 文 献

- [1] M. Lemere, D. J. Stubeda, H. Horiuchi and Y. C. Tang, *Nucl. Phys.*, A320(1979), 449.
M. Lemere, Y. Fujiwara, Y. C. Tang and Q. K. K. Liu, *Phys. Rev.*, C26(1982), 1847.
- [2] 巫光汉, 杨代伦, 中国科学, A 辑, 1982 年 12 月, 1112 页.
- [3] L. F. Canto and D. M. Brink, *Nucl. Phys.*, A279(1977), 85.
- [4] A. Volkov, *Nucl. Phys.*, 74(1965), 33.

STUDY OF ANTISYMMETRIZATION EFFECTS USING GENERATING COORDINALE METHOD

WU GUANG-HAN YANG DAI-LUN

(*Institute of Nuclear Science and Technology Sichuan University*)

YANG SHI-JUN

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The antisymmetrization effects in nuclear scattering are studied with GCM. The coulomb interaction is included and the energy dependence is discussed.