第21卷 第1期 物 理 学 报 Vol. 21, No. 1
1965 年 1 月 ACTA PHYSICA SINICA January, 1965

伴有靶核核心激发的氘核削裂反应*

丘 錫 鈞

提 要

本文研究了在氘核削裂反应中伴随有靶核核心激发的情况. 在这种情况下,假定由于核子-核子剩余相互作用,靶核的組态除了通常壳模型組态外,还混杂有核心激发的組态. 同样,剩余核的組态主要是某一种核心激发的組态,但也还混杂有别种組态. 在这假定下,給出了所考虑的反应过程的微分截面表示式. 它表明,反应截面主要由靶核的組态混合所貢献. 一般說来,組态的混合程度不大,故可預期截面数值是較小的. 公式还表明,反应角分布的特征峯是由核心在激发后留下来的空穴态的軌道角动量量子数所决定的. 这二点結論与这类反应的实験結果是一致的. 运用这公式具体估計了六个反应事例的核譜因子,在实験誤差內,理論值和从实験的估計值大致相合.

一、引 言

Butler 的原始的 (dp) [或 (dn), 下同]削裂反应理論[1]指出, (dp) 反应角分布是由被捕获进靶核中的中子所处的軌道角动量 l 来决定的. 这結果与大量的实験角分布相符合. 因此,这个簡单的理論,很早以来就广泛地被用来测定核中单核子的組态. 后来,考虑到靶核和剩余核中因核子-核子相互作用而带来的組态混合,卽考虑被捕中子非純組态的跃迁[2],解释了实験角分布的双峯,并根据这种角分布和截面,进一步定出混合的組态和混合系数. 考虑到入射氘核和出射质子与核場的相互作用,提出了(dp)削裂反应的"扭曲波"理論[3],它解释了出射质子有极化的事实,而这个事实,上述原始的削裂理論是不能解释的. 但在角分布上,扭曲波理論的結果却与原始理論差不多. 近几年来,还有不少文章[4]研究(dp)反应过程中核的集体(轉动或振动)激发. 这样,(dp)削裂的直接相互作用理論,不断地得到发展和丰富. 在这个过程中,人們不仅研究直接相互作用过程本身的机制,而且紧密地与核結构的研究联系起来,使它成为核譜学的有力工具之一[5].

分析(dp)反应的实験材料,我們还发現,有很多反应过程,不同于如原始 Butler 理論(或后来的扭曲波理論)所描述的单純单粒子跃迁,也不同于激发原子核的集体运动的跃迁. 在这些反应过程中,有些过程可能是伴随有靶核核心的激发(核心是指由靶核內核子組成的封閉大壳层或子壳层;所謂核心激发,是指处于这些封閉壳层中的个别核子的激发). 例如: $O^{16}(dp)O^{17*}(E_x = 3.06\ \mathrm{MeV})$; $Si^{28}(dp)Si^{29*}(E_x = 2.03\ \mathrm{MeV})$; $Ca^{40}(dp)Ca^{41*}(E_x = 2.01;\ 2.68\ \mathrm{MeV})$ 等等反应. 在第一个反应中,对应的剩余核 O^{17} 的組态可能是 $(1d_{5/2})^2_0(1p_{1/2})^{-1}$[6]; 在第二个反应中, Si^{29} 的組态可能是 $(2s_{1/2})^2_0(d_{5/2})^{-1}$[7], 在第三个反应中, Ca^{41} 的組态可能是 $(f_{7/2})^2_0(d_{3/2})^{-1}$[8]. 在这些反应中,主要的特点是: 实験截面甚小于

* 1963 年7月8日收到.

单粒子跃迁过程的(dp)实驗截面，而实驗角分布，在小角度处也有向前峯，峯的位置主要由单一軌道角动量 l 决定. 在本文中，我們研究了在 (dp) 反应中这种伴随有核心激发的情况. 在这种情况下，我們假定由于核子–核子剩余相互作用，靶核的組态除了通常壳模型組态外，还混杂有核心激发的組态. 同样，剩余核的組态主要是某一种核心激发的組态，但也还混杂有別的激发的組态. 在这假定下，我們按照通常的方法，导出相应于上述过程的 (dp) 反应微分截面. 所得反应振幅，由二部分組成：第一部分是由靶核的組态混合态所貢献的振幅；第二部分是由剩余核的組态混合态所貢献的振幅. 具体的数值估計表明，后者比前者小得多，可以忽略后者对截面的貢献. 最后，我們运用上述理論結果，具体討論了几种反应事例，結果表明，理論和实驗大体相合.

二、反应微分截面

为确定起見，我們討論 A(dp)B 反应，对 (dn) 反应，如果忽略庫仑效应，則有完全相同的結果.

为了簡化理論处理，引入如下几点近似假定：

第一，設靶核 A 中的中子质子，分別組成为封閉壳层. 在我們所設的有核心激发的情况下，通过核中存在的剩余二体相互作用势，可以有某一封閉壳层的中子(或质子，但质子激发在这里不重要，故不考虑)发生态的跃迁. 这种二体势的存在，使得这些中子的組态不完全是单純的，而有所謂“組态混合”. 我們只考虑在 (dp) 反应中起作用的一个組态的混入.

第二，由质子和中子組成的入射氘核，与靶核的作用 ($V_{pA}+V_{nA}$)，可唯象地用光学模型位阱 V_d (复数)代表. 在反应后，出射质子与剩余核的作用，亦可用光学模型位阱 V_p (复数)代表.

第三，在反应后，中子被捕进靶核中，这时剩余核的組态主要是某一种核心激发的組态. 由于核子–核子剩余相互作用的存在，也还混杂有别种組态.

根据以上假定(第一、三)，初态靶核和末态剩余核的波函数可以粗糙地分别写为(在二次量子化表象中)：

$$\psi_{J_A=0}=\alpha_0\Big|0\Big\rangle+\sum_{J'}\alpha_{j_2J'}\Big[(a^+_{j_2m_2'}\,a^+_{j_2m_2''})_{J'}(b^+_{j_1m_1'}\,b^+_{j_1m_1''})_{J'}\Big]_0\Big|0\Big\rangle, \tag{1}$$

$$\psi_{J_BM_B}=\sum_{J''}\beta_{0J''}\Big[(a^+_{j_2m_2'}\,a^+_{j_2m_2''})_{J''}\,b^+_{j_1m_1}\Big]_{J_BM_B}\Big|0\Big\rangle+\beta_{j_1'}\delta_{J_Bj_1}\delta_{M_Bm_1}a^+_{j_1'm_1}\Big|0\Big\rangle+$$
$$+\sum_{\substack{j_k\neq j_2j_1\\ J''}}\beta_{j_kJ''}\Big[(a^+_{j_km_k'}a^+_{j_km_k''})_{J''}b^+_{j_1m_1}\Big]_{J_BM_B}\Big|0\Big\rangle, \tag{2}$$

式中 a^+, b^+ 分别代表粒子和空穴的产生算符. j_1 是核中发生跃迁的某一个封閉壳层的中子組态，而 j_2 是比 j_1 更高的激发組态；j_1' 是这样的态，其主量子数比 j_1 态大 2，但軌道角动量和总角动量却和 j_1 态相同. α, β 是組态混合系数.

在零级近似 (无剩余二体势)下，$\alpha_0=1$, $\alpha_{j_2J'}=0$; $\beta_{0J''}=1$，其余 $\beta_{j_k}=0$. 在考虑剩余的二体相互作用势后，在組态混合是弱的假定下，$\alpha_0<1$, $\alpha_{j_2J'}\neq 0$，但 $\alpha_{j_2J'}\ll\alpha_0\simeq 1$；同时，$\beta_{0J''}<1$，其余 $\beta_{jk}\neq 0$，但它們 $\ll 1$.

应該指出，上設的第一、三两点簡化假設是很粗糙的，因而这里所給出的波函数的結构并不是很完善的．这无疑是一个缺点．在本文中我們所以这样作，主要是基于如下几点考虑：(1)在本文所計算的几个具体事例中，象 O^{17}, $Ca^{41,43}$，其核心激发的組态系取自文献[5]到文献[8]；(2)在上述簡化假設下，所得的具体計算結果和从实驗的估計值大体相合，表明对这些具体事例所考虑的核心激发組态可能的确是比較重要的組态；(3)考虑一个更为完善的波函数，涉及十分繁重的計算，我們不准备在这个工作中来考虑它．

根据上設第二个假定，按通常氘核剖裂反应理論，可得如下反应微分截面：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\propto\left|\int\langle\psi_{J_B}|a_n^+\psi_{J_A=0}\rangle(e^{-i\mathbf{k}_p\cdot\mathbf{r}_p'}+\text{質子散射波})\,\varphi_n^*\times\right.$$

$$\left.\times V(|\mathbf{r}_p-\mathbf{r}_n|)\psi_d(e^{i\mathbf{k}_d\cdot\frac{\mathbf{r}_n+\mathbf{r}_p}{2}}+\text{氘核散射波})\,dndp\right|^2, \tag{3}$$

式中 ψ_d 是氘核內部径向波函数和自旋波函数之积；φ_n^* 是被捕中子的波函数；a_n^+ 是中子产生算符．$\langle\psi_{J_B}|a_n^+\psi_{J_A=0}\rangle$ 是所謂核譜振幅，由式(1)，式(2)，考虑到波函数的正交性，显然有

$$\begin{aligned}\langle\psi_{J_BM_B}|a_n^+\psi_{J_A=0}\rangle&=\sum_{J''}\beta_{0J''}\alpha_{j_2J''}\sum_{m_1'm_1''M''}C^{J_BM_B}_{J''M''j_1m_1'}C^{0\ 0}_{J''M''J''-M''}\times\\&\quad\times C^{J''-M''}_{j_1m_1'j_1m_1''}\frac{2}{\sqrt{2}}(-)^{j_1-m_1''}\delta_{j_nj_1}\delta_{m_n-m_1''}+\alpha_0\beta_{j_1'}\delta_{J_Bj_1}\delta_{M_Bm_1}\delta_{j_nj_1'}\delta_{m_nm_1}=\\&=\sqrt{\frac{2}{2j_1+1}}\left(\sum_{J''}\beta_{0J''}\alpha_{j_2J''}\right)\delta_{J_Bj_1}\delta_{M_B-m_1''}\delta_{j_nj_1}\delta_{m_n-m_1''}+\\&\quad+\alpha_0\beta_{j_1'}\delta_{J_Bj_1}\delta_{M_Bm_1}\delta_{j_nj_1'}\delta_{m_nm_1},\end{aligned}\tag{4}$$

对于短程二体相互作用，$\alpha_{J''\neq0}$ 較之 $\alpha_{J''=0}$ 小許多．在前述組态混合是弱的假定下，且注意到 $\beta_{j_1'}$ 較 $\alpha_{j_2J''=0}$ 小得多(見第三节例1)，粗糙地得

$$\langle\psi_{J_BM_B}|a_n^+\psi_{J_A=0}\rangle\simeq\sqrt{\frac{2}{2j_1+1}}\,\alpha_{j_2J''=0}\delta_{J_Bj_1}\delta_{M_B-m_1''}\delta_{j_nj_1}\delta_{m_n-m_1''}. \tag{5}$$

(4)式的第一項貢献可以被解释为来自这样一个过程：在入射氘核和靶核相互作用的瞬間，靶核中的一对中子，同时被激发到更高能态 j_2，而这时被捕进核中的中子，直接填占这个中子对原先所处的較低能态 j_1，从而使終核具有角动量 $J_B=j_1$ 的单空穴态 $[(a_{j_2}^+a_{j_2}^+)_{J''}b_{j_1}^+]_{J_B=j_1}\big|0\big\rangle$．至于第二項，則是由于終核組态不純，除了上述主要組态 $[(a_{j_2}^+a_{j_2}^+)_{J''}b_{j_1}^+]_{J_B=j_1}\big|0\big\rangle$ 外，还混杂有別的組态，它們中的 $a_{j_1'}^+\big|0\big\rangle$ 組态对所考虑的反应給出了貢献．

(4)式中的混合系数，对組态間能級間距大，組态間相互作用矩陣元小的情况，我們近似地用微扰法算出．被处理为微扰的剩余二体相互作用势，在二次量子化表象中的表示式是

$$\frac{1}{2}\sum_{\alpha\beta\gamma\delta}v_{\alpha\beta\gamma\delta}a_\alpha^+a_\beta^+a_\delta a_\gamma=\frac{1}{2}\sum_{\alpha\beta\gamma\delta}\sum_{JM}(\sigma_{j_\alpha j_\beta}\sigma_{j_\gamma j_\delta})^{-1}\langle j_\alpha j_\beta JM|V_{12}|j_\gamma j_\delta JM\rangle\times$$
$$\times C^{JM}_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta}C^{JM}_{j_\gamma m_\gamma j_\delta m_\delta}a_\alpha^+a_\beta^+a_\delta a_\gamma,$$

其中 $\sigma_{j_\alpha j_\beta}=1$，若 $j_\alpha\equiv j_\beta$；$\sigma_{j_\alpha j_\beta}=\sqrt{2}$，若 $j_\alpha\not\equiv j_\beta$. 利用这一微扰算符表示式，很易得到

$$\alpha_{j_2J'}=\sum_{\substack{m_2'm_2''\\ m_1'm_1''}}\frac{1}{2(E_{j_2}-E_{j_1})}\sum_{JM}\langle j_2^2JM|V_{12}|j_1^2JM\rangle C^{JM}_{j_2m_2'j_2m_2''}C^{JM}_{j_1-m_1''j_1-m_1'}C^{J'M'}_{j_2m_2'j_2m_2''}C^{J'M'}_{j_1m_1'j_1m_1''}=$$

$$=\frac{\langle j_2^2J'M'|V_{12}|j_1^2J'M'\rangle}{2(E_{j_2}-E_{j_1})},\tag{6}$$

$$\beta_{j_1'}=\sum_{J''}\sum_{\substack{m_1m_2'\\ m_2''}}\frac{1}{2E_{j_2}-(E_{j_1}+E_{j_1'})}\sum_{JM}\langle j_1'j_1JM|V_{12}|j_2^2JM\rangle\times$$

$$\times C^{JM}_{j_1m_1j_1-m_1}C^{JM}_{j_2m_2'j_2m_2''}C^{J''M''}_{j_2m_2'j_2m_2''}C^{J_BM_B}_{J''M''j_1m_1}C^{J_BM_B}_{j_1m_100}\beta_{0J''}=$$

$$=\sum_{J''}\sqrt{2J''+1}\frac{1}{2E_{j_2}-(E_{j_1}+E_{j_1'})}w(j_1j_1j_1j_1;\,0J'')\sqrt{2j_1+1}\times$$

$$\times\langle j_1'j_1;\,J''0|V_{12}|j_2^2;\,J''0\rangle\beta_{0J''}=$$

$$=\sum_{J''}\sqrt{2J''+1}\sqrt{\frac{1}{2j_1+1}}(-)^{2j_1}\frac{\langle j_1'j_1;\,J''|V_{12}|j_2^2;\,J''\rangle}{2E_{j_2}-(E_{j_1}+E_{j_1'})}\beta_{0J''},\tag{7}$$

式中 E_j 为核內中子在 j 态时的零級能量.

以上所給的各式是对应于滿壳层的靶核. 对于非滿壳层的偶-偶靶核，可以用类似的方法得到. 但在具体計算中，稍为有些不同. 例如对滿壳层外有两个中子的情况，这时要用到把四个粒子（辛弱数 $v=0$）拆成两两粒子（辛弱数分別为 0）的派生因子.

从上面所得的近似式(5)可以直接看出，伴有靶核核心激发的(dp)削裂反应，与通常的只涉及单粒子跃迁的(dp)削裂反应不同之处在于：在反应振幅中，前者多了一因子

$$\sqrt{\frac{2}{2j_1+1}}\,\alpha_{j_2J''=0}.$$

由于 $\alpha_{j_2J''=0}$ 甚小于 1，故前者的截面显然甚小于后者的截面. 但与角度有关的部分，两者都由一个具有确定 l 的球諧函数 $Y_{lm}(\mathbf{r})$ 来描述，故两者的角分布具有类似的結构，所不同的只是前者的軌角动量 l 系由空穴态的軌角动量来决定，而后者則由被捕进的中子軌角动量来决定. 这些定性結論，是与实驗結果一致的.

三、上述結果对几个具体反应事例的应用

为了能把理論結果和实驗比較，我們考虑所謂"核譜因子" S. 对于某一給定的跃迁过程的約化寬度 θ^2，系等于"核譜因子" S 乘以相应的单粒子約化寬度 θ_0^2[5]：

$$\theta^2=S\theta_0^2.\tag{8}$$

按 S 的定义，从(5)式我們立即可得

$$S_{理论}\simeq\left(\sqrt{\frac{2}{2j_1+1}}\,\alpha_{j_2J''=0}\right)^2=\frac{2}{2j_1+1}\,\alpha^2_{j_2J''=0}.\tag{9}$$

至于"核譜因子"的实驗値 $S_{实驗}$，它等于 $\dfrac{\theta^2}{\theta_0^2}$，其中的 θ^2，我們将取自文献[5]中从实驗値所得

的，而 θ_0^2 也将采用文献[5]中根据实驗材料所作的估計值.

例 1

$$\mathrm{Ca}^{40}(\mathrm{dp})\mathrm{Ca}^{41*}\left(E_x = 2.01\,\mathrm{MeV},\ J_B^\pi = \frac{3}{2}^+;\ E_x = 2.68\mathrm{MeV},\ J_B^\pi = \frac{1}{2}^+\right)$$

$$\mathrm{Ca}^{42}(\mathrm{dp})\mathrm{Ca}^{43*}\left(E_x = 0.99\,\mathrm{MeV},\ J_B^\pi = \frac{3}{2}^+;\ E_x = 1.96\,\mathrm{MeV},\ J_B^\pi = \frac{1}{2}^+\right)$$

Mitler[8]曾根据氘核削裂反应的相对截面和角分布的实驗資料，确定 Ca^{43} 的第三激态 $\left(E_x = 0.99\,\mathrm{MeV},\ J_B^\pi = \frac{3}{2}^+\right)$ 可能是因核心 Ca^{40} 的激发而来，其組态可能是 $d_{3/2}^{-1}(f_{7/2}^4)_0$；同时認为 Ca^{41} 的第二激发态 $\left(E_x = 2.01\,\mathrm{MeV},\ J_B^\pi = \frac{3}{2}^+\right)$ 也属同一类型的激发，其組态可能是 $d_{3/2}^{-1}(f_{7/2}^2)_0$.

根据 Macfarlane-French[5]所收集的氘核削裂反应的实驗資料，同样地可以确定 Ca^{41} 的激发能 $E_x = 2.68\,\mathrm{MeV}$ 的激发态 $\left(J_B^\pi = \frac{1}{2}^+\right)$ 和 Ca^{43} 的激发能 $E_x = 1.96\,\mathrm{MeV}$ 的激发态 $\left(J_B^\pi = \frac{1}{2}^+\right)$，也可能是因核心激发而来，它們的組态分别为 $2s_{1/2}^{-1}(f_{7/2}^2)_0$；$2s_{1/2}^{-1}(f_{7/2}^4)_0$.

(A) (1) $\mathrm{Ca}^{40}(\mathrm{dp})\mathrm{Ca}^{41*}\left(E_x = 2.01\,\mathrm{MeV}, J^\pi = \frac{3}{2}^+;\ Q = 4.13\,\mathrm{MeV}\right)$,

(2) $\mathrm{Ca}^{42}(\mathrm{dp})\mathrm{Ca}^{43*}\left(E_x = 0.99\,\mathrm{MeV}, J^\pi = \frac{3}{2}^+;\ Q = 4.72\,\mathrm{MeV}\right)$.

在这二个反应事例中，$l_1 = 2,\ j_1 = \frac{3}{2},\ l_2 = 3,\ j_2 = \frac{7}{2}$. 对情况(1)，由(6)式和(7)式有

$$\alpha_{j_2} = \frac{\langle j_2^2;\ 0|V_{12}|j_1^2;\ 0\rangle}{2(E_{j_2} - E_{j_1})} = \frac{\langle f_{7/2}^2;\ 0|V_{12}|d_{3/2}^2;\ 0\rangle}{2(E_{f_{7/2}} - E_{d_{3/2}})},$$

$$\beta_{j_1'} \gtrsim \frac{\langle j_1^1 j_1;\ 0|V_{12}|j_2^2;\ 0\rangle}{2\,E_{j_2} - (E_{j_1} + E_{j_1'})} = \frac{\langle d_{3/2}d_{3/2}';\ 0|V_{12}|f_{7/2}^2;\ 0\rangle}{2E_{f_{7/2}} - (E_{d_{3/2}} + E_{d_{3/2}'})},$$

上式的矩陣元中的波函数，我們采用諧振子波函数，波函数的延伸度 $\nu\left(\frac{\hbar^2\nu}{m} = \hbar\omega\right)^{[6]}$，对于 Ca，我們取为 $2.08 \times 10^{25}\,\mathrm{cm}^{-2}$，这相应于核半径 $R = 1.33A^{1/3} \times 10^{-13}\,\mathrm{cm}$，且組态为 $f_{7/2}$ 的最外核子处于核的边緣.

二体相互作用势 V_{12} 我們采用高斯势和湯川势两种:

$$V_{\text{高斯}} = V_0 e^{-ar^2}\left[\frac{1}{2}(1 + P_M)\right],$$

$$V_{\text{汤川}} = V_0' \frac{e^{-r/b}}{r/b}\left[\frac{1}{2}(1 + P_M)\right],$$

式中 P_M 为空間交换算符.

在高斯势的情况下，根据自由 p-n 散射实驗数据，取 $V_0 = -70.8\,\mathrm{MeV}$，$a^{-1} = 2.245 \times \times 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$，我們算得

$$\langle d_{3/2}^2;\ 0\,|\,V_{\text{高斯}}\,|\,f_{7/2}^2;\ 0\rangle = 2.1\ \text{MeV}.$$

在湯川势的情况下，取 $b = 1.37 \times 10^{-13}$ cm（相应于一个 π 介子质量 $276\ m_e$），如取 $V_0' = -56$ MeV，則矩陣元 $\langle d_{3/2}^2;\ 0\,|\,V_{\text{汤川}}\,|\,f_{7/2}^2;\ 0\rangle$ 将有同样数值，同时得到

$$\langle f_{7/2}^2;\ 0\,|\,V_{\text{汤川}}\,|\,d_{3/2}d'_{3/2};\ 0\rangle = 0.25\ \text{MeV}.$$

現在来討論 $E_{f_{7/2}}$ 与 $E_{d_{3/2}}$，$E_{d'_{3/2}}$ 能級間距.

(i) $E_{f_{7/2}}$ 与 $E_{d_{3/2}}$ 之差：

根据相应于 Ca 的 ν 値，可得諧振子能級間距 $\hbar\omega = \frac{\hbar^2}{m}\nu = 8.5$ MeV. 已知由于 $\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}$ 耦合，对 $j = l + \frac{1}{2}$ 的态，能量将下降 $\Delta_{l+\frac{1}{2}} = la_lA^{-2/3}$；对 $j = l - \frac{1}{2}$ 的态，能量将增大 $\Delta_{l-\frac{1}{2}} = (l+1)a_lA^{-2/3}$，其中 a_l 是与自旋-軌道相互作用以及組态有关的因子；A 是核的質量数. 在 O^{17} 的实驗能級中，$d_{3/2}$ 与 $d_{5/2}$ 二条能級的劈裂为 5.1 MeV，所以可得 $a_d = \frac{\Delta_{l-\frac{1}{2}} + \Delta_{l+\frac{1}{2}}}{2l+1}A^{2/3} = \frac{5.1}{5}(17)^{2/3} = 17^{2/3}$ MeV. 在 Ca^{41} 的实驗能級中，$f_{5/2}$ 与 $f_{7/2}$ 二条能級的劈裂为 6.3 MeV，故可得 $a_f = \frac{6.3}{7}(41)^{2/3} = 0.9(41)^{2/3}$ MeV. 这样，在 Ca^{41} 中，因 $\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}$ 耦合力，态 $f_{7/2}$ 的能量将下降 $\Delta_{f_{7/2}} = la_fA^{-2/3} = 3(0.9)(41)^{2/3}(41)^{-2/3} = 2.7$ MeV，而态 $d_{5/2}$ 的能量将下降 $\Delta_{d_{5/2}} = la_dA^{-2/3} = 1$ MeV，从而 $E_{f_{7/2}} - E_{d_{5/2}} = \hbar\omega - (\Delta_{f_{7/2}} - \Delta_{d_{5/2}}) = 8.5 - 1.7 = 6.8$ MeV. 由自旋-軌道劈裂 $(\Delta_{l-\frac{1}{2}} + \Delta_{l+\frac{1}{2}}) = (2l+1)a_lA^{-2/3}$，又可得，在 Ca^{41} 中，$E_{d_{3/2}} - E_{d_{5/2}} = 5a_d(41)^{-2/3} = 2.7$ MeV. 綜上所述，就近似得到

$$E_{f_{7/2}} - E_{d_{3/2}} = (E_{f_{7/2}} - E_{d_{5/2}}) - (E_{d_{3/2}} - E_{d_{5/2}}) \simeq 4.0\ \text{MeV}.$$

从以上討論可知，这个所得的量与 ν 綫性相关，选择 ν 值的不确定性，将影响到所得的量. 但是，当 $(E_{f_{7/2}} - E_{d_{3/2}})$ 因 ν 而增大时，二体相互作用矩陣元也同样增大，故組态混合系数将近似地保持不变.

(ii) $E_{f_{7/2}}$ 与 $E_{d'_{3/2}}$ 之差：

从 $d_{3/2}$ 到 $d'_{3/2}$ 态（即从 $1d_{3/2}$ 到 $2d_{3/2}$ 态），中間隔着一奇宇称的大壳，故

$$E_{d'_{3/2}} - E_{d_{3/2}} = 2\hbar\omega \simeq 2 \times 8.5 = 17\ \text{MeV}.$$

由上面(i)的討論，$E_{f_{7/2}} - E_{d_{3/2}} \simeq 4$ MeV，故

$$E_{d'_{3/2}} - E_{f_{7/2}} = (E_{d'_{3/2}} - E_{d_{3/2}}) - (E_{f_{7/2}} - E_{d_{3/2}}) \simeq 13\ \text{MeV}.$$

綜合以上結果，最后得到

$$\alpha_f^2 \simeq \left(\frac{2.1}{2\times 4}\right)^2 = 0.07;\quad \beta_{d'}^2 \lesssim \left(\frac{0.25}{9}\right)^2 = 0.0008.$$

故由上述(9)式得

$$S_{\text{理论}}(d_{3/2}^{-1}) \simeq \begin{cases} \frac{1}{2}(0.07) = 0.035\ [\text{对 (dp) } Ca^{41*}\ E_x = 2.01], \\ \frac{1}{2}\left(0.07 \times \frac{3}{2}\right) = 0.052\ [\text{对 (dp) } Ca^{43*}\ E_x = 0.99], \end{cases}$$

而

$$S_{\text{实验}} = \frac{\theta^2}{\theta_0^2} \simeq \begin{cases} 0.0012/0.035 = 0.034\ [\text{对 (dp) } Ca^{41*}\ E_x = 2.01], \\ 0.001/0.030 = 0.033\ \ [\text{对 (dp) } Ca^{43*}\ E_x = 0.99]. \end{cases}$$

(B) (1) $Ca^{40}(dp)Ca^{41*}\left(E_x = 2.68\ \text{MeV},\ J^\pi = \frac{1}{2}^+;\ Q = 3.46\ \text{MeV}\right)$

(2) $Ca^{42}(dp)Ca^{43*}\left(E_x = 1.96\ \text{MeV},\ J^\pi = \frac{1}{2}^+;\ Q = 3.75\ \text{MeV}\right)$

在这二个反应事例中，$l_1 = 0$，$j_1 = \frac{1}{2}$，$l_2 = 3$，$j_2 = \frac{7}{2}$. 对情况(1)，由(6)式有

$$\alpha_{j_2} = \frac{\langle 2s_{1/2}^2;\ 0|V_{12}|f_{7/2}^2;\ 0\rangle}{2(E_{f_{7/2}} - E_{2s_{1/2}})},$$

$\beta_{j_1'}$ 較之 α_{j_2} 甚小，我們略去不計.

象(A)中一样，我們采用諧振子波函数，二体相互作用势采用高斯势，v, a 及 V_0 等参数亦取同样的値，則

$$\langle 2s_{1/2}^2;\ 0|V_{12}|f_{7/2}^2;\ 0\rangle = 1.3\ \text{MeV},$$

而

$$E_{f_{7/2}} - E_{2s_{1/2}} = (E_{f_{7/2}} - E_{d_{5/2}}) - (E_{2s_{1/2}} - E_{d_{5/2}}).$$

在上例(A)中，已估計得 $E_{f_{7/2}} - E_{d_{5/2}} \simeq 6.8$ MeV. 用类似方法，应用 O^{17} 实驗能譜中 $d_{5/2}$ 和 $2s_{1/2}$ 二条能級的間距 0.87 MeV，及 $d_{3/2}$ 和 $d_{5/2}$ 的劈裂 5.1 MeV，可得

$$\begin{aligned} E_{2s_{1/2}} - E_{d_{5/2}} &= E_{2s} - E_d(\mathbf{l}\cdot\mathbf{s} = 0) + \Delta_{d_{5/2}}(\text{Ca}) = \\ &= 0.87 - \Delta_{d_{5/2}}(\text{O}) + \Delta_{d_{5/2}}(\text{Ca}) = 0.87 - 2 + 1 \simeq 0, \\ &\therefore\quad E_{f_{7/2}} - E_{2s_{1/2}} \simeq 7\ \text{MeV}. \end{aligned}$$

最后，我們有

$$\alpha_f^2 \simeq \left(\frac{1.3}{2\times 7}\right)^2 = 0.009.$$

由(9)式得

$$S_{\text{理论}}(2s_{1/2}^{-1}) \simeq \begin{cases} 0.009 & [\text{对}\ (dp)\ Ca^{41*}\ E_x = 2.68], \\ \left(0.009 \times \frac{3}{2}\right) = 0.014 & [\text{对}\ (dp)\ Ca^{43*}\ E_x = 1.96]; \end{cases}$$

而

$$S_{\text{实験}} = \frac{\theta^2}{\theta_0^2} \simeq \begin{cases} \frac{0.0005}{0.08} = 0.006\ [\text{对}\ Ca^{40}(dp)Ca^{41*}\ E_x = 2.68\ \text{MeV}], \\ \frac{0.0013}{0.08} = 0.016\ [\text{对}\ Ca^{42}(dp)Ca^{43*}\ E_x = 1.96\ \text{MeV}]. \end{cases}$$

例 2. $Si^{28}(dp)Si^{29*}\left(E_x = 2.03\ \text{MeV},\ J^\pi = \frac{5}{2}^+;\ Q = 4.22\ \text{MeV}\right)$

根据文献[5]和[7]中所收集的实驗材料，同样可确定剩余核 Si^{29*} 的 2.03 MeV 能级的組态可能是$(2s_{1/2}^2)_0\, d_{5/2}^{-1}$. 在这个反应事例中，$l_1 = 2$, $j_1 = 5/2$; $l_2 = 0$, $j_2 = \frac{1}{2}$. 采用同(B)中类似的方法，可估計組态 $2s_{1/2}$ 与 $d_{5/2}$ 之能級間距为

$$\begin{aligned} E_{2s_{1/2}} - E_{d_{5/2}} &= E_{2s} - E_d(\mathbf{l}\cdot\mathbf{s} = 0) + \Delta_{d_{5/2}}(\text{Si}) = 0.87 - \Delta_{d_{5/2}}(\text{O}) + \Delta_{d_{5/2}}(\text{Si}) = \\ &= 0.87 - 2 + 2\left(\frac{17}{29}\right)^{2/3} = 0.3\ \text{MeV}. \end{aligned}$$

因現在的能級間距較小，故不能用通常微扰法求出組态混合系数，而需要用变分法，解久

期方程.

我們仍采用諧振子波函数及二体高斯相互作用势. 波函数的延伸度 ν 取为 $1.84 \times \times 10^{25}\,\text{cm}^{-2}$,这相当于核半径 $R = 1.40A^{1/3} \times 10^{-13}\,\text{cm}$, 且組态为 $2s_{1/2}$ 的最外核子处于核的边緣. a 及 V_0 等参数取与(A)中一样的值. 只考虑单态相互作用的貢献,則有

$$\langle (s_{1/2}^2)_0 | V_{12} | (s_{1/2}^2)_0 \rangle = -2.27\text{MeV},$$
$$\langle (d_{5/2}^2)_0 | V_{12} | (d_{5/2}^2)_0 \rangle = -2.76\text{MeV},$$
$$\langle (d_{5/2}^2)_0 | V_{12} | (s_{1/2}^2)_0 \rangle = -0.89\text{MeV}.$$

由变分法可解得 $\alpha_s^2 \simeq 0.24$,

$$\therefore \quad S_{\text{理论}}(d_{5/2}^{-1}) \simeq \left(\sqrt{\frac{1}{3}}\,\alpha_s\right)^2 \simeq 0.08,$$

而

$$S_{\text{实验}} = \frac{\theta^2}{\theta_0^2} \simeq \frac{0.005}{0.035} = 0.14.$$

例 3.　$O^{16}(\text{dp})\,O^{17*}\left(E_x = 3.06\text{ MeV},\ J_B^\pi = \frac{1}{2}^-;\ Q = -1.14\text{ MeV}\right)$

在这个反应事例中，剩余核的可能組态为 $p_{1/2}^{-1}(d_{5/2}^2)_0$[6], 因而有 $l_1=1$, $j_1=\frac{1}{2}$, $l_2=2$, $j_2=\frac{5}{2}$.

象例 1 中一样，我們采用諧振子波函数及二体高斯相互作用势(同时，通常力和空間交換力各为 $\frac{1}{2}$). 考虑到核半径 $R = r_0A^{1/3}$ 并非完全确定，因而影响到波函数延伸度 ν 及 $\hbar\omega$ 的不确定. 在这里,我們选取四个 r_0 的值,而 a 及 V_0 等参数仍取如前的值，以考察 r_0 变化对計算結果的影响. 对相互作用着的組态間的能級間距,仍仿照例 1 中所述的估計办法. 由(9)式和(6)式,我們得

$$S_{\text{理论}}(p_{1/2}^{-1}) \simeq \frac{2}{2j_1+1}\,\alpha_{d_{5/2}}^2 \simeq \left[\frac{\langle (p_{1/2}^2)_0 | V_{12} | (d_{5/2}^2)_0 \rangle}{2(\hbar\omega - 6.0)}\right]^2 \simeq$$
$$\simeq \begin{cases} (3.0/11.2)^2 = 0.072 & r_0 = 1.40, \\ (3.7/14.8)^2 = 0.063 & r_0 = 1.30, \\ (4.8/19.6)^2 = 0.060 & r_0 = 1.20, \\ (5.4/22.2)^2 = 0.059 & r_0 = 1.15. \end{cases}$$

从上述結果看出,尽管 r_0 (因而 $\hbar\omega$)有較大的变化,但 $S_{\text{理论}}$ 变化不大. 这正是例 1 中所指出的結果.

因实驗上尚未測出相应的約化寬度，所以尚无核譜因子的实驗值可以和这里的理論估計值直接比較.

四、結　束　語

1. 从上述理論結果可以看出，伴有靶核核心激发的 (dp) 反应截面，主要是由于靶核中的壳模型組态混合所貢献,而反应角分布的特征峯,系由空穴态的軌道角动量量子数决

定. 核譜因子 S 的理論值和实驗值,在实驗值的誤差范围內,大体相合. 这里理論的本身有不少粗糙的处理,而实驗值的誤差也还較大($\sim 20\%$)[5],所以在理論上进行更細致工作的同时,还須提高实驗值的精确度. 这里所得的靶核基态的混合系数,只在数量級上有意义,为了得到更精确的值,还須分析象跃迁几率等别的一些物理量的实驗值.

2. 在理論上估計混合系数时,含有 ν, R 及 a, b, V_0 等参数. ν 与 R 成反比关系,R 变 ν 也随之变,但在第三节例 1 中曾指出,当組态能級差涉及大壳的間距时,ν 的变化对結果的影响可以抵消. a, b 二参数,代表核力力程,根据散射实驗或 π 介子質量决定,常取为固定参数,而把相互作用強度 V_0 取为可变参数. 如把 V_0 从 70.8 MeV 增至 80 MeV 或減至 60 MeV 时,显然 $S_{\text{理论}}$ 作如下变化:

$$S_{\text{理论}}(V_0 = 80) = 1.27 S_{\text{理论}}(V_0 = 70.8),$$

$$S_{\text{理论}}(V_0 = 60) = 0.72 S_{\text{理论}}(V_0 = 70.8).$$

这种变化,仍然是在目前的实驗誤差之內.

本工作曾得到于敏先生和周孝謙先生的关心和指教,黃唯志和陈苏卿同志曾热情地参与有益的討論,在此一并表示衷心的感謝.

参 考 文 献

[1] Butler, S. T., *Proc. Roy. Soc.*, **A208** (1951), 559; Bethe, H. A. and Butler, S. T., Phys. Rev., **85** (1952), 1045; Butler, S. T., Phys. Rev., **88** (1952), 685.
Butler, S. T., Phys. Rev., **88** (1952), 685.
[2] Ohai, S. and Sano, M., *Prog. Theo. Phys.*, **14** (1955), 399; **15** (1956), 203; McEllistrem, M. T., et al., *Phys. Rev.*, **111** (1958), 1637.
[3] Newns, H. C., *Proc. Phys. Soc.*, **A66** (1953), 477; Tobocman, W., *Phys. Rev.*, **94** (1954), 1655; Tobocman, W. and Kalos, M. H., *Phys. Rev.*, **97** (1955), 132; Huby, R., et al., *Nucl. Phys.*, **9** (1958), 94; Tobocman, W., *Phys. Rev.*, **115** (1959), 98; Robson, D., *Nucl. Phys.*, **22** (1961), 34.
[4] 例如:Satchler, G. R., *Ann. Phys.*, **3** (1958), 275; Sawicki, J., *Nucl. Phys.*, **6** (1958), 575; **7** (1958), 503; Sawicki, J. and Satchler, G. R., *Nucl. Phys.*, **7** (1958), 289.
[5] Macfarlane, M. H. and French, J. B., *Rev. Mod. Phys.*, **32**(1960), 567.
[6] Redlich, M. G., *Phys. Rev.*, **95** (1954), 448.
[7] Holt, J. R., et al., *Proc. Phys. Soc.*, **A66** (1953), 475.
[8] Mitler, H. E., *Nucl. Phys.*, **23** (1961), 200.

THE (*dp*) STRIPPING REACTIONS WITH THE TARGET CORE EXCITATION

CHIU SIH-TJUEN

ABSTRACT

The present paper studies the (*dp*) stripping reactions with the target core excitation. In this case, we assume that the target nucleus and the residual nucleus contain the conventional shell model configuration and other configurations mixed by the nucleon-nucleon residual interaction.

We derive the differential cross section formula for the reaction process based on the above assumption. The formula shows that the contribution to the reaction cross section is mainly due to the configuration mixing of target nucleus. We may expect that the cross section values are rather small, because the admixture in general is weak. The formula also shows that the characteristic peak of the reaction angular distribution is determined by the orbital angular momentum quantum number of the hole state which is created during the core excitation. These two conclusions are consistent with experimental results for this type of reactions.

We apply this formula to calculate the "spectroscopic factors" for six reaction events. The theoritical values of the "spectroscopic factors", within the experimental errors, agree with those extracted from the experimental data.