

# 准自由结团敲出反应及其非共面测量

杨锦晴

(中国科学院原子核研究所)

## 一、概述

核内结团结构，特别是轻核内的 $\alpha$ 结团模型是核结构研究中的一个有兴趣的问题。准自由敲出反应被认为是对核内结团效应的直接探测，它不但可以提供结团存在的几率以及它们的动量分布，从原则上讲它还可以用来研究入射体与核内结团的离能壳相互作用。与其它型的反应如结团转移反应相互补充，从不同的侧面给出反应机制及核结构的完整知识。如对sd和fp壳偶偶核上的( $^6\text{Li}, d$ )反应截面的研究表明<sup>1)</sup>，在 $\alpha$ 结团的核

谱因子 $S_\alpha$ 上存在着振荡结构。 $S_\alpha$ 在闭壳 $^{16}\text{O}$ 和 $^{40}\text{Ca}$ 处成峰，并在fp壳处上升。对 $E = 101.5$  Mev下的( $p, p\alpha$ )敲出反应的研究，重现了这个有趣的结构(图1)说明在这些地方2p-2h, 4p-4h组分有着较重要的作用。

与转移反应不同，敲出反应可探及核结团波函数的低动量部份，它不需要重粒子光学势，但是由于实验上的困难及反应理论描述上的局限性，长期以来工作还作得不多，有人认为在七十年代后期敲出反应的研究与六十年代初期转移反应研究的情况差不多。

## 二、扭曲波冲量近似 (DWIA)

很早以来就有证据表明平面波冲量近似不能产生截面的实验值，只能给出相对核谱因子。为了得到对实验数据的较好的解释，必须引进一个截止半径来模拟出射、入射粒子的波函数的扭曲。这一过程大大地限制了对核结构的研究。七十年代后期DWIA的实现<sup>2)</sup>，使准自由结团敲出反应逐渐受到人们的重视。

对一个形式为 $A(a, a'b)B$ 的反应，微

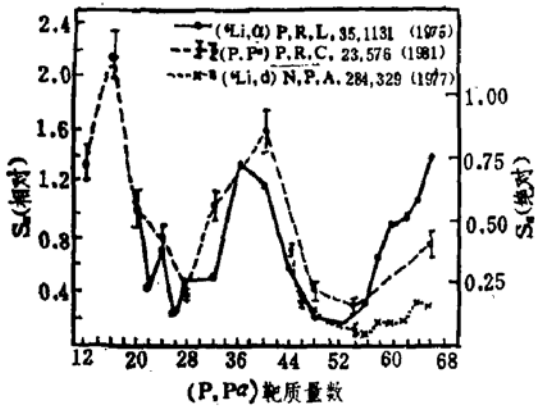


图1 基态核谱因子作为靶质量数的函数，敲出反应与转移反应的比较

2.R.Stock, 《核物理动态》第3卷第1、2期, 1986  
 3.戴光曦, 《核物理动态》第3卷第4期, 1986  
 4.颜家骏, 《核物理动态》第3卷第4期, 1986  
 5.B.Kayser, Physics Today, January, 1986  
 6.A.Arima, Nucl.Phys.A446Nos1-2 (1985) 45C  
 7.D.Lissauer, Nucl.Phys.A461 Nos1-2(1987)

93C  
 8.P.D.Barnes, Nucl.Phys.A450 (1986) 43C  
 9.L.Van Hove, Nucl.Phys.A461Nos1-2(1987) 3C  
 10.F.Halzen, Nucl.Phys.A461Nos1-2 (1987) 181C

分截面可以表示为:

$$\sigma_{BA} = \frac{2\pi}{\hbar v} |T_{BA}|^2 \omega_B \quad (1)$$

$$T_{BA} = \langle \Phi^{(-)}(\vec{B}, a', b) | V_{ba} | \frac{\Psi^{(+)}(\vec{A}, a) \rangle \quad (2)$$

这里 $v$ 为入射道中 $a$ 和 $A$ 的相对速度,  $\omega_B$ 为末态能级密度,  $\Psi^{(+)}$ 为系统波函数的精确解,  $\Phi^{(-)}$ 为当出射道中结团 $b$ 与 $a$ 之间的相互作用势 $V_{ba}$ 可忽略时所得到的渐近解。

如不考虑入射粒子与剩余核之间的核子交换, 在对剩余核内部坐标的积分过程中假定只有那些与被敲出结团 $b$ 的相对运动和自旋一同位旋波函数相同的核子才对截面有明显的贡献, 约化矩阵元 $T_{BA}$ 则可写为:

$$\begin{aligned} T_{BA} = & (A!/B!b!)^{1/2} \sum_{\alpha L J} \sigma_b \theta_{AB} \\ & \times (\alpha L S_b J t_b) (t_b v_b T_{BNB} | T_{AN_A}) \\ & \times (JM J_B M_B | J_A M_A) (L A S_b \sigma_b | JM) \\ & \times \langle \theta_{ab} \eta_{Bab}^{(-)} \Psi_{s_a \sigma_a t_a u_a}(\vec{a}) \tilde{\Psi}_{s_b \sigma_b t_b u_b}(\vec{a}') \rangle \\ & \times |t_{BA}| \theta_{ab} \eta_{Aab}^{(+)} \phi_{LA}^{(+)}(\vec{r}_{bB}) \\ & \times \Psi_{s_a \sigma_a t_a u_a}(\vec{a}) \tilde{\Psi}_{s_b \sigma_b t_b u_b}(\vec{b}) \rangle \quad (3) \end{aligned}$$

这儿 $\phi_{LA}^{+}(\vec{r}_{bB})$ 描述 $b$ 相对于 $B$ 的质心的运动,  $L, \Lambda$ 为它们的相对角动量及投影,  $\eta_{Bab}(\eta_{Aa})$ 为出射道(入射道)内粒子的相对运动的波函数。当引进冲量近似时, 可以将算符 $t_{BA}$ 用 $a+b$ 自由散射的二体算符 $t^{(+)}$ 代替, 另外再假定约化矩阵 $t$ 随动量变化足够慢, 我们就可得到 $T_{BA}$ 的因子化形式并将截面写为一般表式:

$$\begin{aligned} \sigma_{BA} = & \frac{2\pi}{\hbar v} \omega_{BC}^2 \sigma_a \sigma_a' \sigma_b' J_M \\ & \times \frac{1}{(2J_A+1)(2J_b+1)} \left| \sum_{\alpha L A \sigma_b} S_{\alpha L}^{1/2} \right. \\ & \times (L A S_b \sigma_b | JM) (2L+1)^{1/2} T_{BA}^{\alpha L A} \\ & \left. \times \langle \vec{K}_f \sigma_f' \sigma_b' | t^{(+)} | \vec{K}_i \sigma_a \sigma_b \rangle \right|^2 \quad (4) \end{aligned}$$

上式即便是在二体 $t$ 矩阵与 $\sigma_b$ 无关的情况下, 对轨道角动量转移 $L, \Lambda$ 的求和也是相干的。但在许多情况下, 当 $S_b=0, L=0$ 或者 $S_b=$

$\frac{1}{2}$ , 而且 $T_{BA}^{\alpha L A}$ 与 $\alpha$ 无关时( $\alpha$ 为除轨道、自旋、同位旋以外的其它量子数)可以将DWIA微分截面写为更简洁的形式:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_a d\Omega_b dE_a} = PSF \frac{d\sigma}{d\Omega} |_{a-b} S \Phi(-\vec{P}_B)|^2 \quad (5)$$

这儿 $PSF$ 为运动学常数,  $S_b$ 为核谱因子, 一般由实验截面与DWIA所预告的截面值的归一得到。靶核中结团的动量分布为:

$$\begin{aligned} \Phi(-\vec{P}_B) \propto & \int \chi_b^{(-)*}(\vec{r}) \chi_a^{(+)*}(\vec{r}) \phi_{bb}(\vec{r}) \\ & \times \chi_a^{(+)}(\vec{\gamma} r) \vec{d}r \quad (6) \end{aligned}$$

其中 $\vec{P}_B$ 为反冲剩余核 $B$ 的动量,  $\chi$ 为入射或出射粒子(结团)的扭曲波函数, 在计算中一般可由所定义的光学势求解, 束缚态结团波函数 $\phi_{bb}(\vec{r})$ 则由靶核 $A$ 的多体波函数在剩余核 $B$ 和 $b$ 上的投影得到, 在计算中一般是简单地引进一个实Woods—Saxon光学势, 调节其势阱深度直到能产生经验的束缚态的

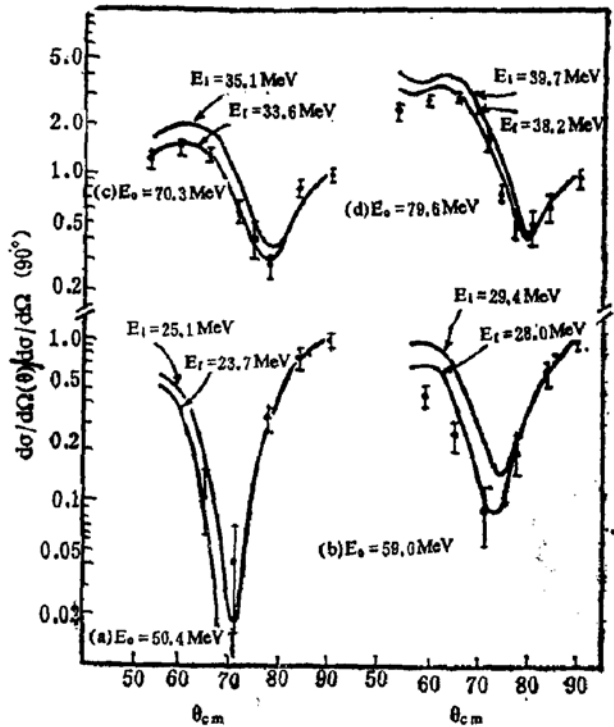


图2 离壳 $\alpha$ - $a$ 碰撞截面 $(\Phi)$ (由不同 $E_0$ 下的 ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$ 反应的 $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_i, E_f, \theta_{c.m.}) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_i, E_f, 90^\circ)$ 得到), 与自由散射截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta_{c.m.}) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, 90^\circ)$ 的比较(对 $E=E_i$ 及 $E=E_f$ 二种情况, 各用实线标出)

分离能为止。

在DWIA计算中, 二体截面  $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{a-b}$  通常取为半离能壳截面。在实际计算中常用与末态粒子的相对能量和质心系角度等效的二体在壳截面所代替。以  $E_0 = 50.4 - 79.6 \text{ MeV}$  时  ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)$  反应为例<sup>3)</sup>, 若以三体截面  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_i, E_f, \theta_{c.m.}) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_i, E_f, 90^\circ)$  相对于质心系角度  $\theta_{c.m.}$  作图(见图2), 从图上可以清楚地看到, 在四种入射能下, 末态能量描叙方法都给出对实验数据的较好模拟。

### 三、敲出反应的实验研究及非共面测量

实验一般在准自由角度对下(即反应后反冲剩余核在实验室系中为静止时)对二个参加反应的粒子(结团)进行符合测量。大多数实验是用非激化束、在共面条件下进行的。

在共面测量时, 二个反应粒子和入射粒子的动量是在同一平面内, 截面将作为一个参加反应的粒子的能量  $E_1$  的函数而进行测定。这种实验可以给出波函数中低动量的分布和结团几率。当然高动量部份也可以从截面随  $E_1$  的变化中得到, 但是此时  $E_1$  距准自由散射能量  $E_{QFS}$  甚远, 很可能受到级联过程的影响而显示出末态相互作用(FSI)的结构, 特别是在入射能量较低时, 很难将 FSI 过程从结团动量波函数中区分开来。

结团  $b$  在相对于散射平面成一极角  $\phi$  下的测量称为非共面测量。当非共面角  $\phi$  改变时, 保持  $E_1 = E_{QFS}$  不变, 傍观者  $B$  的动量将随  $\phi$  单调增加, 所以实验中微分截面随  $\phi$  的变化关系将主要取决于动量波函数。同时, 末态粒子的相对能量和有效散射角度随  $\phi$  角变化很小, 这就有效地减少了 DWIA 计算中由二体散射截面和扭曲效应而引起的影响。最近, 在印第安纳大学回旋加速器(IUCF)上,

用120和200MeV质子束在  ${}^6\text{Li}$  和  ${}^7\text{Li}$  上所引起  $(p, pd)$  反应的非共面测量<sup>4-6)</sup>, 有效地探索了  ${}^6\text{Li}$  结团波函数的较高动量处的情况, 而揭示出一些新的实验事实。

实验分别在  $\theta_p = 40^\circ, \theta_d = 59^\circ$  (对120 MeV),  $\theta_p = 54^\circ, \theta_d = 48.9^\circ$  (对200 MeV) 的准自由角度对下, 对  $p$  和  $d$  进行符合测量。这种测量摆脱了FSI的影响, 因为当  $\phi = 0^\circ$  时, 只有高于13 MeV 激发态的  ${}^6\text{Li}$  核在衰变时所产生的  $\alpha d$  对能够出现在准弹性峰区域, 随着  $\phi$  的增加, 所需要的激发能愈高。而到目前为止, 所知道的最高的  ${}^6\text{Li}\alpha$  衰变的激发能级为5.6 MeV。

### 四、结果与分析

#### 1. 对反应机制的检验:

在应用DWIA来分析实验数据以给出有关核结构的定量的信息以前, 有必要先对这种反应动力学的处理是否恰当进行检验。

第二节中所述, 在截面公式的推导中曾引进了冲量近似和因子化的假设。为了将由因子化近似所引起的影响孤立出来, 可以将实验截面用运动学因子PSF除:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} / \text{PSF} = \{S_b | \Phi(-\vec{P}_B) |^2\} \times \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{a-b}$$

原则上讲  $S_b$  为一常数,  $|\Phi(-\vec{P}_B)|^2$  在准自由散射条件下随角度变化不大, 所以

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} / \text{PSF} \text{ 应该正比于二体截面 } \frac{d\sigma}{d\Omega}.$$

图3给出了  ${}^6\text{Li}, {}^9\text{Be}$  和  ${}^{12}\text{C}(p, p\alpha)$  反应<sup>7)</sup> 在

不同的准自由角度对下测得的  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} /$

PSF随末态  $p-\alpha$  质心散射角的变化关系。它与自由散射的截面数据符合很好,  ${}^9\text{Be}, {}^{12}\text{C}$  数据在大角度时的偏离, 可能来自于较大的  $\alpha$  结团的束缚能(对  ${}^{12}\text{C}$   $BE = 7.37 \text{ MeV}$ ) 而

引起了不可忽略的离能壳效应。同时，在公式的推导中所做的另一个主要近似是将靶核波函数看为剩余核与被敲出集团波函数的乘积，这就相当于假定波函数中含有结团b的那部份贡献最大。由于这种集团更容易在核的表面形成，所以这个近似的有效度与反应的表面富集程度有关。

如果同在不同半径处的DWIA截面 $\Delta\sigma$ ，作为核半径的函数作图<sup>7)</sup>(见图4)，

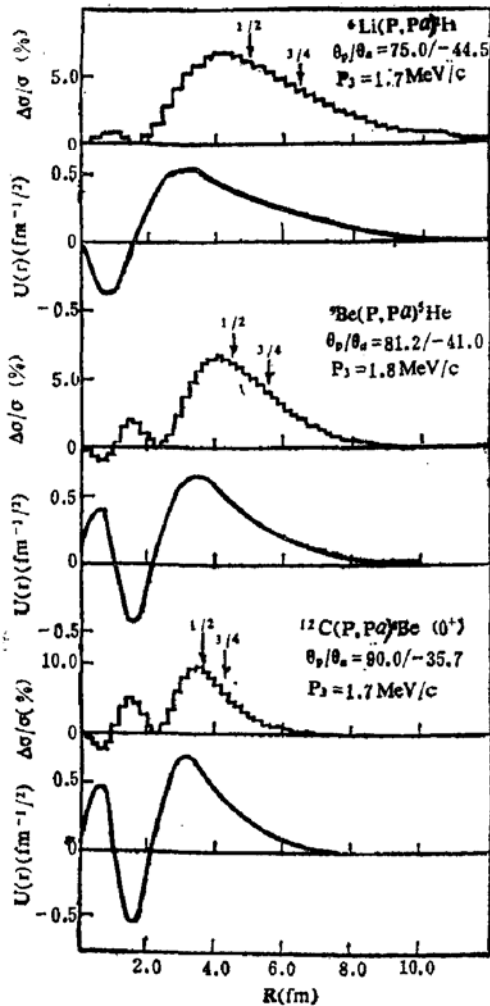


图4  $\Delta\sigma$ 对DWIA的贡献作为核径向距离R的函数以及用W-S<sub>2</sub>势得到的 $\alpha$ 粒子波函数 $\frac{1}{2}(\frac{3}{4})$ 箭头标出总截面的 $\frac{1}{2}(\frac{3}{4})$ 时的半径值

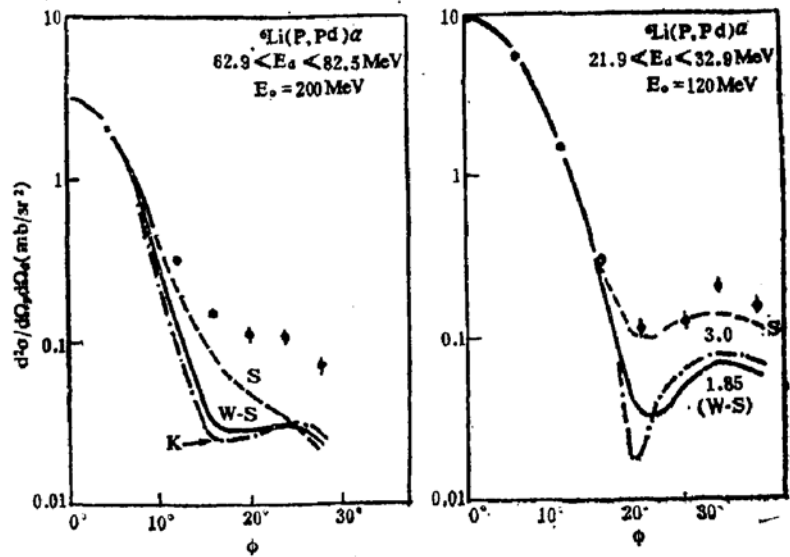


图3 非共面产额曲线、理论及实验截面为对一定 $\alpha$ 粒子能量积分得到S-soft core, K-kukulin三体基态波函数的预告截面

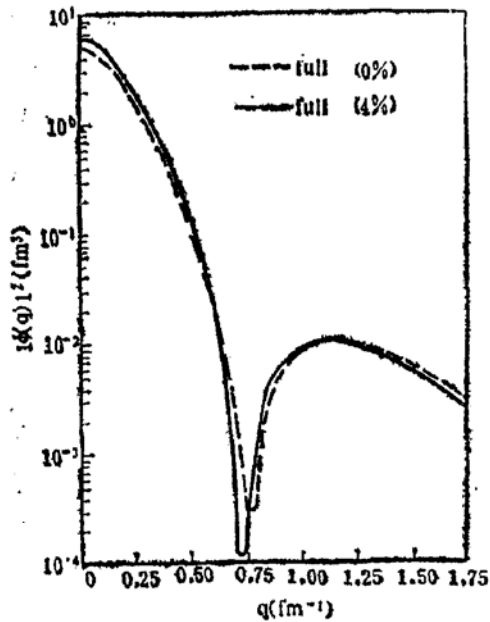
可以看到对 ${}^6\text{Li}$ 而言，在核作用势的外部区域，DWIA截面有较大的贡献，而 ${}^{12}\text{C}$ 则不然， $p-\alpha$ 相互作用发生在核内部的几率较大，所以 $p-\alpha$ 截面将受到核势的影响。这个现象也给出了在某些情况下因子化的假设不尽合理的一些解释。但是，即使对 ${}^{12}\text{C}$ ，这种现象也不足以否定反应机制的DWIA描述。

### 2. ${}^6\text{Li}$ 结团运动波函数

${}^6\text{Li}$ 是最轻的束缚态的p壳核，长期以来在结团动量分布宽度的实验值上存在着分歧。最近几年来D. R. Lehman和M. Rajan<sup>8)</sup>用不同的NN和 $\alpha N$ 相互作用模型对 ${}^6\text{Li}$ 核进行了计算(表1)给出了 $d-\alpha$ 分量的强度 $P_{ad}$ 。所有三种模型都指出，在 $d-\alpha$ 等效波函数中存在着一个节点。他们还计算了 ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ 的动量分布(图5)。这种动量分布的形式将导致DWIA截面预告中的极小和紧接着的第二个极大的结构，这个结构特征，还一直没有被实验所证实<sup>4)</sup>。

V. I. Kukulin等<sup>9)</sup>最近用Faddeev方程解 ${}^6\text{Li}$ 三体( $\alpha + N + N$ )问题并考虑了库仑效应。他们用了几种不同的NN相互作用形式，其中也包括Reid soft core势，由此给出的 $\alpha-d$ 基态波函数及DWIA预告几乎用W-S势所得到的结果一样，核谱因子的计算值为

	n-p 相互作用	$\alpha$ -N相互作用	$P_{\alpha d}$	FWHM(MeV/c)
Simple	${}^3S_1$	$P_{3/2}$	65.5	$\sim 80.5$
full (0%)	${}^3S_1$	$S_{1/2} + P_{1/2} + P_{3/2}$	63.5	$\sim 77.0$
full (4%)	${}^3S_1 + {}^3D_1$	$S_{1/2} + P_{1/2} + P_{3/2}$	65.5	$\sim 75.0$

图5  ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$  的动量分布

0.70—0.75。

### 3. ${}^6\text{Li}(p, pd)$ 反应的非共面测量结果的分析

已经研究过120及200MeV下 ${}^6\text{Li}(p, pd)$ 的测量结果, 并且给出了Roos & Chant code所预告的截面值。

可以看出, 共面条件( $\phi = 0^\circ$ )下的能谱可以用DWIA理论很好的描述, 旁观者的动量分布的半宽度(FWHM)为73MeV/c, 核谱因子分别为0.76和0.84<sup>(4), (5)</sup> (对120和200MeV入射能), 这些都和微观三体( $\alpha + N + P$ )的计算结果一致(见表1)。

在非共面产额曲线上, 在相当于旁观者动量 $\sim 146\text{MeV}/c$ 附近(对120MeV数据相当于 $\phi = 22^\circ$ 处)确实观察到了由三体理论和DWIA理论所预告的极小结构。但对大 $\phi$ 角(相当于大 $P_B$ ), DWIA过低估计了截面, 实验值约为DWIA预告值的2.5倍。

由文献4的图1可见, 当 $\phi$ 增加时, 能谱

中准弹性散射峰的峰位的理论预告值明显地低于实验峰位<sup>(4)</sup>。一般地讲截面对光学模型参数的选择是不太灵敏的, 但是选用较小的束缚态 $\alpha$ -d相互作用势的扩散系数 $a$  (取 $a = 0.2$ )可以得到与实验数据的较好的拟合。这个过小的 $a$ 值是否可取需要进一步通过其它反应, 如 $(p, p\alpha)$ 等所证实, 它也许意味着需要对DWIA理论本身加以改进。

影响截面预告值的另一个因素为 ${}^6\text{Li}$ 基态波函数的选择。在Roos & Chant code中, 束缚态波函数是由Woods-Saxon势计算得到。长期以来, 人们在 ${}^6\text{Li}$ 基态的结团结构上做了大量的工作, 表2给出了一系列的描述 ${}^6\text{Li}$ 的d- $\alpha$ 相互作用势和结团空间波函数。用这些不同的相互作用势及空间波函数进行DWIA计算发现: 若用soft core势来代替W-S势时, 可以改进对非共面产额曲线拟合的改进。有趣的是虽然soft core势能在120MeV下的非共面产额曲线的计算中产生极小, 但在它所预告的空间波函数和平面波动量分布中并无节点存在, 而且由它得到的核谱因子也不尽合理( $S_d \approx 1.25$ )<sup>(5)</sup>, 但这至少说明在截面计算中扭曲效应与基态波函数起着同样重要的作用。

无节点波函数的应用是否合理至今尚无定论, 在壳模型、共振群和反对称结团模型中都给出节点; 但在 ${}^6\text{Li}$ 能级的计算及扭曲波敲出的计算中也都用过无节点的波函数。由这种soft core势所得到的非物理含义的核谱因子, 似乎对无节点的 ${}^6\text{Li}$ 结团波函数提出了异议。

在DWIA的计算中, 只考虑了准自由散射的一级振幅, 它忽略了高次过程如多次散射等。这个假设在大动量转移的情况下, 也

表二

 $\alpha+d$  相对运动波函数及相互作用势

标号	相互作用势 $V_{da}(r_{da})$ 或波函数 $\psi_{da}(r_{da})$ 形式	节点数
K	$-V_0(1+\exp(r-R)/a)^{-1}+V_{corel}(r)$ $V_0=77.8\text{MeV}$	1
K'	同K $V_0=20.09\text{MeV}$	无
Soft core	$V_0(1+\exp(r-R_1)/a_1)^{-1}-V_0(1+\exp(r-R_2)/a_2)^{-1}+V_{corel}(r)$	无
W	$\begin{cases} \infty & r \leq R_{HC} \\ -V_0(1+\exp(r-R)/a)^{-1}+V_{corel}(r) & r > R_{HC} \end{cases}$	无
E	$\psi(r)=N_0(1-e^{-r/R})^3e^{-kr}/r$	
J	$\psi(r)=\begin{cases} A_0\exp(-cr)/r & r < R_A \\ 0 & r > R_A \end{cases}$	
J'	$\psi(r)=\begin{cases} r^2\exp(-\frac{2}{3}\beta r^2) & r < R_0 \\ A\exp(-cr)/r & r > R_0 \end{cases}$	

许是个不太好的近似,因为这种转移往往发生在较复杂的核环境中。另外,在处理中也忽略了 ${}^8\text{Li}$ 基态中D态的贡献。当产额较低时(高动量、大 $\phi$ )时,D态的影响,将会变得相对重要。但是,如果要计入所有这些因素,就要求将二体弹性散射截面留在积分号内,这大大增加了理论计算的工作。用 $\alpha+d+p$ 三体模型的计算,可以包括进D态及多次散射的影响,近来已引起人们的注意。D. R. Lehman & M. Rajan的 $\alpha+N+N$ 三体模型的计算<sup>8)</sup>也确实证明了d核中D态的加入,可以改变在极小处 ${}^8\text{Li}$ 动量分布的形状。另外,其它型的处理方法如共振群的计算等,都是饶有兴趣的。

### 参考文献

1) T. A. Carey, P. G. Roos等, Phys.

Rev., C23, 576(1981)

2) N. S. Chant, P. G. Roos, Phys. Rev., C15, 57(1981)

3) J. W. Watson, H. G. Pugh等, Nucl. Phys. A172, 513(1971)

4) R. E. Warner, J. Q. Yang等, Nucl. Phys. A422, 205(1984)

5) R. E. Warner, J. Q. Yang等, Nucl. Phys. A443, 64(1985)

6) R. E. Warner, J. Q. Yang等, Nucl. Phys. A453, 605(1968)

7) P. G. Roos, N. S. Chant等, Phys. Rev. C15, 69(1977)

8) D. R. Lehman, M. Rajan等, Phys. Rev. C25, 2743(1982)

9) V. I. Kukulín等, Nucl. Phys. A417, 128(1984)