

$C^{12}(d, p)C^{13}$ 反应中存在一个 中间结构的可能性

韩树奎 李庆利 周恩臣 赵葵
吕富保 李志常 路秀琴 姜承烈

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

在氘核能量为 0.5—2.5MeV 能区, 测量了 $C^{12}(d, d)C^{12}$, $C^{12}(d, p_0)C_{g.s.}^{13}$, $C^{12}(d, p_1)C_{1st}^{13}$, $C^{12}(d, p_2)C_{2nd}^{13}$ 和 $C^{12}(d, p_3)C_{3rd}^{13}$ 反应在几个角度上的激发函数, 及在一些能量点上的角分布。

围绕 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 附近, 在角分布和激发函数中出现有规律变化趋势, 讨论了不同反应机制之间相干, 并探讨了孤立“门态”存在的可能性。

一、引 言

许多工作研究了 $E_d < 3.0\text{MeV}$ $C^{12} + d$ 反应^[1-21], 其中大部分工作是测量 $C^{12}(d, p_0)C_g^{13}$ 和 $C^{12}(d, p_1)C_{1st}^{13}$ 反应的激发函数和角分布及 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 的激发函数。对于 $C^{12}(d, p_2)C_{2nd}^{13}$ 及 $C^{12}(d, p_3)C_{3rd}^{13}$ 反应, 由于反应 Q 值比较低, 测量工作不多^[6,7,12]。

以前对 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 反应的测量, 按其研究目的可大致分为如下几个方面。

1. 研究这些反应所形成的复合核 N^{14} 的能级特性及这些能级之间的相干问题^[1,5,7,8,14]。

2. 研究这些反应的角分布, 并与 Butler 简单削裂理论进行了比较, 从而验证 Wilkison 提出的低 Q 值反应理论^[2,13]。

3. 研究核反应中复合核反应与直接相互作用之间的竞争及相干问题^[2,3,6,10,12,15,19,21]。

值得指出的是 A. P. Stamp^[16] 讨论了在 $d + C^{12}$ 反应中, 在削裂直接相互作用中非弹性激发的二步过程是重要的。N. E. Davison^[20] 等人利用 $C^{12}(d, p_1)C_{1st}^{13}$ 反应在 $E_d = 2.71\text{MeV}$ 共振对 A. P. Stamp 提出的理论进行了验证。

在有些情况下, 在低能氘核引起的核反应中, 复合核反应是占优势的。因此, 在激发函数中表现出一系列的共振。但是由于 C^{12} 核的 (d, p_1) , (d, p_2) , (d, p_3) 反应具有低的反应 Q 值, 因而这些反应有时具有较大的直接相互作用贡献, 这表现在一些角分布中出现典型的削裂图象。而在激发函数中, 共振叠加在一个随能量变化缓慢的宽的结构上。复

合核反应和直接相互作用同时出现, 相互竞争。这样在两种反应机制之间发生相干的可能性就增加了。

近年来, 在激发函数的结构现象的研究中, 发现在统计区不仅有粗糙结构 ($\Gamma = 1-2\text{MeV}$), 及精细结构 ($\Gamma \approx$ 几个 KeV) 存在, 而且有中间结构的存在 ($\Gamma =$ 几十一几百个 KeV)。这些中间结构往往在各反应道之间存在着关联。当做高分辨实验时, 在中间结构中有很多复合核涨落或共振。研究表明, 这种中间结构反映了反应机制中中间过程的存在, 即“门态”的存在。这使核反应机制朝着统一的理解迈出了一步^[22,23]。当然这些研究通常是对较重的靶核和在能量较高的能区(十几个 MeV) 进行的。

我们认为在直接反应机制与复合核反应机制同时存在的反应中, 不仅两种反应机制发生相干的可能性大大地增加, 而且还存在这种中间过程即“门态”的可能性。因此, 在低能氘引起的一系列负 Q 值核反应中, 寻找孤立“门态”或许是可能的。本工作就是这方面的一个尝试。

我们在 $0.5 \leq E_d \leq 2.5\text{MeV}$ 能区进行了 C^{12} 核的 (d, d) , (d, p_0) , (d, p_1) , (d, p_2) 和 (d, p_3) 反应的实验测量, 在 $1.6 \leq E_d \leq 2.0\text{MeV}$ 能区, 过去没有 (d, p_2) , (d, p_3) 反应道数据, 在这里我们测量到 (d, p_2) 反应道在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 有一个强的共振¹⁾, 围绕这个共振我们进行了讨论。

二、实验装置及实验方法

实验是在 2.5MeV 静电加速器上进行的。离子流经磁分析器偏转 90° 后, 由一对四极透镜聚焦后进入靶室。磁分析器磁场用核磁共振法测量, 并用 $Li^7(p, n)Be^7$ 阈能反应 ($E_p = 1.88036\text{MeV}$) 及 $Al^{27}(p, \gamma)Si^{28}$ 共振反应 ($E_p = 991.82\text{KeV}$) 刻度能量。能量散度及准确度为 $(0.2-0.5)\%$ 。

我们采用两套靶室和探测系统分别对这些反应道进行测量。一个是结构比较简单的转动靶室, 一个是带有磁分析器的半导体探测器带电粒子谱仪及其靶室系统。这两套靶室及探测系统分别已在报告[23]及[24]中做了介绍。

靶子采用无衬底薄碳膜, 厚度约为 $10-20\mu\text{g}/\text{cm}^2$, 它是在真空蒸发系统中, 用碳棒做电极, 将其本身加热蒸发, 使其附在涂有脱膜剂的玻璃板上, 然后将玻璃板放到蒸馏水中溶解脱膜剂, 使碳膜浮到水平面, 用适当孔径的靶框捞取而得。

探测器为金-硅面垒形半导体探测器, 由探测器出来的脉冲经电荷灵敏前置放大器后, 送到 4096 道脉冲幅度分析器进行能谱分析。

对于弹性散射氘和 p_0 粒子群, 我们用简单的转动靶室进行测量。在测量 p_0 时, 为了分出在某些能量和角度上混在其中的 $O^{16}(d, \alpha_0)N_2^4$, 在探测器前加了 $6\mu\text{m}$ 厚的铝吸收片, 选用电阻率大于 $2000\Omega\text{-cm}$ 的半导体探测器, 以保证能够全部阻止 p_0 。为了减少 $O^{16}(d, d)O^{16}$ 以及其他杂质的 (d, d) 反应对 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 的干扰, 我们把蒸靶时用的肥皂脱膜剂改成碘化铯脱膜剂。这样就减少了靶物质中的氢、氧等杂质的含量, 改善了 $C^{12}(d,$

1) 在本测量工作结束时, 看到 S. Tryti^[15] 利用 r 射线形状分析, 也得到了 (d, p_2) 反应道在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 的共振。

$d)C^{12}$ 能谱的分辨,见图1. 我们对靶室零点和靶点位置做了校准,在测量每一条弹性散射角分布曲线时,测量角区由 -160° — $+160^\circ$, 对靶室零点进行了现场刻度.

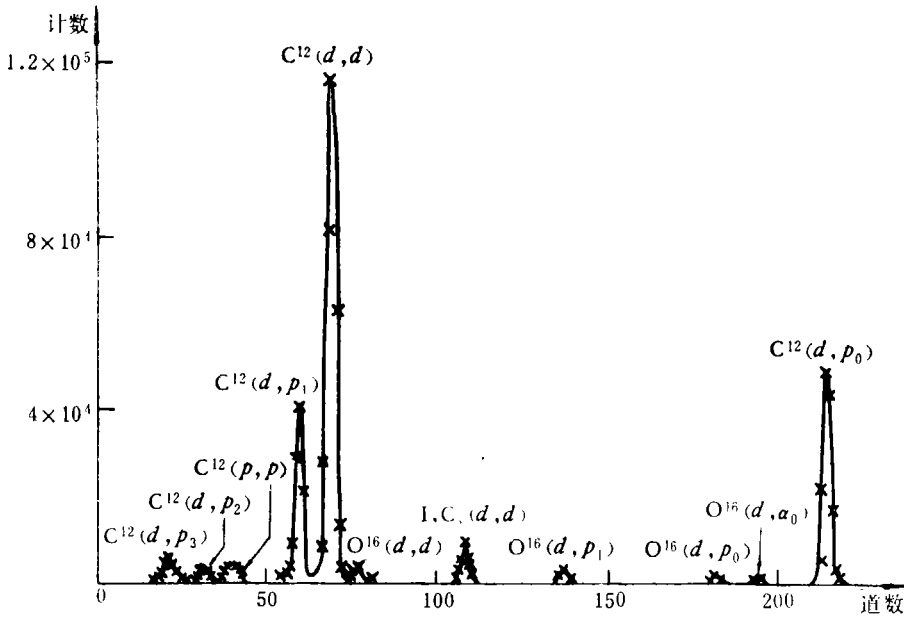


图1 $D+$ 碳膜 (CsI 脱膜剂) $E_d = 2.032\text{MeV}$ $\theta_L = 90^\circ$

p_1, p_2, p_3 三群质子都是从负 Q 值反应中产生的, 对应的 Q 值分别为 $-0.37, -0.96, -1.13\text{MeV}$, 它们的能谱位于弹性散射以下, 并叠加在很强的本底上面. 我们利用带有磁分析器的半导体探测器带电粒子谱仪分辨和选取这三群粒子, 得到了较好的结果. 在某些情况下, 杂质反应 $C^{12}(p, p)C^{12}$, $H(d, p)D$ 往往在小于 40° 对 $C^{12}(d, p_2)C^{13}_{ind}$, $C^{12}(d, p_3)C^{13}_{rd}$ 的测量造成很强的干扰. 致使我们未能获得 p_3 群较完整的数据. 只在 $35^\circ, 90^\circ$ 较为有利的条件下测量了上述反应道的激发函数, 也未能得到 p_2 群在前角区 2.0 — 2.26MeV 能区激发函数的数据.

在图2中给出了在我们实验中测得的一组典型能谱. 其中 I 是表征磁场励磁电流的量, ψ 是探测器在磁截面内转角, (a) 是当 $I = 0, \psi = 0^\circ$ 时测得的全能谱, 可以明显看到能量低于 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 群的各粒子群都受到弹性散射“低能尾巴”, 及杂质反应的干扰, 我们甚至无法找到被湮没了的 p_3 群的痕迹. (b)—(h) 是分别在不同的励磁电流 I (图中给出的值是在标准电阻上的压降) 和 ψ 值下选取的各粒子群的能谱. 图中的各个梯形是相应于各粒子群的探测效率-能量曲线的实际位置. 由图中可见, 选出的质子群已不受弹性散射“尾巴”的干扰, 但 p_2, p_3 群还受到一些 γ 本底的干扰, 不过已不影响实验的进行了. 这里所给的是 p_2, p_3 群较弱和较难测量的条件, 在大部分情况下, 对 p_2, p_3 群的分辨好于图中的情况.

在用称重法确定靶厚测量核反应截面绝对值时, 往往要求制备较厚 (大于 $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$) 和较均匀的靶. 这样制成的靶机械强度往往较差, 在束流轰击时靶物质容易脱落, 不能保

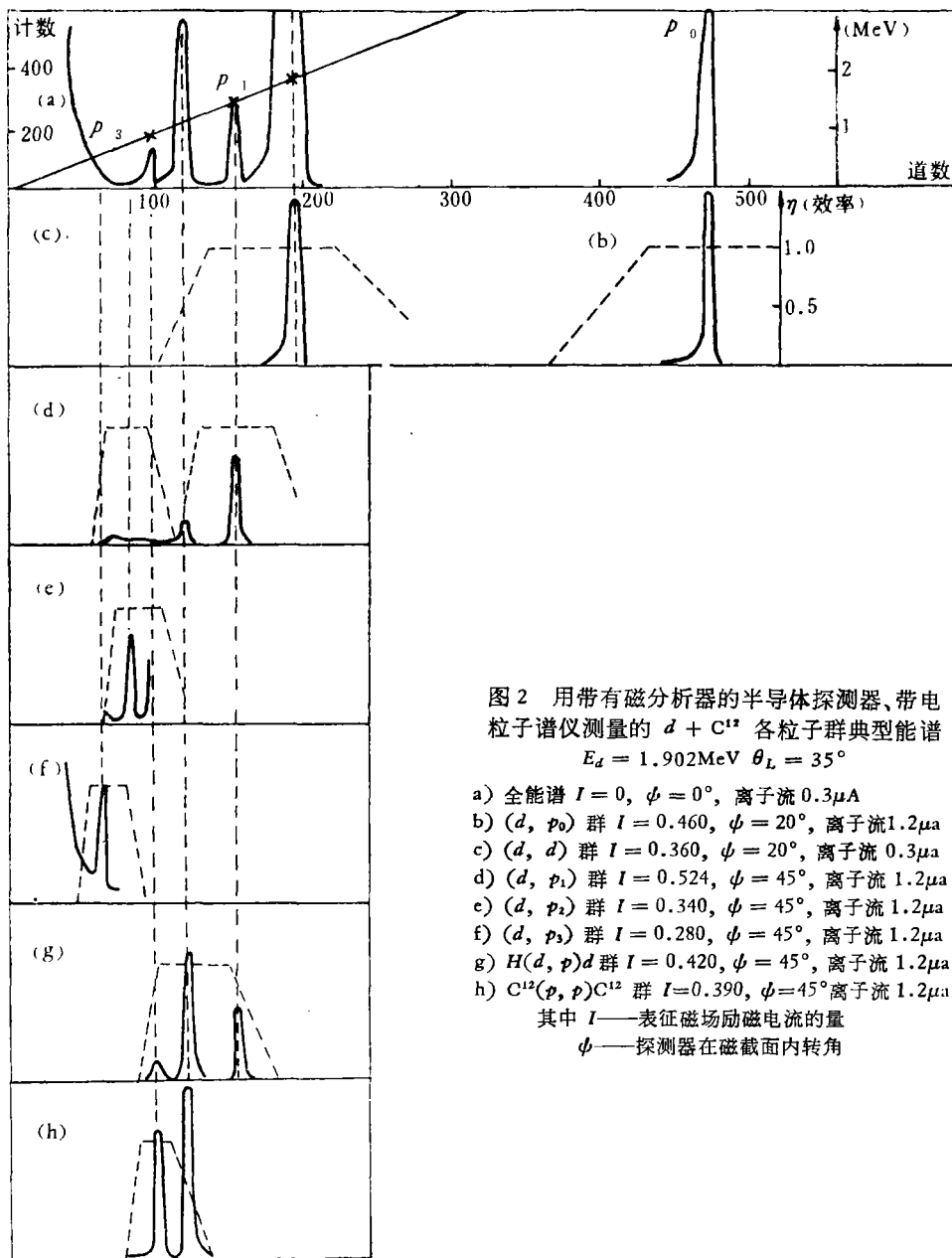


图 2 用带有磁分析器的半导体探测器、带电粒子谱仪测量的 $d + C^{12}$ 各粒子群典型能谱

$E_d = 1.902\text{MeV}$ $\theta_L = 35^\circ$

- a) 全能谱 $I = 0$, $\phi = 0^\circ$, 离子流 $0.3\mu\text{A}$
- b) (d, p_0) 群 $I = 0.460$, $\phi = 20^\circ$, 离子流 $1.2\mu\text{a}$
- c) (d, d) 群 $I = 0.360$, $\phi = 20^\circ$, 离子流 $0.3\mu\text{a}$
- d) (d, p_1) 群 $I = 0.524$, $\phi = 45^\circ$, 离子流 $1.2\mu\text{a}$
- e) (d, p_2) 群 $I = 0.340$, $\phi = 45^\circ$, 离子流 $1.2\mu\text{a}$
- f) (d, p_3) 群 $I = 0.280$, $\phi = 45^\circ$, 离子流 $1.2\mu\text{a}$
- g) $H(d, p)d$ 群 $I = 0.420$, $\phi = 45^\circ$, 离子流 $1.2\mu\text{a}$
- h) $C^{12}(p, p)C^{12}$ 群 $I = 0.390$, $\phi = 45^\circ$ 离子流 $1.2\mu\text{a}$

其中 I ——表征磁场励磁电流的量

ϕ ——探测器在磁截面内转角

证测量所要求的均匀度。在测量中,因靶上碳沾污的积累也会使靶厚发生变化。因之,我们采用与库仑弹性散射截面比较的方法确定反应微分截面的绝对值。采用这种方法可以消除很多系统的和统计的误差。

为此,必须首先确定属于纯库仑弹性散射的能区和角区。我们利用简单靶室在两个较低的人射能量点 $E_d = 556\text{KeV}$ 和 $E_d = 720\text{KeV}$ 处,测量了 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 反应的角分布。发现相应于单位入射粒子数的反应产额与卢瑟福截面的比值,在 556KeV 处从 20° 到 160°

均为常数,而在 720KeV 处,这个范围是从 20° 到 120° . 在 90° 测量的 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 反应的激发函数也表明,在 $E_d = 500-700\text{KeV}$ 能区,相应于单位入射粒子数的反应产额与 E^2 成反比关系变化.

根据上述情况,我们选择 $\theta_l = 90^\circ$, $E_d = 556\text{KeV}$ 处, $C^{12}(d, d)C^{12}$ 反应的卢瑟福截面做为绝对值的归一化点.

三、实验结果及误差

1. 激发函数的相对测量及误差

在激发函数的相对测量中,能量的步长 $10-20\text{KeV}$,为了避免和监督在氘束流轰击过程中靶厚的变化,先用较大的束流($\sim 2\mu\text{A}$)轰击靶一段时间,然后在小束流($\sim 0.5\mu\text{A}$)条件下进行测量,同时在测量过程中,经常回到激发函数比较平缓的部分,用以监督靶厚的变化.实验结果表明,由于氘束流的轰击使靶物质脱落而引起靶物质变薄;由于靶室中油蒸汽在靶上的碳化而引起靶物质的变厚;靶厚的不均匀和靶点的漂移而引起靶厚的变化.综合上述各因素,在激发函数的测量中,靶厚的变化小于 5% .

能量为 E_d 的单能入射氘,通过碳膜后有一定的能量损失,在 $E_d = 700\text{KeV}$ 时,由靶厚而引起的能量损失为 7KeV .

由加速器加速后的氘束流,在引出管道及靶室内与残余气体分子相碰撞时,可能俘获电子而成为中性氘粒子.实验表明,在 $E_d > 0.8\text{MeV}$ 时,入射粒子的中性成份可以忽略.

束流积分器的误差 $\sim 1\%$,由靶点漂移而引起的探测器立体角的变化 $\sim 2\%$.

我们将统计误差按统计相加,系统误差取代数相加,总误差为统计误差与系统误差之和.

$C^{12}(d, d)C^{12}$, $C^{12}(d, p_0)C^{13}_g$, $C^{12}(d, p_1)C^{13}_{\text{int}}$, $C^{12}(d, p_2)C^{13}_{2nd}$, $C^{12}(d, p_3)C^{13}_{3rd}$ 的激发函数表示在图 3—7 中,其测量相对误差列于表 1 中.

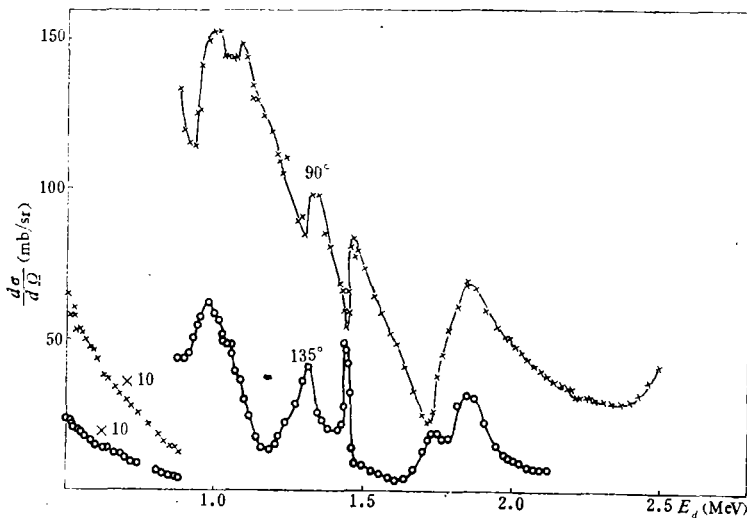


图 3(a) $C^{12}(d, d)C^{12}$ 激发函数

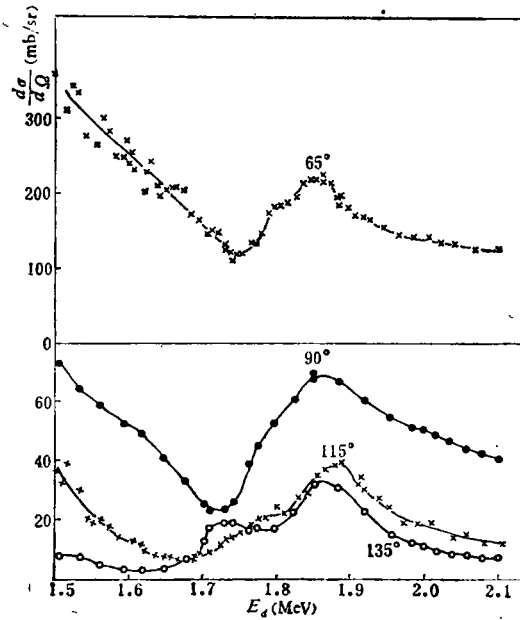


图 3(b) $C^{12}(d, d)C^{12}$ 激发函数

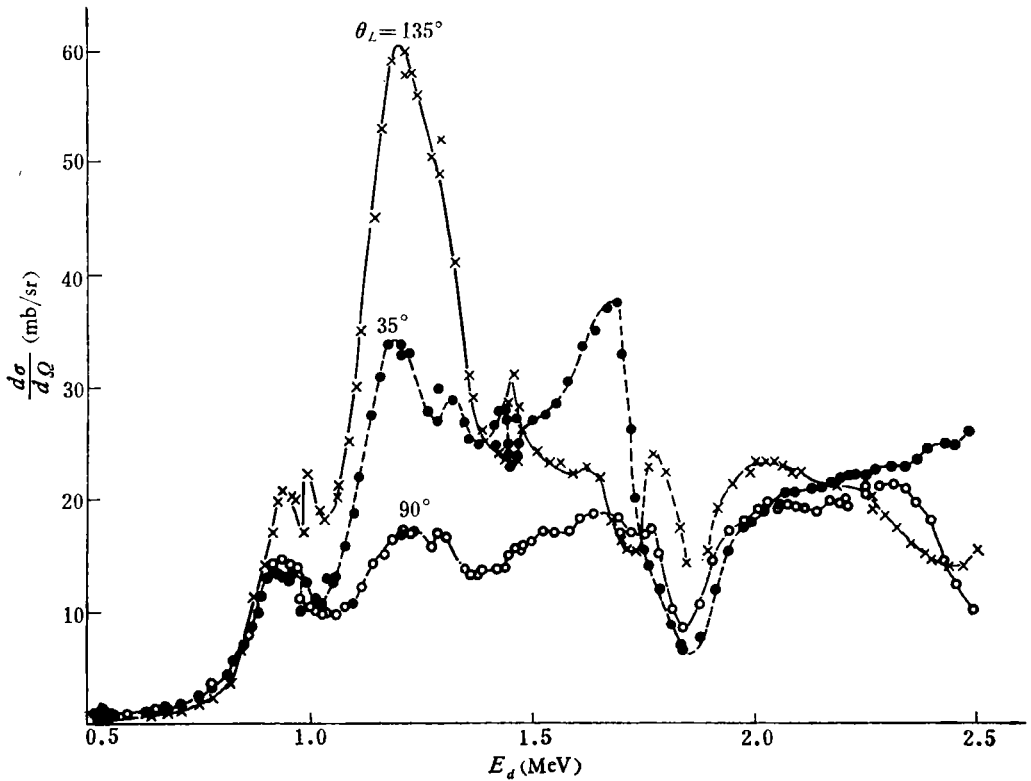


图 4(a) $C^{12}(d, p_0)C^{12}$ 激发函数

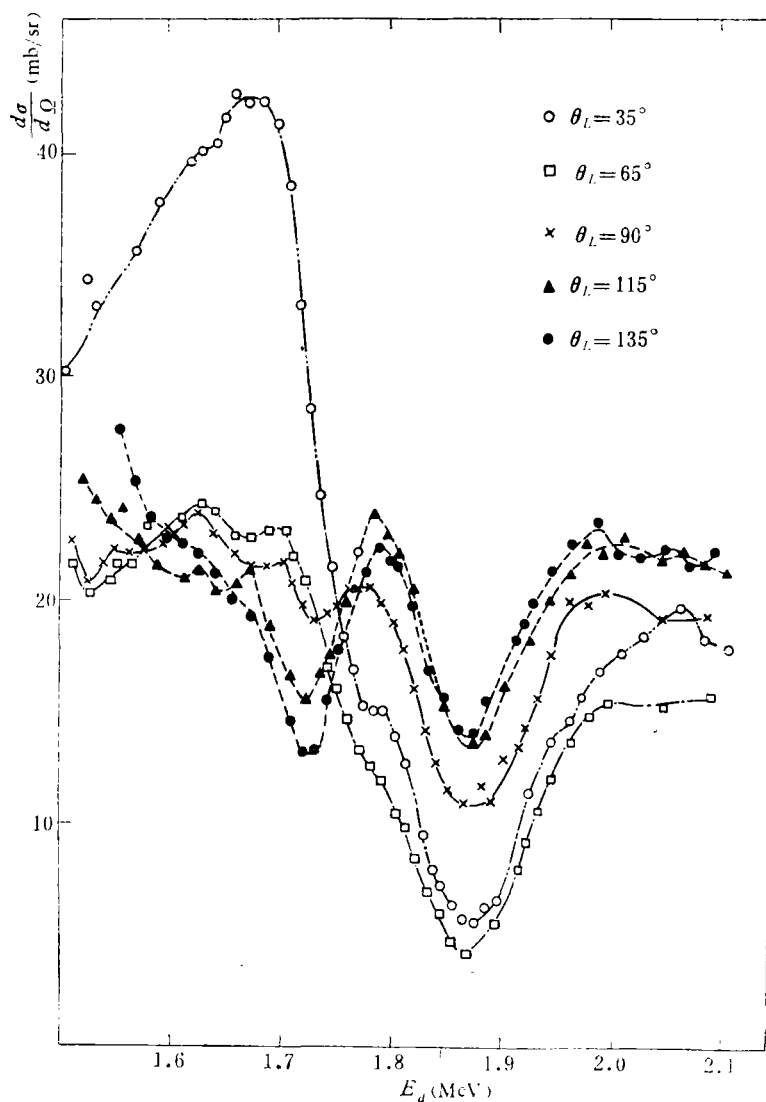
图4(b) $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}_g$ 激发函数

表1 激发函数测量的相对误差

反应道	靶厚误差	计数统计误差	能谱分析误差	相对误差	注
$\text{C}^{12}(d, d)\text{C}^{12}$	5%			10%	$\theta_L = 135^\circ, E_d > 2$ MeV 误差 20%
$\text{C}^{12}(d, p_0)\text{C}_g^{13}$			1%		
$\text{C}^{12}(d, p_1)\text{C}_{1st}^{13}$		(1-2)%			
$\text{C}^{12}(d, p_2)\text{C}_{2nd}^{13}$		(2-4)%	(1-3)%		
$\text{C}^{12}(d, p_3)\text{C}_{3rd}^{13}$		(1-4)%	1%		

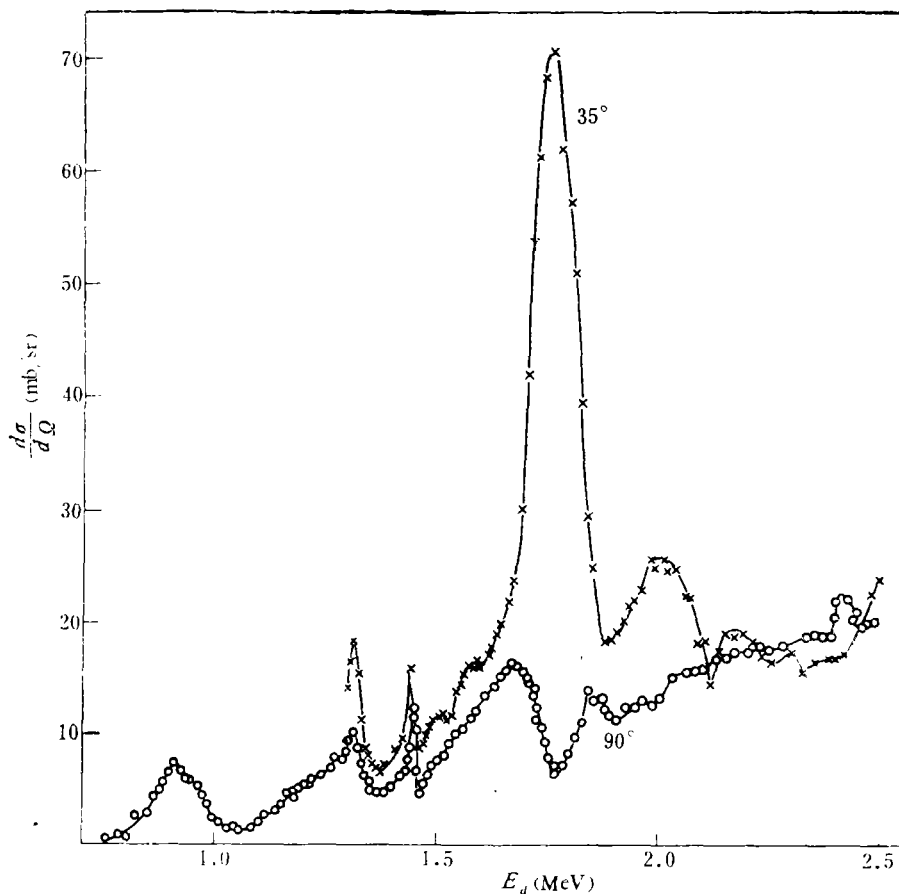


图 5(a) $^{12}C(d, p_1)^{13}C_{1st}$ 激发函数

2. 角分布的相对测量及误差

在简单的靶室上,用固定在靶室上 135° 管道中半导体探测器做为监督器,测量了 (d, d) , (d, p_0) 反应的角分布。在带有磁分析器半导体探测器带电粒子谱仪上,用 150° 固定管道中半导体探测器做为监督器,测量了 (d, p_1) , (d, p_2) 反应的角分布。测量角区范围

表 2 角分布测量的相对误差

反应道	由靶点漂移而引起 立体角误差	统计误差	能谱分析误差	相对误差
$C^{12}(d, d)C^{12}$	4%		(3-5)%	10%
$C^{12}(d, p_0)C^{13}_g$	4%	2%		6%
$C^{12}(d, p_1)C^{13}_{1st}$	4%	2%		6%
$C^{12}(d, p_2)C^{13}_{2nd}$	4%	3%	(1-3)%	10%

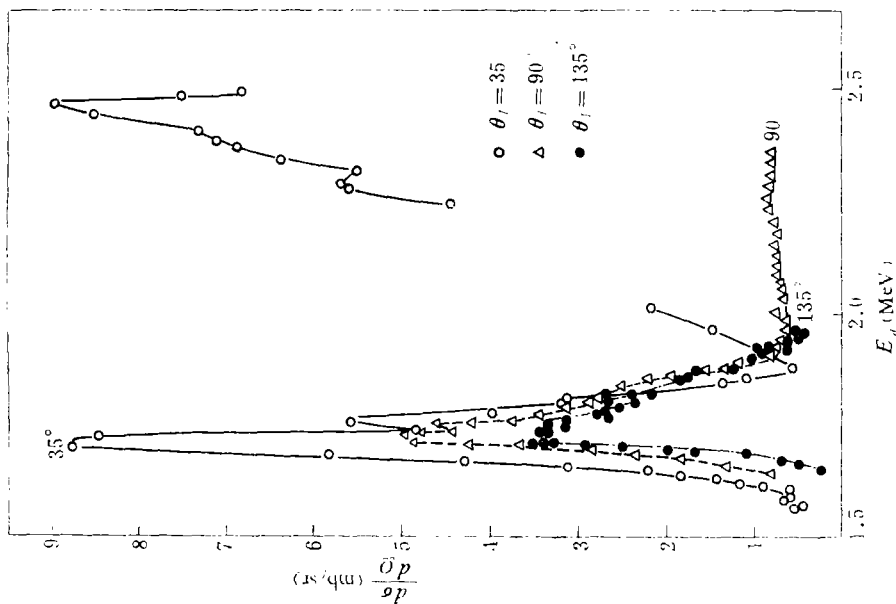


图6 $C^{12}(d, p_2)C^{13}$ 激发函数

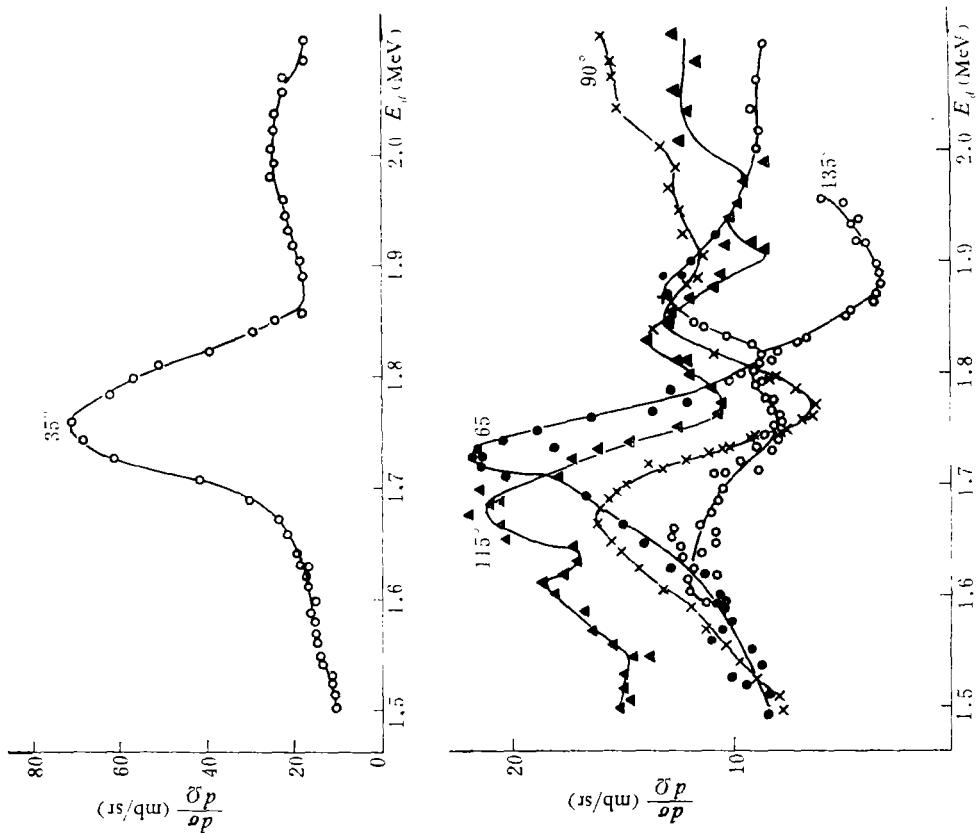


图5(b) $C^{12}(d, p_1)C^{13}$ 激发函数

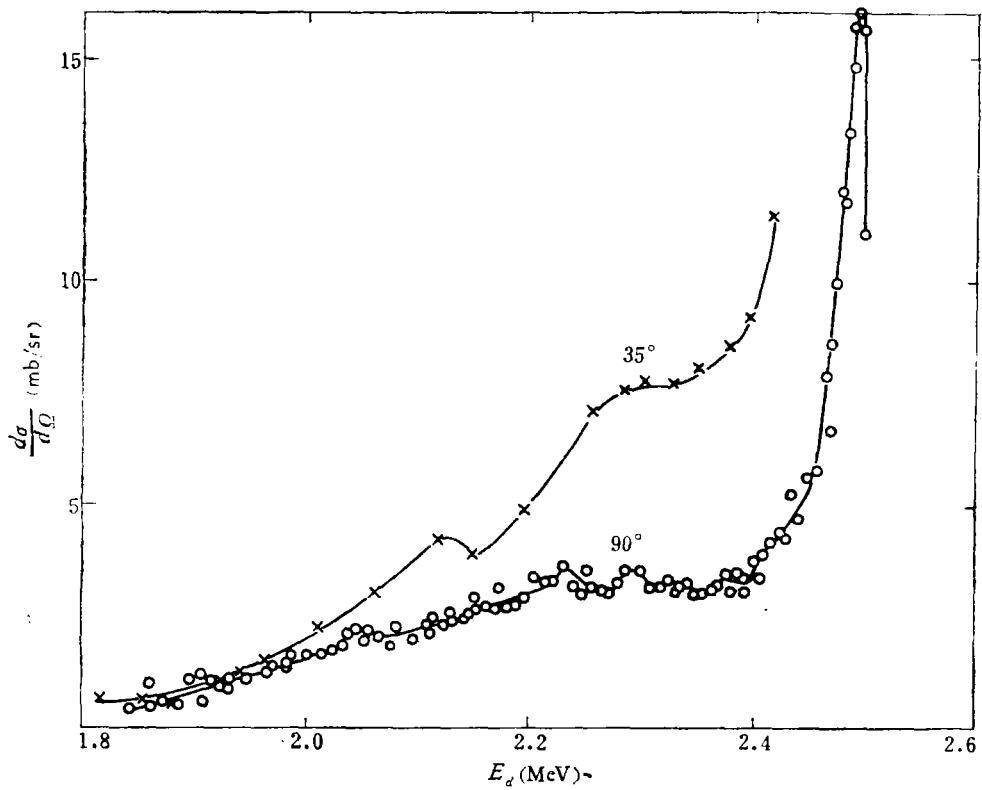


图7 $C^{12}(d, p_3)C_{13}^{13}$ 激发函数

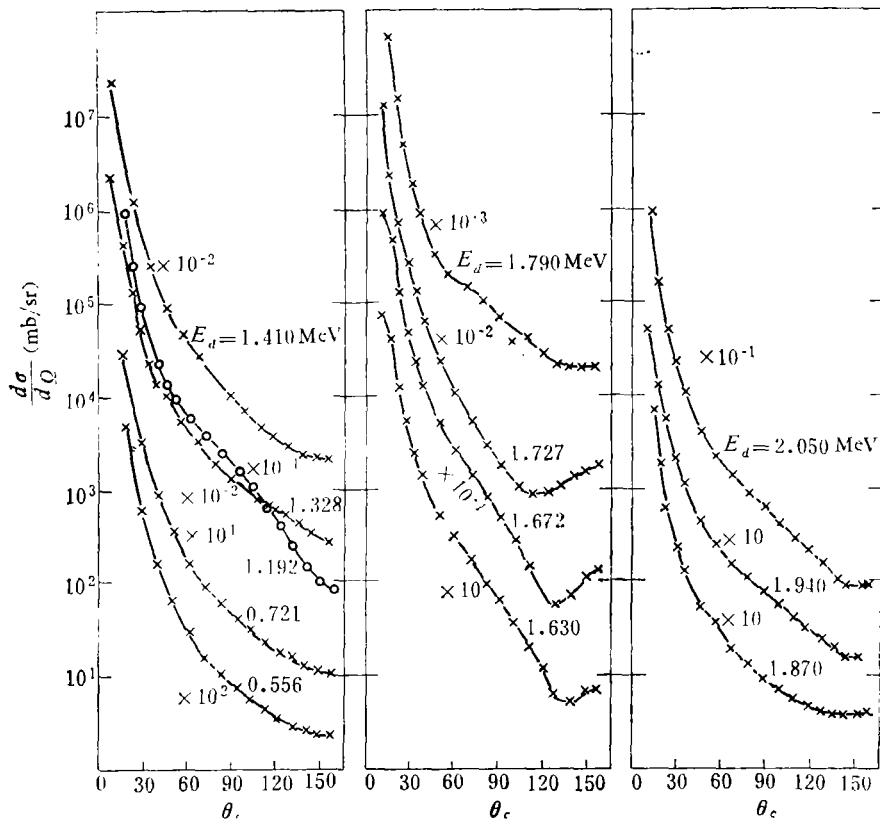


图8(a) $C^{12}(d, d)C^{12}$ 角分布

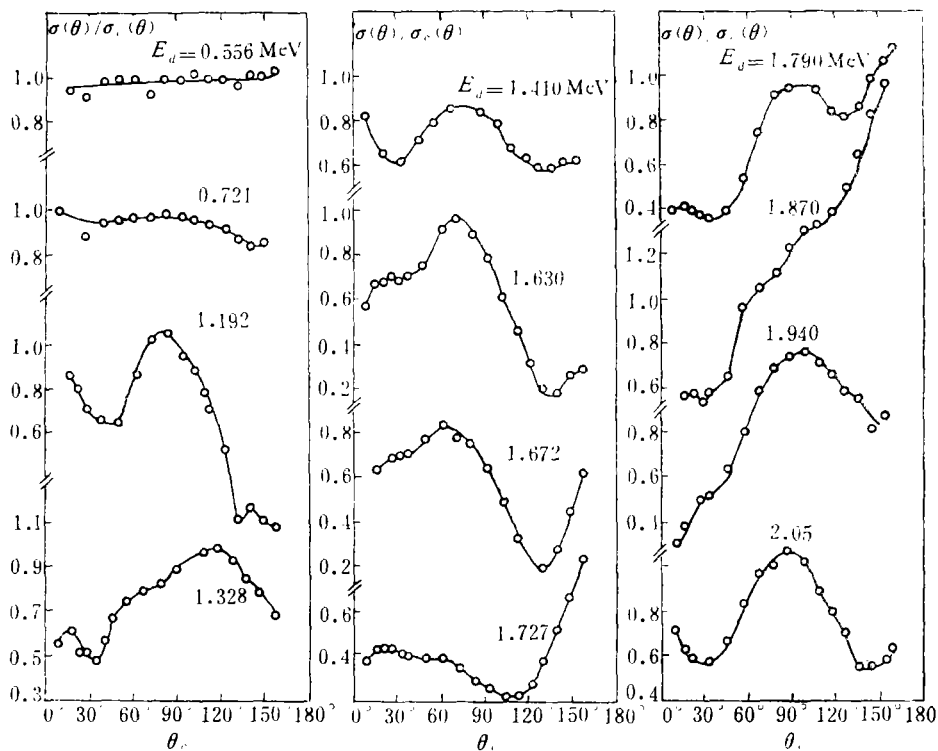


图 8(b) $C^{12}(d, p_0)C_2^{13}$ 反应角分布

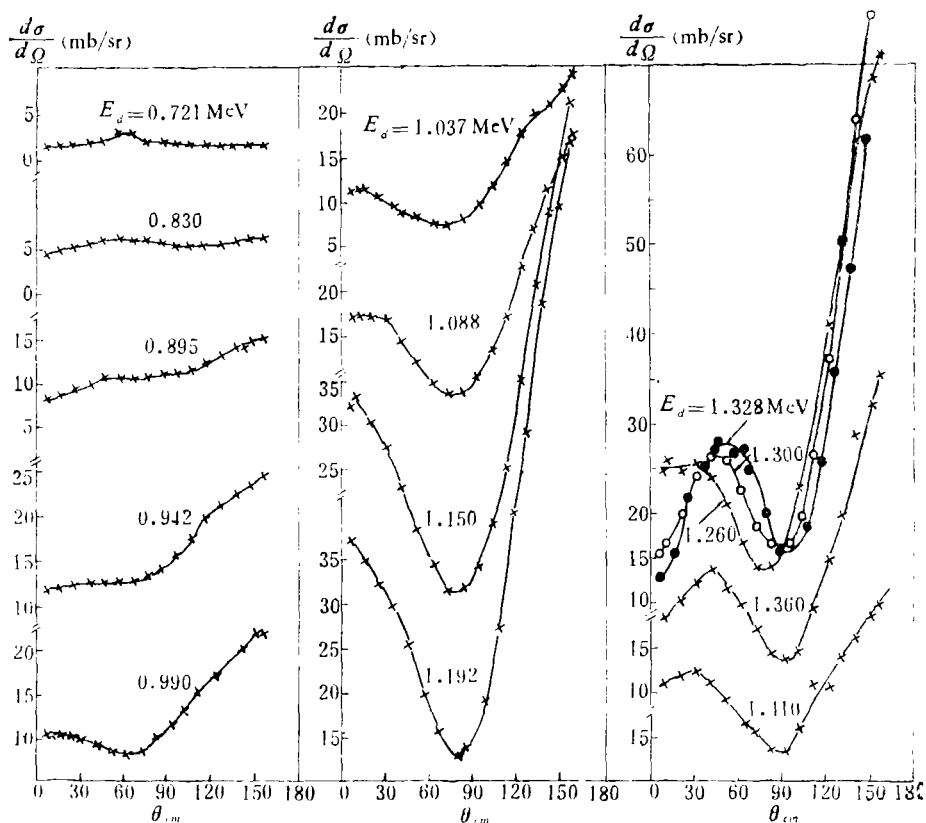


图 9(a) $C^{12}(d, p_0)C_2^{13}$ 反应角分布

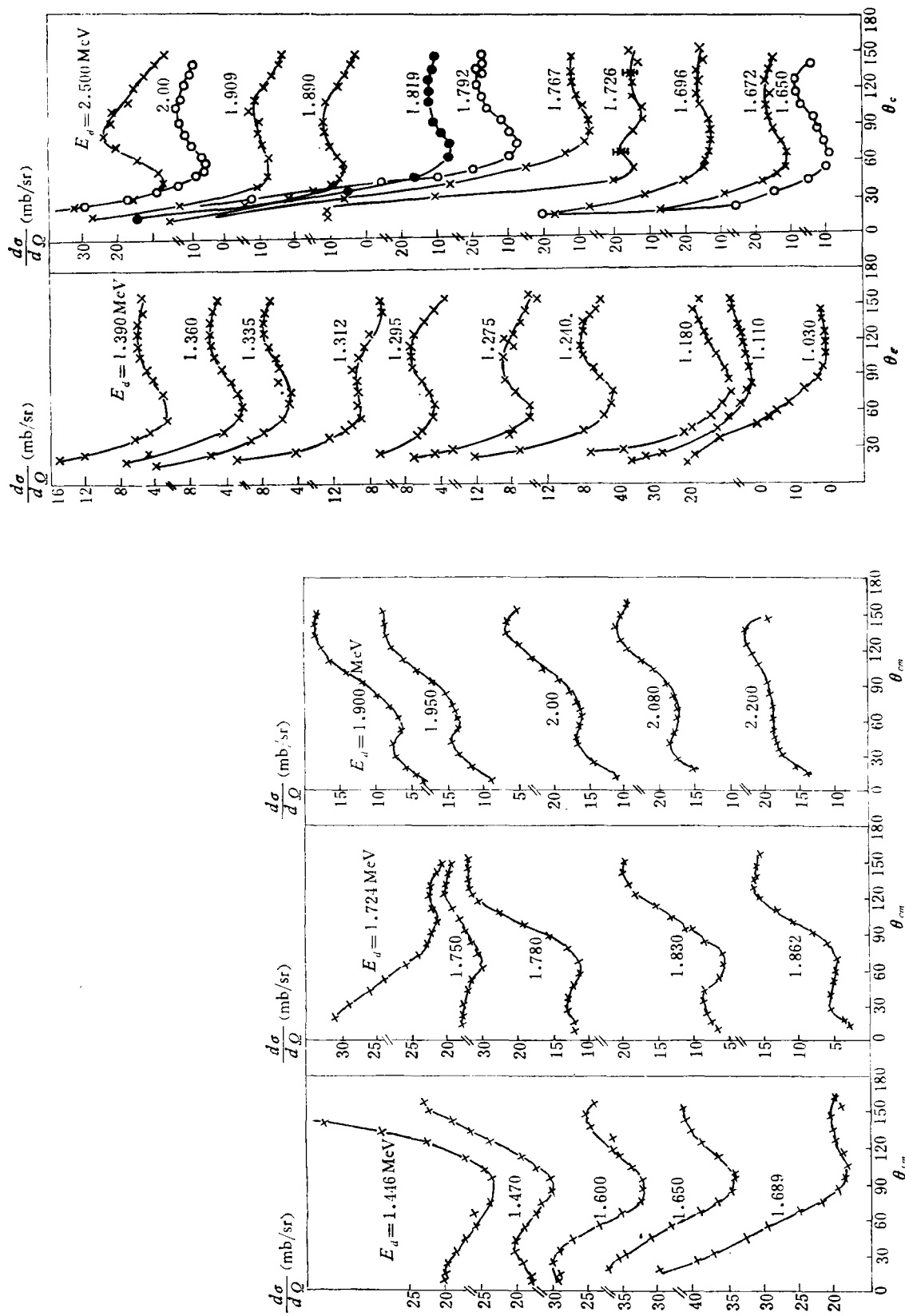


图 9(b) $C^{12}(d, p)C^{13}$ 反应角分布

图 10 $C^{12}(d, p)C^{11}$ 角分布

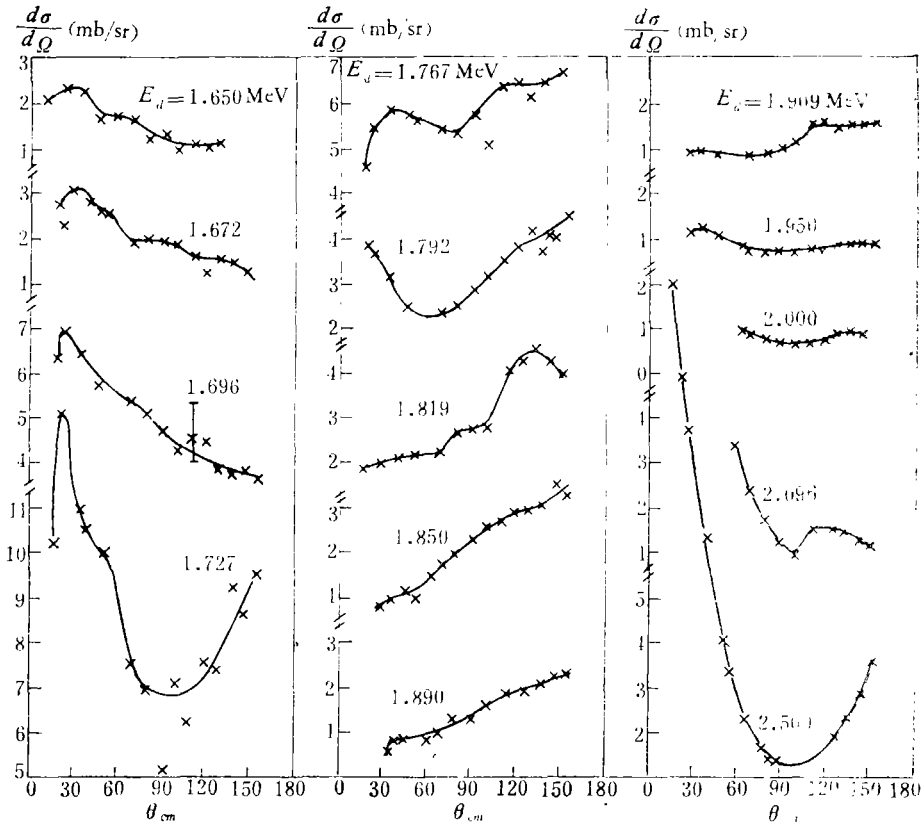


图 11 $C^{12}(d, p_2)C^{13}$ 反应角分布

是 $10^\circ-150^\circ$ ，步长 10° 。

对各反应道测量的角分布分别表示在图 8—图 11 中。

需要指出的是，在 $\theta_L < 50^\circ$ 时，由 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 及 $O^{16}(d, d)O^{16}$ 反应产生的氘不能很好地分辨开，扣除氧的弹性散射氘的办法是：在能分辨开的角度，求出 $O^{16}(d, d)O^{16}$ 对 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 所占的比例，然后按库仑截面规律外推到相混杂区域，扣除 $O^{16}(d, d)O^{16}$ 的干扰。由此产生的能谱分析误差为(3—5)%。

各反应道的角分布测量相对误差表示在表 2 中。

3. 微分截面绝对测量中的误差

绝对测量是在 $E_d = 556\text{KeV}$ ， $\theta_L = 90^\circ$ ，利用 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 反应的卢瑟福散射截面作为绝对值的归一化点。加速器的能量散度和准确度为(0.2—0.5)%；由靶物质厚度的能耗对能量引进的误差 $\sim 1\%$ ；角度的测量误差为 0.5° ，在用弹性散射法作截面绝对测量时引进误差 $\sim 5\%$ 。激发函数和角分布截面总误差一般为 15%。在 (d, p_2) 反应的角分布中，在 $\theta_L < 30^\circ$ 的微分截面误差 $\sim 20\%$ 。

4. 全截面

在入射能量 $E_d = 1.65-2.05\text{MeV}$ 区间，积分了 (d, p_0) ， (d, p_1) ， (d, p_2) 各反应道的

角分布而得到各反应道的全截面。对于 (d, d) 反应道积分了微分截面与库仑散射截面之比。在积分角分布过程中,外推到 0° 和 180° 而引起的误差一般小于 5%, 结果表示在图 12—13 中。

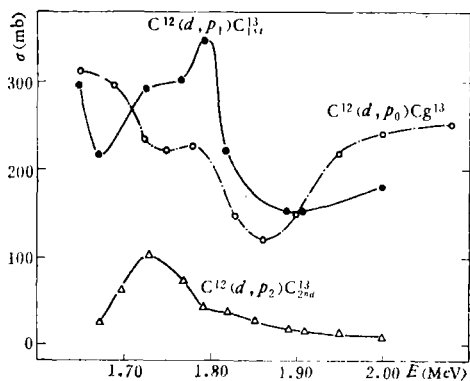


图 12 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 总截面激发函数

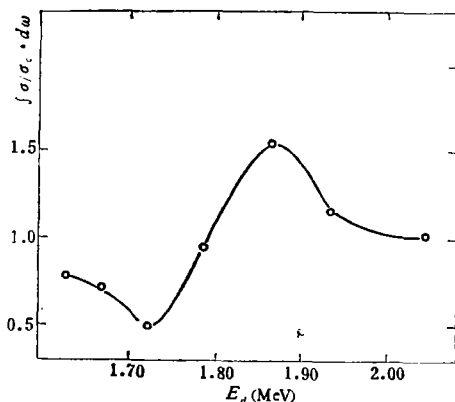


图 13 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 总截面激发函数

四、讨 论

1. 截面绝对值

M. T. Mcellistrem^[19] 等人利用气体靶室和高纯度的碳化氢靶, 在 $E_d = 1.9—2.6\text{MeV}$ 测量了 $C^{12}(d, p_0)C^{13}$ 反应截面绝对值。在误差范围内截面值与本结果是一致的。

E. Kashy^[5] 等人利用 CsI 闪烁谱仪和无衬底碳靶, 利用 0.5MeV 的卢瑟福弹性散射绝对化了 $E_d = 0.5—1.4\text{MeV}$ 四个角度 $C^{12}(d, d)C^{12}$ 弹性散射氘的微分截面, 并绝对化了 $E_d = 0.8—2.0\text{MeV}$ 四个角度 $C^{12}(d, p_0)C^{13}$ 和一个角度 $C^{12}(d, p_1)C^{13}$ 反应的激发函数微分截面绝对值, 对于 $\theta_{cm} > 45^\circ$, 弹性散射氘和反应质子微分截面在误差范围内与本结果一致。对于 $\theta_{cm} < 45^\circ$, 弹性散射氘微分截面比本结果高 (20—40)%。

S. Tryti^[25] 等人在氘核能量 $1.4\text{MeV}—3.2\text{MeV}$ 的范围, 通过对 $C^{12}(d, p_1\gamma)C^{13}$ 和 $C^{12}(d, p_2\gamma)C^{13}$ 反应而来的 γ 射线的谱线形状分析, 得到了 p_1, p_2 质子角分布和总截面的激发函数, 通过对 $C^{12}(d, p_3\gamma)C^{13}$ 反应的 γ 射线的测量而得到质子总截面激发函数, 并在 $\theta_L = 15^\circ$ 和 30° , 通过把 (d, p_1) 与 (d, d) 的卢瑟福弹性散射截面相比较, 得到了各反应道截面绝对值。对于 (d, p_2) 反应道的总截面, 在误差范围内与本工作是一致的。而对 (d, p_1) 反应道总截面比本工作高 (25—30)%。

2. 反应机制的讨论

本文重点是对 $1.6\text{MeV} < E_d < 2.0\text{MeV}$ 能区, 氘轰击 C^{12} 靶时的反应机制进行讨论。特别想对 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 共振附近的能区, 从各反应道的激发函数和角分布中出现的复杂变化图象来讨论不同的反应机制之间的相干现象。并讨论在氘与 C^{12} 核相互作用中二步过程的重要性及“门态”存在的可能性。下面我们先对测量到的各反应道的实验现象分别进行一般地描述, 然后综合起来进行讨论。

$C^{12}(d, p_1)C_{12}^{13}$ 反应道

该反应道是直接相互作用表现得比较明显的一个反应道,在测量的角分布中几乎全部表现出典型的 $\ln = 0$ 的削裂图象. 在较高入射能量时,它的削裂反应的谱因子达到 0.9,这说明 C_{12}^{13} 是近乎较纯的单粒子态. 但在低能区测量的激发函数,特别是在 90° 的激发函数中,表现出一系列的共振峰. 例如在 $E_d = 1.45\text{MeV}$ 出现了共振宽度很窄的共振 ($\Gamma \approx 7\text{KeV}$),这说明氘与 C^{12} 核组成了比较复杂的组态,形成复合核反应也具有一定的贡献. 相对地讲, (d, p_1) 反应道前角区的激发函数上起伏变化是比较小的,这是与 (d, p_1) 反应道 $\ln = 0$ 的削裂反应贡献较大这一现象相联系的,但是我们注意到,在 (d, p_1) 反应道,削裂反应贡献大的 35° 激发函数上,在 $E_d \sim 1.76\text{MeV}$ 处出现了一个较强的共振峰,截面从 20mb 升到 76mb .

在该共振能区五个角度的激发函数中,对应于上述共振峰都可以找到共振峰且伴随有“谷”(35° 的激发函数“谷”不显著),并且共振峰和“谷”的位置随着角度的增加逐渐地向低能量移动,说明有一个有规则的相干变化图象. 而在 35° 激发函数中, $E_d = 1.76\text{MeV}$ 的共振峰基本上是左右对称的,原因可能正是由于这个峰非常强,并且主要分布在前角区,致使相干项相对地不显著的原因.

另外,在 $E_d = 1.6-2.0\text{MeV}$ 能区中,当 $E_d > 1.73\text{MeV}$ 时,角分布中极小值随入射的能量升高而逐渐地向小角区移动. 在 $E_d < 1.73\text{MeV}$ 时,角分布中极小值随能量的降低而逐渐地向小角区移动. 在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 角分布中,在 $\theta_c \sim 75^\circ, 130^\circ$ 有两个峰,而且在小角区显著地加强. 这也同样显示出有一种有规则的相干变化.

 $C^{12}(d, p_2)C_{2nd}^{13}$ 反应道

在入射能量较高时, (d, p_2) 反应道是 $\ln = 1$ 的削裂反应,但在我们讨论的区域,例如 $E_d < 2.4\text{MeV}$,只有 $E_d \sim 1.73\text{MeV}$ 附近才看到近于 $\ln = 1$ 的角分布图象,而低于或稍高于 1.73MeV 区域,角分布都是表现出近于各向同性或者后角区稍大.

该反应道 Q 值较低,在本实验入射能量时,库仑位垒影响较大,因此在 $E_d < 2.4\text{MeV}$ 截面值小,形成一个光滑“本底”. 但在 $1.70-1.80\text{MeV}$ 能区,出现了很强的共振峰. 从三个角度的激发函数中,看到其共振峰并不随角度的变化而移动,而且共振峰基本上是对称的. 这是由于共振成份相对于平滑“本底”部分要大得多,以致于相干效应可以忽略.

从 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 附近 (d, p_2) 角分布有峰成为 $\ln = 1$ 的削裂图象及激发函数中出现强的共振峰,和前角区共振强,说明 $(d, p_1), (d, p_2)$ 两个反应道有一定的联系.

 $C^{12}(d, p_0)C_2^{13}$ 反应道

在较高入射能量时, (d, p_0) 反应道也是 $\ln = 1$ 的削裂反应. 在 $0.5-2.5\text{MeV}$ 能区的三个角度激发函数中,除在 1.0MeV 以下有明显的库仑效应外,都表现出一系列较复杂的共振结果. 在 $E_d = 1.45\text{MeV}$ 地方与 (d, p_1) 反应对应地出现了窄共振. 在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 能量附近,其峰与谷的位置随角度的增加略向低能量移动,形成一个比较明显的相干图象.

而从角分布来看, 0.7MeV 附近是近于各向同性的,随着能量的升高,逐渐出现后角区截面增大的情况. 而在 $1.75-2.2\text{MeV}$ 区域也是后角区截面比前角区大,只有在 $E_d = 1.724\text{MeV}$ 才有 $\ln = 1$ 削裂图象的样子.

这些现象说明, (d, p_0) 反应道在 1.73MeV 附近的行为与 (d, p_1) , (d, p_2) 反应道是有一定的联系的.

$C^{12}(d, d)C_g^{12}$ 反应道

在 0.7MeV 以下 (d, d) 反应是纯库仑弹性散射, 0.7MeV 以上在激发函数中逐渐出现很明显的复合核弹性散射和形状弹性散射的相干图象. 我们注意到在 (d, d) 反应的激发函数上, 在 1.5—1.85MeV 区域出现凹坑, 而在此能区, 所有 $(\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta))-\theta$ 曲线 ($\sigma_R(\theta)$ 为卢瑟福散射截面) 在前角区的数值由 0.7 左右下降到 0.4 左右. 同时, 对应的 $\int (\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta))d\omega-E_d$ 曲线在这里也出现凹坑. 在此能区 (d, d) 反应截面的减少显然与上述 (d, p_0) , (d, p_1) , (d, p_2) 反应道截面的加强是相联系的.

综合上面的情况我们认为, 对于在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 出现的共振可能得出如下的结论:

在 (d, p_2) 反应道三个角度的激发函数和 (d, p_1) 反应道前角区激发函数中, 在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 附近出现了很强的共振峰, 其宽度大约为 120MeV, 这个宽度比在 $E_d = 1.45\text{MeV}$ 出现的宽度为 7KeV 的共振峰要宽得多. 这个共振的宽度介于单粒子运动的粗结构和多粒子运动复杂组态的细结构中间, 因此是属于一种中等宽度的共振. 对应于这个共振, 我们认为可能是一种结构, 而且是一种运动形式比较简单的结构. 其理由将在下面加以阐明.

由于这个共振结构的出现, 加强了各反应道前角区的截面. 一般地讲, 对 (d, p_0) , (d, p_2) 反应道, 削裂反应谱因子较小, 因此在这两个反应道, 相对地讲复合核反应贡献较大. 在我们测量的能区, 角分布一般地表现为后角区截面加强. 但是在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 能区附近, 由于上述结构的出现, 角分布表现为前角区截面加强, 出现了 $\ln = 1$ 的削裂图象. 对于 (d, p_1) 反应道, 整个测量能区的角分布, 都出现了典型的 $\ln = 0$ 的削裂图象. 而在这个共振出现的能区, 前角区截面更加强了. 即然由于这种共振结构的出现, 不是对应于出现一个 90° 对称的成份, 而是更加倾向于使上述三个反应道产生的质子在前角区发射. 这些都说明, 这个结构不是复合核运动状态, 而是没有“忘却”入射道的情况, 与入射道有较大的联系, 因之是一种较简单的运动形式.

在反应道的分配上更加倾向于加强 (d, p_1) 反应道: 在其他能量区间, (d, p_1) 反应道的截面要比 (d, p_0) 和 (d, p_2) 反应道截面大得多, 削裂反应的谱因子也大得多. 而在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 附近, 这个共振结构竟使 (d, p_1) 反应道截面增强了四倍, 这也说明这个结构的运动形式与直接反应有相近的组态, 是一种简单的运动形式.

从 (d, p_2) 反应道的激发函数上可以看出, 在这个共振结构里还包含有多个较窄的共振, 即包含有多个复合核能级. 韩文述等^[25]曾用四个能级(对应 $E_d = 1.726, 1.767, 1.792$, 和 1.850MeV) 和直接作用相干分析了本实验结果, 并得到了较好的拟合. 这四个能级的自旋和宇称分别为 $1^-(2^-)$ 、 2^- 、 2^- 和 2^- . 这可能表明这个中等宽度的共振本身正是 2^- 态. 在分析中他们还引进了附加位相, 并说明可以从附加位相不为零来大致判断出存在着中间结构. 他们在拟合实验时, 看到了几个态的附加位相不为零. 但认为由于讨论的是轻核, 还需要对结构作进一步的研究才能得出确切的结论. 我们认为如果作进一步的

讨论,这将得到我们前面提及的一些结论。

这几个复合核能级的激发,并不是由于偶然的叠加,因为从 (d, p_1) 反应道 35° 的激发函数及 (d, p_2) 反应道 90° 的激发函数中可以看出,在 $E_d < 2.5\text{MeV}$ 区域复合核能级密度不是十分密。这几个复合核能级及其组成的中等宽度的共振对三个反应道都在小角区加强,要求描述这些能级的复合系统波函数的相角以及直接反应波函数的相角都恰巧满足在前角区同时使截面加强,而在后角区使截面下降,而且还要求这些复合核能级对直接反应成份最大的 (d, p_1) 反应道有最大的能级宽度。这些现象很难想像是偶然的巧合,而应该是存在某种特殊的原因,这个原因可能就是在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 处相对应的 N^{14} 复合体系中存在着一个简单的运动状态,它与入射道有很大的耦合,因此很容易被激发,而它的激发将进一步引起一些复合核能级的激发。这个简单的运动状态对简单的削裂反应波函数有较大的耦合,特别与 (d, p_1) 反应道有最大的耦合都是可以理解的,既然由于这种简单运动形式的激发引起一些复合核能级的激发,那么这些复合核能级的相角(符合小角区正,振幅相加)与直接反应的相角相同,构成小角区截面加强也是可以理解的,于是使得 (d, p_0) , (d, p_1) , (d, p_2) 三个反应道在小角区都得到加强和最优先于 (d, p_1) 反应道就可以得到理解。

总之,我们认为,在 $E_d = 1.73\text{MeV}$ 附近,对应于 N^{14} 激发能为 11.76MeV 出现的这个共振峰,有可能是对应于一种较简单的运动状态,由于它的出现加强了削裂反应的贡献,并使得几个复合核能级得到激发.因此这种削裂过程中有一个较大部分可能是二步过程,即首先氘与核相碰撞,形成简单的复合体系,然后通过二体相互作用把质子发射出去,由于还引起激发更复杂的组态,这个共振结构很可能是对应于一个“门态”。

参加本工作的还有杨金刚、程业浩、朱光华、丁训良、龚堃、陈瑞光。

参 考 文 献

- [1] G. C. Phillips, *Phys. Rev.*, **80** (1950), 164.
- [2] M. T. Mcellistrem et al., *Phys. Rev.*, **104** (1956), 1008.
- [3] T. W. Bonner et al., *Phys. Rev.*, **101** (1956), 209.
- [4] J. P. F. Sellachop, *Phys. Rev.*, **L3** (1959), 346.
- [5] E. Kashy et al., *Phys. Rev.*, **117** (1960), 1289.
- [6] L. F. Chase et al., *Phys. Rev.*, **120** (1960), 2103.
- [7] J. M. F. Jeronymo et al., *Nucl. Phys.*, **43** (1963), 417.
- [8] J. H. Williamson, *Nucl. Phys.*, **69** (1965), 481.
- [9] A. П. Князев; *И. А. Н., СССР*, **30**(1966), 224.
- [10] A. Gallmann & P. Fintz, *Nucl. Phys.*, **82** (1966), 161.
- [11] Michellambert, *Compt REND*, **262B** (1966), 1459.
- [12] T. S. Katman et al., *Nucl. Phys.*, **80** (1966), 449.
- [13] R. V. Poore and P. E. Shearin, *Nucl. Phys.*, **A92** (1967), 97.
- [14] I. Borbely, *Acta Physical Academiæ Scientiarum Hungaricae*, **26** (1969), 269.
- [15] S. Tryti, *Nucl. Phys.*, **A251** (1975), 206.
- [16] A. P. Stamp, *Nucl. Phys.*, **A220** (1974), 137.
- [17] Pierre Fintz, *Annales de Physique*, **10** (1965), 435.
- [18] R. M. Freeman, *J. de Phys.*, **24** (1963), 868.
- [19] M. T. Mcellistrem, *Phys. Rev.*, **111** (1958), 596.
- [20] N. E. Davison et al., *Nucl. Phys.*, **A220**(1974), 166.
- [21] M. Allab, *J. de Phys.*, **30** (1970), 919.
- [22] H. Feshbach, *Annals of Physics*, **41** (1967), 230.

- [23] 姜承烈等, 物理学报, **23** 第 5 期 (1974), 362.
[24] 杨金刚等, 物理学报, **23** 第 1 期 (1974), 52.
[25] 韩文述等, 高能物理与核物理, **2** (1978), 249.

THE POSSIBILITY OF THE EXISTENCE OF AN INTERMEDIATE STRUCTURE IN THE $C^{12}(d, p)C^{13}$ REACTIONS

HAN SHU-KUI LI QING-LI ZHOU EN-CHEN

ZHAO KUI LÜ FU-BAO LI ZHI-CHANG

LU XIU-QIN JIANG CHENG-LIE

(*Institute of Atomic Energy, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The excitation functions at several angles and the angular distributions at some energies were measured for the reactions $C^{12}(d, d)C^{12}$, $C^{12}(d, p_0)C^{13}$ g.s., $C^{12}(d, p_1)C^{13}_{1st}$, $C^{12}(d, p_2)C^{13}_{2nd}$ and $C^{12}(d, p_3)C^{13}_{3rd}$ over the energy range from 0.5 to 2.5 MeV.

Around $E_d = 1.73$ MeV, there was regular variation in the angular distributions and excitation functions. The interference effect of various nuclear reaction mechanisms was discussed, and the possibility of the existence of an isolated "doorway state" was studied.