

$C^{12}(d,p)C^{13}$ 和 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 基态反应 质子的角分布^{*†}

毛振麟 梁文学 姜承烈 余泮水
程业浩 何泽然 周善鑄 赵忠尧

提 要

本实验测量了 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 及 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 基态反应质子群的角分布和微分截面。氘核能量为 13.3 MeV. 对 C^{12} 和 Ca^{40} 的反应, 其测量角度范围分别为 $3^\circ-167^\circ$ 和 $10^\circ-164^\circ$, 每隔 2.5° 或 5° 测量一点. 其主要结果如下: (1) 对于这两群质子, 在主削裂峰附近的实验点和用简单 Butler 理论算得的理论角分布曲线都符合得相当好; 理论计算数据对实验数据在主峰处归一; 由此而定得的核能级参数与前人所得到的是一致的. (2) 大角度区的实验截面数值没有减小到象 Butler 理论所要求的那样小, 并有非常明显的次极大出现, 其位置与 Butler 理论所预言的不一致; 这些特点可以用扭曲波理论来解释, 非氘核削裂机制也可能有部分贡献. (3) 在 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 反应中, 前角度区的截面有很大下降, 而后角区则有明显的增加. 这些现象都和 Butler 理论不一致; 然而, 这也可以用扭曲波来解释. (4) 用主峰处的截面和 Butler 理论算得的基态的约化宽度, 对 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 和 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 反应分别为 $r^2 = 0.17$ 和 0.041; 用扭曲波理论计算时, 则得到较大的 r^2 值, 后者更接近于单粒子模型所预言的数值. 基于上面这些事实, 对本实验的数据使用扭曲波理论来进行分析似乎是值得的.

一、引 言

简单的削裂反应理论^[1]在解释 (d, p) , (d, n) 反应的角分布方面获得了很大的成功. 例如角分布主峰附近的形状, 理论和实验符合得相当好. 并且可以由此决定被俘获粒子的轨道角动量, 从而确定剩余核能级的宇称和可能的角动量. 测量 (d, p) 反应相应于剩余核不同能级的质子群的相对截面, 可以定出这些能级的相对约化宽度, 从而决定剩余核能级的组态. 因此, (d, p) 反应是核能谱学的一项有力工具.

简单削裂理论虽然获得了巨大成功, 然而要详细预言角分布的测量结果是不够的. 例如简单理论所预言的大角度截面要比实验值小得多, 有时实验测得的后角度截面向上翘, 这也是简单理论所不能解释的. 此外, 简单理论所预言的角分布的次极大位置, 它和主峰的相对高度与实验结果也往往是不一致的. 简单理论预言在某些角度上会出现零截面, 实验上也是没有的. 有时主峰宽度和小角度处截面的下降趋势, 简单理论预言和实验也不完全一致. 至于主峰截面的绝对值, 理论预言要比实验大好几倍.

角分布测量和简单理论预言不一致的地方, 文献上有的没有解释, 有的认为大角度的

* 1965 年 9 月 23 日收到.

† 本文节要曾在 1964 年北京科学讨论会上报告过.

“本底”是由于非削裂机制引起的。Owen 同 Mandansky^[2] 认为后角度截面向上翘是由于削裂反应中的交换效应,即重粒子削裂所引起的。他们用这个理论解释了 $B^{11}(d,n)C^{12}$ 等反应的角分布。Tobocman^[3] 及其他作者认为简单理论忽略了入射氘核与靶核的相互作用,以及出射质子与剩余核的相互作用,因此和实验偏离较大。他们提出的扭曲波理论要比简单理论更和实验相符合。然而,一方面由于计算比较繁复,可以调节的参数太多,而另一方面实验的细致测量也较少,因此这种理论和实验数据的比较目前还比较粗糙。

由于简单削裂反应理论在削裂峰附近是与实验符合得较好的,削裂反应的扭曲波效应及其他反应机制最容易在离削裂峰较远的角度上显示出来,因此在实验方面除了尽可能提高数据的精确度以外,还要求尽量扩大测量的角度范围,以便理论工作者能通过计算更好地判断存在的反应机制和适当的参数。根据这样的要求,本文测量了 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 和 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 反应相应于 C^{13} 和 Ca^{41} 基态的质子群的角分布及微分截面。测量的角度范围比过去测量的较大,截面也测量得较准一些。还有,在另一篇文章里^[4],我们测量了这二个反应基态质子的极化。这几个实验的目的是为了提供一些结果,使我们有可能更详细地研究 (d,p) 反应的机制。

$C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态反应质子的角分布在 $E_d > 8\text{MeV}$ 已作了相当仔细的研究。Rotblat^[5], Green 和 Middleton^[6], 以及 McGruer 等^[7] 各自用 8MeV , 9MeV , 14.8MeV 氘核进行了角分布测量,得到了 C^{13} 核能级参数。Зайка^[8] 用 13.3 , 12.1 , 9.55 , 7.15 和 4.65MeV 的氘核进行了角分布测量。他指出当 $E_d \leq 7.15\text{MeV}$ 时,复合核和重粒子削裂机制的修正起作用;而当 $E_d > 9.55\text{MeV}$ 时,核相互作用修正占优势。Morita 等^[9] 测量了 $E_d = 14.9$, 16.6 , 18.1 和 19.6MeV 时的角分布。他们发现,当 $E_d = 14.9\text{MeV}$ 和 16.6MeV 时,角分布在后角度向上翘,并指出这是由于重粒子削裂机制所引起的。Hamburger 等^[10] 测量了 $E_d = 10.2$, 12.4 , 14.8MeV 时的角分布,并指出,如果把截面不对角度标绘而对俘获中子的动量 k 标绘,则在很大能量范围内,主峰向大角度的截面下降的趋势几乎完全重合,这表明主峰的行为是和简单理论预言相一致的。Slobodrian^[11] 用 28MeV 氘核测量了 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态反应质子的角分布,他指出,与简单理论相比,除了引入 $l=1$ 的贡献而外,还要加上 $l=3$ 的混合。尽管按选择定则, $l=3$ 是被禁止的,但他认为由于自旋倒转的效应, $l=3$ 的贡献可以混入。

人们对 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 基态反应质子的角分布也已作了相当的研究。Holt 和 Marsham^[12], Bockelman 和 Buechner^[13] 先后用 8MeV 和 7MeV 氘核测量了 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 反应质子的角分布,得到了 Ca^{41} 的能级参数。Зайка^[14] 用 13.6MeV 氘核测量了角分布。他的结果与 Holt 和 Marsham 的结果相比,后角截面下降了,因此他认为随着能量增加,角分布的“本底”减少,表明直接相互作用的贡献增大了。

我们从 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 和 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 基态反应质子的角分布及微分截面的测量中,所得到的核能级参数与前人测量的结果是一致的。关于提供反应机制的知识也进行了讨论。

二、实验装置及测量方法

从 1.20m 迴旋加速器引出的氘核束,经一对四极矩磁透镜聚焦,并经偏转磁铁偏转

13° 后进入散射室。关于束流的调整以及散射室的构造已在前文^[15]中描述了。

在散射室入口处装有准直器,其二个限制孔的直径都为 6 毫米,相距 600 毫米,是由钽片做成的。准直器限制束流的角分散为 $\pm 0.5^\circ$ 。在准直器周围还放有铅块,以减少实验本底。在散射室出口处装有法拉第筒,它由收集筒及抑制环组成。在抑制环上加有负电压以抑制次级电子从收集筒内飞出。收集筒收集离子的电荷,并送到积分线路记录之。

使用的碳靶是用堆石墨机械加工而得,作角分布测量时使用碳靶的厚度为 $3.8\text{mg}/\text{cm}^2$ 。作截面测量时,为了准确测量靶厚,使用碳靶厚度为 $8.32\text{mg}/\text{cm}^2$ 。钙靶是用精馏钙在真空中蒸发而得,使用的厚度为 $6.72\text{mg}/\text{cm}^2$ 。为了避免由于氧化等原因引起钙靶的厚度测量不准确,用定量分析的方法测量了新鲜钙靶的钙的成分,所得结果为 $100 \pm 1\%$ 。碳靶和钙靶都是无底衬的。

在散射室的转臂上装有二个质子探测器,它是由 CsI(Tl) 晶体和 $\Phi 3V19M$ 或 $\Phi 3V29$ 光电倍增管组成的闪烁计数器。在测量 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 反应时,在探测器前加了 $210\text{mg}/\text{cm}^2$ 铝吸收片。在测量 $Ca^{40}(d, p)Ca^{41}$ 反应时,在探测器前加了 $350\text{mg}/\text{cm}^2$ 铝吸收片。加吸收片后可以阻止弹性散射的氘核进入晶体,避免了在小角度测量时氘核的干扰,并有利于分开基态质子与其他质子群。虽然加吸收片后能谱的分辨率要降低一些,但这对实验结果是没有妨害的。CsI(Tl) 晶体的厚度约为 1mm。为了减少 γ 线的干扰,使用晶体的体积也较小。在小角度测量时,束流直接打在探测器边缘上引起强的 γ 本底,为了减少这种本底,在它的前面还包有 2 毫米厚的铅皮。探测器的探测孔径为 6 毫米,孔距靶中心为 410mm,探头张角为 0.8° ,立体角为 1.74×10^{-4} 球面度。

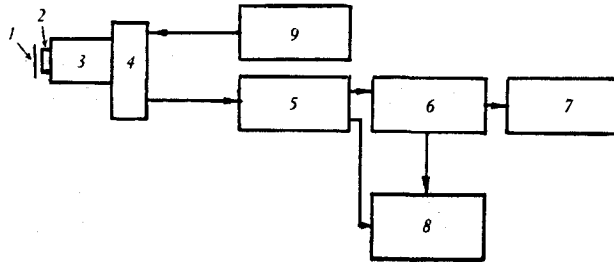


图1 探测装置的方框图

1. Al 吸收体, 2. CsI(Tl) 晶体, 3. 光电倍增管, 4. 阴极输出器, 5. 直线放大器, 6. 甄别线路, 7. 定标器, 8. 五十道脉冲幅度分析器, 9. 稳定直流高压电源。

图1是探测系统线路的方框图,从光电倍增管输出的讯号经阴极输出器后送到直线放大器放大,然后同时送到甄别线路和五十道脉冲振幅分析器上去。甄别线路的甄别阈调节到差不多只让基态质子的脉冲通过。甄别线路的输出一方面送到定标器,同时又触发五十道脉冲分析器的门。这样,多道脉冲分析器只记录基

态质子的脉冲。由于五十道分析器的死时间较长,为了避免对计数的死时间校正,脉冲计数主要靠定标器的读数,多道分析器记录的能谱供能谱分析及扣除本底之用。

氘核束的能量为 $13.3 \pm 0.15\text{MeV}$,这是由它被薄金箔散射后,测量乳胶片上氘核的射程得到的。

在角分布测量时,我们利用了两套闪烁谱仪。一套作测量用,另一套作监督器用。两套谱仪的结构是大致相同的。角分布的测量是相对于监督器的。由于 (d, p) 反应前后角度的截面相差很大,为了得到较好的统计,对前后角度的测量使用了不同的监督器,在更换监督器时,交叉测量了几个角度,以便数据归一化。

角分布测量的主要误差是: 1) 统计误差,在每个角度测量中,由于探测器和监督器

计数一般均大于 5000, 故统计误差小于 2%; 2) 能谱扣除的随意性引起的误差小于 2%; 3) 多次测量的重复性及归一化引起的误差小于 4%, 故总误差小于 5%。

测量截面时用法拉第筒收集电荷, 电荷收集的误差小于 1.4%。测量电荷用的积分线路其线性和长期稳定性好于 0.5%。在束流变化相当大的范围内, 监督器计数和积分线路计数的比例在 1.5% 范围内为常数。积分线路测量电荷的绝对值的校正准到 3%。测量截面所用的靶子厚度是经过仔细称重和测量面积得到的。为了减少用靶子的平均厚度代替束流轰击处靶子的实际厚度引起的误差, 我们对同一块靶均匀地测量了 20 个不同靶点的产额。这样由靶引起截面的误差为 2.3%。此处产额的测量, 立体角的测量都有 1% 的误差, 因此测量主峰截面的总误差小于 5%。

三、结果及讨论

1. $C^{12}(d,p)C^{13}$ 反应

(1) 能谱 几个角度的典型的质子能谱表示在图 2。从图 2 可知, 小角度直到 5° , 基态质子很好地和激发态质子以及 γ 本底分开。在大角度 165° 附近, 有 γ 本底混入基态质子群, 可以根据能谱是高斯型分布的假定用作图法把它扣除掉。

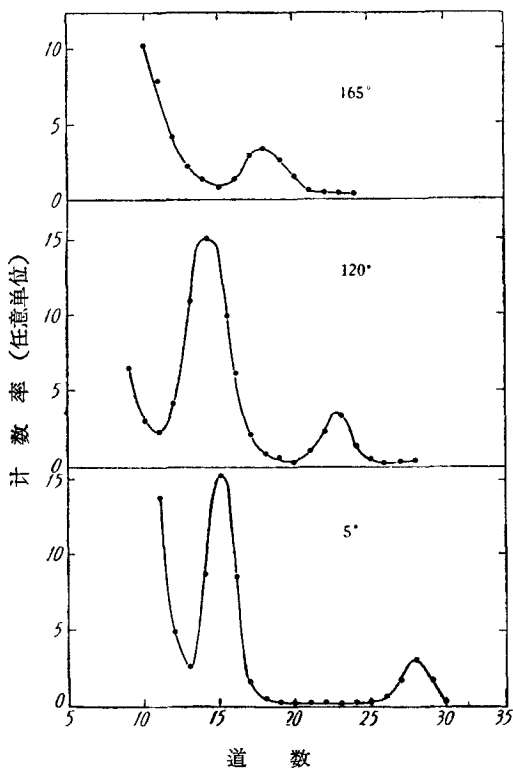


图 2 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 反应质子能谱

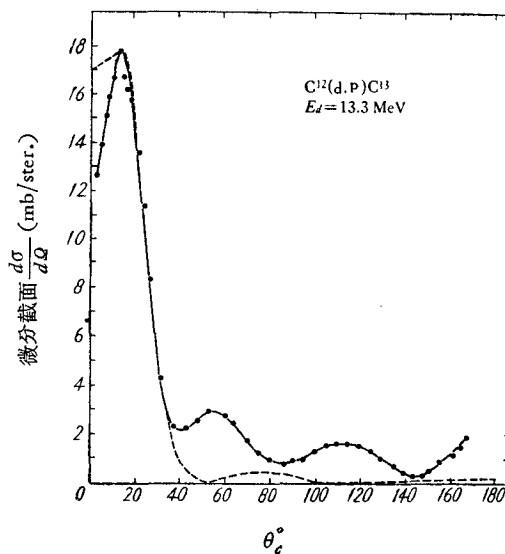


图 3 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态质子角分布
黑圆点是实验结果, 虚线是 Butcher 理论计算结果,
 $l_n = 1$, $r_0 = 4.4 \times 10^{-13} \text{ cm}$.

(2) 角分布 角分布的测量范围是 $3^\circ - 167^\circ$ 。从 $3^\circ - 25^\circ$ 每隔 2.5° 取一个数据, 从 $25^\circ - 167^\circ$ 每隔 5° 取一个数据, 所得结果表示在图 3, 数据列在表 1。表 1 中的数据是转换到质心系统的。

表 1 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 基态质子角分布数据

质 心 角 度 θ^*	质 心 截 面 $\sigma(\theta^*)\text{mb/ster.}$	质 心 角 度 θ^*	质 心 截 面 $\sigma(\theta^*)\text{mb/ster.}$
3.3°	12.6±0.2	75.5°	1.22±0.04
5.5°	13.9±0.1	80.7°	0.878±0.010
8.3°	15.1±0.2	85.8°	0.719±0.024
8.8°	15.7±0.4	90.8°	0.806±0.017
11.0°	16.5±0.2	95.9°	0.895±0.060
13.8°	17.6±0.3	100.8°	1.205±0.01
14.3°	16.8±0.5	105.8°	1.41±0.02
16.5°	16.4±0.4	110.7°	1.56±0.12
19.2°	15.7±0.7	115.5°	1.57±0.04
19.8°	14.8±0.4	120.3°	1.60±0.02
22.0°	13.6±0.3	125.1°	1.16±0.13
24.7°	11.4±0.1	129.8°	0.896±0.005
27.5°	8.31±0.11	134.5°	0.753±0.04
32.9°	4.292±0.17	139.1°	0.498±0.03
38.4°	2.31±0.10	143.8°	0.349±0.02
43.8°	2.21±0.03	148.4°	0.319±0.01
49.1°	2.49±0.08	152.9°	0.580±0.070
54.5°	2.97±0.07	157.5°	0.837±0.014
59.8°	2.73±0.07	162.0°	1.21±0.05
65.1°	2.46±0.06	165.6°	1.55±0.55
70.3°	1.75±0.03	168.3°	1.83±0.06

我们角分布测量的结果和前人的结果相比,主要是测量的角度范围较大,例如小角度我们一直测到 3° , 因此小角度截面下降的趋势观察得比较清楚. 在大角度我们一直测到 167° , 因此观察到第三个谷, 并且和 Morita 等^[9] 一样观察到后角度截面往上翘. 和 Заика^[8] 的工作相比, 几个峯谷的位置都是一致的, 除了主峯截面 Заика^[8] 的测量比我们小 26% 以外, 其他峯谷截面和我们测量的结果差不多相同. Hamburger^[10] 曾系统地研究了在各种能量情况下这反应主峯截面的数值, 并指出 Заика^[8] 13.3MeV 测量的主峯截面小了 30%. 因此, 我们的主峯截面数值和 Hamburger^[10] 的结果在 4% 范围内符合.

用 Butler 公式适合角分布的曲线也表示在图 3, 被俘获中子的轨道角动量为 1, 这和前人的结果^[6] 以及壳模型的预言相一致, 选用的相互作用半径为 $4.4 \times 10^{-13}\text{cm}$. 这是符合角分布数据最好的数值.

用 Butler 理论适合角分布有许多不够满意的地方. 例如: 1) 实验上小角度截面下降得很显著, 但 Butler 理论结果下降得很小. 我们利用粗糙的扭曲波计算, 已经可得到较好的符合. 2) 实验角分布在大角度区域起伏比较显著, 在 56° 和 113° 邻近有两个很显著的极大, 在后角度明显地上升. Butler 理论仅在 75° 附近有一个很小的极大. 在 (d, p) 反应中, 当 $l_n = 1$ 时, 角分布曲线经常在 $50^\circ - 60^\circ$ 之间显出第二峯. 若干这样的角分布曲线已经用扭曲波计算分析过, 得到颇好的符合; 例如 $\text{Ca}^{44}(d, p)\text{Ca}^{45}$ 反应 1.90 MeV 能级的质子群^[3]. 所以, 我们认为第二峯主要是扭曲效应的贡献. 但第三峯和后角截面的上升, 则不是经常出现的, 所以值得用细致的扭曲波计算来进行分析, 这一方面可

以验证扭曲位阱参数的选值是否适当,同时可以研究其他反应机制的存在问题。

(3) 约化宽度 把 Butler 截面公式的第一极大归一到实验测得的主峰顶点的微分截面值,可以定出约化宽度的绝对值 γ^2 为 0.17MeV, 相对于 Wigner 求和极限值, $\theta = \gamma^2 / \frac{3\hbar^2}{2mR^2}$ 为 0.048。

Butler 公式只在主峰附近与实验符合得较好,因此用它确定的约化宽度不是唯一的。曾提出了一些其他方法来取约化宽度。

(i) 符合总截面 把 Butler 公式的总截面和实验的总截面 28.9mb 相比较,可以得到约化宽度为 0.32MeV。

(ii) Amado 方法^[16] 在 Butler 公式中截面与核因子 $\left(\frac{1}{\alpha^2 + K^2}\right)^2$ 成正比,当 $K^2 = -\alpha^2$ 时,相当于 Butler 公式预言的截面为无穷大,这时所有竞争过程,如复合核过程、核核和质子以及靶核和剩余核相互作用的扭曲效应都是有限的。因此在极点处用 Butler 公式定约化宽度可能是正确的。 $K^2 = -\alpha^2$ 条件相当于 $\cos\theta = 1.2$ 是非物理区域,把约化宽度与 $\cos\theta$ 标绘外推到 $\cos\theta = 1.2$, 得到约化宽度为 0.088MeV。

(iii) Bowcock 方法^[17] Bowcock 提议将反应振幅(或强度)用分波分解的方法取约化宽度。将实验的微分截面(或其平方根)以及 Butler 公式的截面(或反应振幅)用 Legendre 函数展开,取其展开系数比率对 Legendre 函数的指数标绘,能够期望非削裂振幅只在低指数时影响这个比率。当高指数时这比率趋于一常数,从这常数值可以定约化宽度。我们将 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 反应截面与 Butler 公式预言的截面用 Legendre 函数展开,得到指数在 9—11 处其系数比已为常数,由此定出的约化宽度为 0.35MeV。

表 2 几种方法取得的 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 基态反应的约化宽度

峰值符合法	1.0
总截面	1.9
Bowcock 方法	2.1
Amado 方法	0.53

表 2 总结了上述几种方法取得的约化宽度,并归一使峰值符合法的结果为 1。

从表 2 的结果看来,如以峰值符合法的结果为 1,则其他方法的结果在因子 2 的范围内符合。

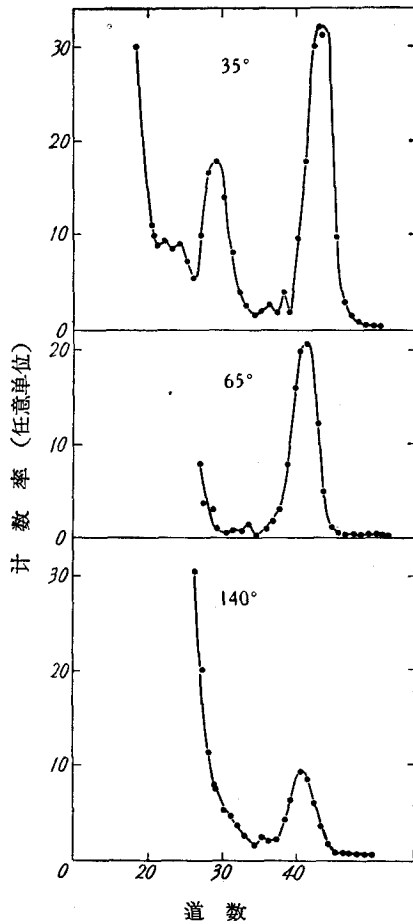
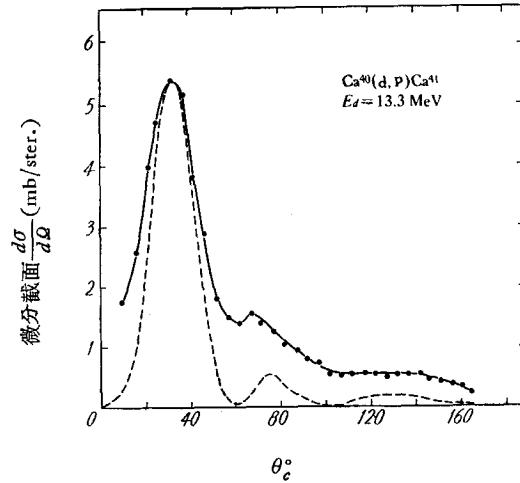
曾经利用扭曲波理论,根据上面几种方法,对约化宽度作过粗略的计算。这样,几种方法所给的数值比较一致,比平面波理论所给的要大好几倍,更接近于单粒子核模型所期望的约化宽度。

2. $Ca^{40}(d, p)Ca^{41}$ 反应

(1) 能谱 几个角度的典型能谱表示在图 4。在 15° 以下的小角度区域和 155° 以上的大角度区域有本底混入,可以根据能谱是高斯型分布的假设把它扣除。其他区域本底混入是很小的。

(2) 角分布 角分布测量由 10° — 164° , 每隔 5° 取一个数据,所得结果表示在图 5,数据列在表 3。表 3 中的数据是换算到质心系统的。

我们角分布测量的结果和前人的结果相比,主要是后角度测量的数据较多,因此发现在 $125^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$ 区域的曲线几乎是平的;当 $\theta > 145^\circ$, 截面下降很快。把 Заика^[14]

图4 $\text{Ca}^{40}(\text{d}, \text{p})\text{Ca}^{41}$ 反应质子能谱图5 $\text{Ca}^{40}(\text{d}, \text{p})\text{Ca}^{41}$ 基态质子角分布
黑圆点是实验结果, 虚线是按 Butler 理论计算结果.

的角分布曲线归一到我们的曲线, 前角度几乎完全重合, 后角度数据和截面的数据他们没有测量.

用 Butler 公式适合角分布的曲线也表示在图4, 得到俘获中子的轨道角动量为 $l = 3$, 这跟前人的结果^[12] 以及壳模型预言是一致的. 符合角分布的最好的相互作用半径为 $6.0 \times 10^{-13}\text{cm}$.

Butler 理论预言与实验符合得不够好的地方主要是: 1) 实验主峰宽度比 Butler 理论所预言

表3 $\text{Ca}^{40}(\text{d}, \text{p})\text{Ca}^{41}$ 基态质子角分布数据

质心角度 θ^*	质心截面 $\sigma(\theta^*)\text{mb/ster.}$	质心角度 θ^*	质心截面 $\sigma(\theta^*)\text{mb/ster.}$
10.3°	1.72±0.41	91.7°	0.80±0.03
15.4°	2.55±0.26	96.6°	0.76±0.04
20.6°	3.96±0.14	101.6°	0.58±0.05
25.7°	4.69±0.12	106.6°	0.56±0.05
30.8°	5.44±0.20	111.6°	0.53±0.01
35.9°	5.15±0.17	116.5°	0.53±0.01
41.1°	3.82±0.10	121.4°	0.54±0.04
46.2°	2.85±0.12	126.4°	0.50±0.03
51.3°	1.83±0.07	131.3°	0.52±0.02
56.4°	1.51±0.10	136.2°	0.51±0.01
61.4°	1.44±0.04	141.1°	0.51±0.05
66.5°	1.57±0.04	145.9°	0.47±0.11
71.6°	1.39±0.07	150.8°	0.42±0.07
76.6°	1.21±0.16	155.7°	0.37±0.10
81.6°	1.05±0.09	160.6°	0.30±0.09
86.6°	0.97±0.05	164.5°	0.17

的为大,可以用细致的扭曲波计算来与实验比较,也可以由此检验位阱参数的准确度; 2) 后角度的实验截面比 Butler 理论预言的要大,且曲线形状也相差较多。Colli^[18] 指出,在 (d, p) 反应中,当氘核能量为几 MeV 到十几 MeV、靶核质量数为 20—40 时,其激发函数有较强的涨落,因此有一部分截面可能是由复合核机制贡献的。和 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 反应的情况相似,把实验结果和细致的扭曲波计算相比较,我们有可能检验复合核机制或其他反应机制在这里是否存在,并估计他们的贡献。

(3) 约化宽度 用 Butler 公式主峰符合法得到的约化宽度为 $\gamma^2 = 0.041 \text{ MeV}$, $\theta_0 = 0.023$ 。用其他方法得到的约化宽度,也表示在表 4。表上的数值,业已归一到主峰值符合法的结果为 1。

和 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 反应的结果相似,如以峰值符合法的结果为 1,则其他方法的结果在因子 2 范围内符合。对这个反应的约化宽度,也用扭曲波理论作过粗略的计算,所得的改进,也和在 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 反应中所得的结果相似。

总的说来,对于氘核削裂反应的角分布,虽然已有若干扭曲波理论分析,但是有的实验精确度不太高,有的角度范围不大,有的起伏不突出。如对本文中二个反应的质子角分布加以仔细的理论分析,看来还是有意义的。

在本文的两个反应中,除氘核削裂机制以外,复合核或其他机制都有存在的可能。但是这些机制的贡献随着能量的变化应当有所不同,假使测量了这两个反应微分截面的激发函数,对于了解反应机制的性质,将有很大的帮助。

最后,我们对加速器工作人员在提供优良束流和密切配合方面表示感谢;对王长兴、关守仁同志在制靶方面,续双城同志在分析靶子成分方面,曾聘鑒、孙信然同志在计算方面所给予的帮助也表示感谢。甘满丰、李卫江和孙宝来同志参加了部分工作,在此也一并致谢。

参 考 文 献

- [1] Butler, S. T., *Proc. Roy. Soc.*, **A208** (1951), 559; Bhatia, A. B., 黄 昆, Huby, R., Newns, H. C., *Phil. Mag.*, **43** (1952), 485.
- [2] Owen, G. E. and Mandansky, L., *Phys. Rev.*, **105** (1957), 1766.
- [3] Jobocman, W., *Phys. Rev.*, **94** (1954), 1655; **115** (1959), 98.
- [4] 姜承烈、余泮水、谢 滋、毛振麟、程业浩、赵忠尧等, *物理学报*, **22** (1966)(排印中)。
- [5] Rotblat, J., *Phys. Rev.*, **83** (1951), 1271.
- [6] Green, S. and Middleton, R., *Proc. Phys. Soc. London*, **69A** (1956), 28.
- [7] McGruer, J. N., Warburton, E. K. and Bender, R. S., *Phys. Rev.*, **100** (1955), 235.
- [8] Заика, Н. И., Немец, О. Ф. и Церинце, М. А., *ЖЭТФ*, **39** (1960), 3.
- [9] Morita, S., Karvai, N., et al., *J. Phys. Soc. Japan*, **15** (1960), 550.
- [10] Hamburger, E. W., *Phys. Rev.*, **123** (1961), 619.
- [11] Slobodrian, R. J., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 1059.
- [12] Holt, J. R. and Marsham, T. N., *Proc. Phys. Soc.*, **A66** (1953), 565.
- [13] Bockelman, C. K. and Buechner, W. W., *Phys. Rev.*, **107** (1957), 1366.
- [14] Заика, Н. И., Немец, О. Ф., Прокопенко, В. С., *ЖЭТФ*, **38** (1960), 287.
- [15] 周德邻、毛振麟、袁容芳、梁文学、赵忠尧, *物理学报*, **16** (1960), 413.

- [16] Amado, R. D., *Phys. Rev. Letters*, **2** (1959), 399.
[17] Bowcock, J. E., *Proc. Phys. Soc.*, **A68** (1955), 512.
[18] Colli, L., *Proc. of Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms* (1962), 397.

PROTON ANGULAR DISTRIBUTION IN THE $C^{12}(d,p)C^{13}$ AND $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ GROUND STATE REACTIONS

MAO CHEN-LIN LIANG WEN-HSÜEH CHIANG CHÉNG-LIEH

YU PAN-HSIA CHENG YEH-HAO HO TSE-JAN

CHOU SHAN-CHU CHAO CHUNG-YAO

ABSTRACT

The angular distribution and differential cross-section of the proton groups from the $C^{12}(d,p)C^{13}$ and $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ ground state reactions have been measured at the deuteron energy of 13.3 MeV. Measurements were made at 2.5° or 5° intervals and covered the angular range from 3° to 167° and from 10° to 164° for the C^{12} and Ca^{40} reactions respectively. It is found that: (1) The experimental points near the main stripping peak agree fairly well with the theoretical angular distribution curve calculated by using the simple Butler theory and normalized at the stripping peak, for both proton groups. The parameters of the nuclear levels thus determined are in good accord with the results previously obtained. (2) For large angles, the experimental cross-sections do not decrease to such small values as required by the Butler theory. They also show very prominent subsidiary maxima at the positions not in accord with the prediction of the Butler theory. These features can be interpreted by the distorted wave theory, but may also be partly due to contributions of reaction mechanisms other than the deuteron stripping. (3) In the $C^{12}(d,p)C^{13}$ reaction, the cross-section decreases strongly at the forward angle and shows an uprising at the backward angle. Neither of these features is in accord with the Butler theory, but they can also be explained by the distorted wave theory. The uprising at the backward angle may also be due to contributions of other reaction mechanisms. (4) The reduced widths of the ground levels for the $C^{12}(d,p)C^{13}$ and $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ reactions, obtained from the peak cross-sections by using the Butler theory are $\gamma^2 = 0.17$ and 0.041 respectively. The distorted wave theory gives larger values which will be closer to the values expected from the single particle model. Owing to these facts, it seems worthwhile to analyze the data of the present experiment with the detailed distorted wave theory.