

低能核物理

资料汇编

原子能出版社

低能核物理

资料汇编

(内部资料)

原子能出版社

1974年3月

前 言

伟大的无产阶级文化大革命，调动了广大科研工作者的积极性，在低能核物理领域内，他们对当前国外的发展趋势进行了调查研究，同时也做了大量的实验研究工作。本书选登了二十八篇文章，作为反映这方面情况的一个初步介绍。通过这个介绍，希望对从事低能原子核物理基础研究的同志们赶、超世界先进水平有所帮助。本书的第四部分涉及到了同低能核物理有关的边缘学科和低能核物理的应用，编者认为，这对如何发展边缘学科和应用基础研究来为我国社会主义建设服务是个值得参考的例子。由于编者的水平有限，编选的内容不一定能反映当前低能核物理领域内重大的研究课题，仅供参考。

低能核物理资料汇编

原子能出版社 编

(内部资料)

原子能出版社出版

国防工业出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

(内部发行)

开本 $787 \times 1092^{1/16}$ ·印张 $18^{1/2}$ 字数 300 千字

1974年3月北京第一版·1974年3月北京第一次印刷

印数 0,001—3,000 定价: 2.20 元

统一书号: 15175·007

目 录

第一部分 原子核反应

Be ⁹ (d, α)反应的某些研究	3
5兆电子伏氘核在Li ⁶ , Li ⁷ , C ¹² , O ¹⁶ 核上引起的反应	21
用碳 ¹² 离子轰击铀 ²³⁸ 合成镅 ²⁴⁵ , 镅 ²⁴⁶ 的激发函数的测量	54
用重离子反应合成镅、镎、钷的实验研究	65
钷 ²⁵⁰ 合成的尝试	84
碳 ¹² 离子轰击铀 ²³⁸ 合成镅的化学分离和鉴定	89
铀 ²³⁸ 和钍 ²³² 中子平均俘获截面的计算	99
关于(n, γ)反应中的若干问题	112
三体反应	121
超重核形成截面的估算	131
重离子反应机制和超重核合成的前景与展望	138

第二部分 自裂变和诱发裂变

钚 ²⁴⁰ 自发裂变放出瞬时中子数目的几率分布	151
碳离子轰击金核引起的裂变反应碎片角分布的测量	158
使用半导体探测器的裂变碎块质量谱仪	165
固体径迹探测器简介	171
钍、铀、钚等核(n, f)裂变截面计算	177
关于原子核的裂变问题	184

第三部分 原子核结构

超重核的稳定性问题	201
超重核的壳结构和稳定性	208
壳修正方法和壳效应对重核(包括超重核)基态性质的影响	216
偶偶核的四极表面振荡	227
关于对振动问题的简单介绍	233
π 核吸收与核子关联	238
同位旋相似态调研	245
同位旋相似态简介	257

第四部分 其 它

高能原子核物理的几个问题	265
国际重离子加速技术发展简况	269
低能加速器在固体物理、原子物理和材料分析方面的一些应用	284

第 一 部 分

原 子 核 反 应

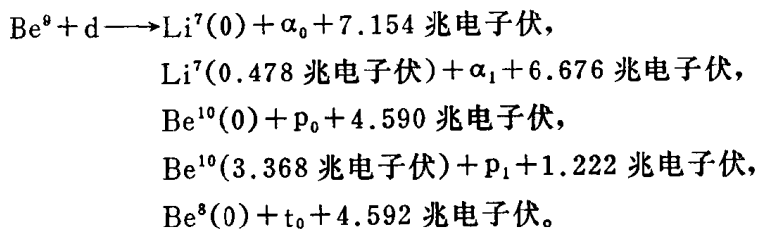
Be⁹(d, x)反应的某些研究

姜承烈 赵 葵 王大椿 李卫江 周恩臣
李志常 蔡敦九 程业浩 吕富保 韩树奎

在 $E_d=0.1-2.5$ 兆电子伏能量范围内,研究了 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}(0)$, $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10}(3.368$ 兆电子伏), $\text{Be}^9(d, t_0)\text{Be}^8(0)$, $\text{Be}^9(d, \alpha_0)\text{Li}^7(0)$ 及 $\text{Be}^9(d, \alpha_1)\text{Li}^7(0.478$ 兆电子伏)诸反应。在 E_d 为0.150, 0.220, 0.401, 0.706, 1.005, 1.301, 1.484, 1.750, 2.000, 2.250和2.500兆电子伏共十一个能量上分别测量了这五群出射粒子在 $\theta_L=10^\circ-155^\circ$ 区间的角分布。在 $\theta_L=135^\circ$, $E_d=0.1-2.5$ 兆电子伏, 在 $\theta_L=95^\circ$, $E_d=0.1-2.2$ 兆电子伏, 在 $\theta_L=112.5^\circ$, $E_d=0.5-2.5$ 兆电子伏, 测量了 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的激发函数。在 θ_L 为 135° 和 112.5° , $E_d=1.2$ 兆电子伏, 用较厚靶(100—300微克/厘米²)测量了 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 反应的微分截面绝对值, 结果为 $\sigma_{p_0}(\theta_L=135^\circ)=1.60$ 毫靶/球面度, $\sigma_{p_0}(\theta_L=112.5^\circ)=1.55$ 毫靶/球面度。这样就得到了在此能区内, 这五群出射粒子的截面情况, 并对所得结果进行了一些讨论。

一、引 言

氘核轰击 Be^9 核时, Q 值较高的出射单能带电粒子的反应道有以下五个:



这些反应道分别都有一些工作进行过研究⁽¹⁾。其中 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}(0)$ 反应道的研究最多。史密瑟 (Smither)⁽²⁾在100—200千电子伏, 郭箕第⁽³⁾在200—250千电子伏, 德戎 (De-Jong)⁽⁴⁾在300—620千电子伏, 雷斯尼克 (Resnick)⁽⁵⁾在300—880千电子伏, 朱里克 (Juric)⁽⁶⁾在650—1450千电子伏, 卡纳万 (Canavan)⁽⁷⁾在1000—2000千电子伏, 屈尔 (Cüer)⁽⁸⁾在1300千电子伏以及石松 (Ishimatsu)⁽⁹⁾在1700—3000千电子伏分别测量了 (d, p_0) 的角分布。从这些角分布可以看出, 当入射能量低时, 后角区截面大于前角区的截面。随着入射能量的升高, 前角区截面相对于后角区截面逐渐上升, 在 30° 附近出现一个峰, 有些像 $l_n=1$ 的削裂图象。但是后角区截面仍然不小。这些工作中除了那些在很低入射能量用厚靶粗测了截面绝对值外, 石松用闪烁谱仪和薄靶测得了此反应道的微分截面绝对值。另外比格斯塔夫 (Biggerstaff)⁽¹⁰⁾在800—2200千电子伏区间给出了四个能量上的 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的总截面。可是这两个工作的总截面相差一倍, 远远超过误差范围。卡纳万用正比管在 90° 测量了 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的激发函数, 发现在几个能量上可能有共振, 而石松在 30° 上的测量没有看到这些共振。不过他们在总截面的激发函数上却看到了类似于卡纳万的情况。至于 $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10}(3.368$ 兆电子伏)反应道, 除了雷斯尼克在300—800千

电子伏测量了一些相对值的角分布和菲利普斯(Phillips)⁽¹¹⁾在250千电子伏以下测了90°的激发函数外,在我们研究的能区没有看到其他工作。

对于 $\text{Be}^9(d, t_0)\text{Be}^8(0)$ 反应道,上面讲到的史密瑟,雷斯尼克,屈尔,朱里克的工作里也进行了些角分布的测量。比格斯塔夫在850—2200千电子伏用闪烁谱仪,谢罗夫(Серов)⁽¹²⁾在1.4和2.5兆电子伏用磁谱仪测量了角分布。可以看出,对 Be^9 核来讲,低入射能量的 (d, t_0) 反应比起 (d, p_0) 反应来,角分布的样子更近于直接反应的图象。

研究 $\text{Be}^9(d, \alpha_0)\text{Li}^7(0)$ 及 $\text{Be}^9(d, \alpha_1)\text{Li}^7(0.478 \text{ 兆电子伏})$ 反应道的工作较少。比格斯塔夫在750—2400千电子伏的九个能量上测了这两群粒子的角分布。发现这两种角分布的样子差异很大。尤其在低入射能量时,一个是前角区截面大,另一个是后角区截面大。另外,雷斯尼克也给出了三个能量上的不分群的 α_0 和 α_1 的相对值的角分布。

我们在 $E_a=0.1—2.5$ 兆电子伏能区,用半导体探测器较系统地测量了这五个反应道的情况。这样可供更细致地分析研究氦核轰击铍核的反应机制。

二、实 验 装 置

$E_a=0.2—2.5$ 兆电子伏的实验是在2.5兆电子伏静电加速器上进行的。离子流经分析器偏转90°后,再由一对四极磁透镜聚焦,然后进入靶室。磁分析器磁场用核磁共振法测量,并由 $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ 阈能反应($E_p=1.88036$ 兆电子伏)及 $\text{Al}^{27}(p, \gamma)\text{Si}^{28}$ 共振反应($E_p=991.82$ 千电子伏)进行能量刻度。能量散度和准确度都为0.5%。 $E_a=0.1—0.22$ 兆电子伏的实验是在250千电子伏高压倍加器上进行的,其高压值是由球隙放电仪来刻度的,能量准确度约为2%。

我们设计制造了一个结构比较简单的转动靶室,如图1所示。靶室盖可在保持真空的情况下转动。通过转动靶室上盖可使固定在靶室上盖上的半导体探测器在束流平面 -160° 至 160° 之间的任意角度进行测量。在半导体探测器的前面,有一可装五块不同厚度的吸收片的支架,它也是固定在靶室上盖上。通过转动靶室外面的把柄,可以按需要改变挡在探测器前面的吸收片,选择合适的实验条件。

离子流经过准直器进入靶室。准直器中装有两个相距为330毫米的准直孔(用0.5毫米钽片做成,孔径 $\phi 2$ 和 $\phi 4$,近靶点的准直孔为 $\phi 2$,距靶约35毫米)。在准直孔之间和束流出口处还加了几个 $\phi 4—\phi 6$ 的反散射孔。靶室中央轴线处是可装四块靶的靶杆,它与靶室是绝缘的,可以上下移动或转动。为了提高真空度,减少中性束的成分及靶上的碳沾污,在靶室下面装了一个液态氮冷阱,这在高压倍加器的能区尤其必需。

$\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的激发函数及截面绝对值的测量在两个靶室上测量过。 $\theta_L=95^\circ$ 和 135° , $E_a=0.1—2.2$ 兆电子伏的激发函数是在上述的转动靶室上测量的。打在靶上的离子流是从靶杆上收集的,并由电流积分器记录。在靶子周围有一个金属圆筒,圆筒上加负压,用来抑制靶上次级电子的逸出。 $\theta_L=112.5^\circ$ 和 135° , $E_a=0.5—2.5$ 兆电子伏的激发函数以及微分截面绝对值是在另一个靶室上测量的。图2是它的示意图。束流准直系统类似于转动靶室。靶杆对于靶室是偏心的。靶杆的下端是一个能盛水的六面紫铜箱,靶背紧贴于其侧面,便于靶子的冷却。铜箱的四个侧面可装四块靶。靶杆可以转动或上下移动。为了保证束流的收集,我们在靶上装了一个用30微米铝箔做的 $\phi 20$,长60毫米的铝筒子。由于出射的

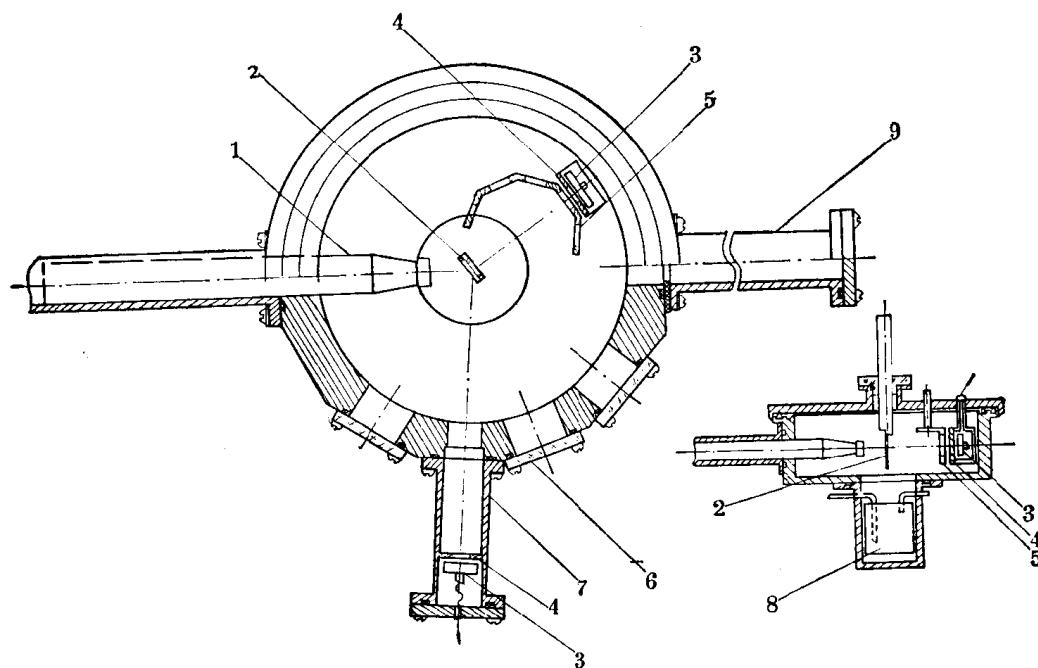


图 1 转动靶室示意图

- 1——束流准直器；2——靶框；3——半导体探测器；
4——光栏；5——吸收片支架；6——探测窗；7——探
测长管道；8——冷阱；9——法拉第筒。

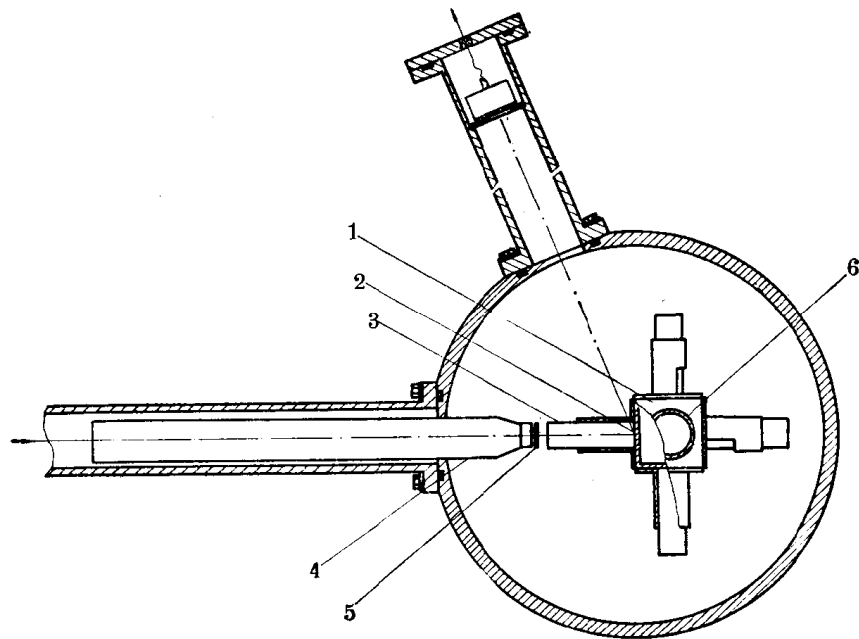


图 2 反应靶室示意图

- 1——紫铜箱；2——靶子；3——30微米厚的铝箔筒；
4——束流准直器；5——负压环；6——靶杆。

P_0 粒子能量较高, 足以穿过铝筒进入探测器。在铝筒口与束流准直器间有一个铜环, 上加负压, 以抑制靶上次级电子的逸出。离子流从靶杆上收集, 电流积分器记录。

靶子主要是不锈钢衬底薄铍靶和无衬底薄铍靶^[13]。角分布实验中大都使用无衬底薄铍靶。它的制备是在真空蒸发系统中用钽坩埚加热 Be^9 金属, 使其蒸发在特殊处理过的不锈钢衬底上(衬上涂有很薄的一层肥皂液做为溶质)。蒸完后, 再在蒸馏水中漂浮, 用适当孔径的靶框打捞而得。厚度约 20 微克/厘米²。在很低能量时, 还用薄铝衬底(1—3 微米)的薄铍靶。在入射能量较高时, 铝引起的反应对实验干扰较大, 就不再使用了。激发函数的测量是用不锈钢作底衬的薄铍靶, 靶厚约 30 微克/厘米²。截面绝对值测量则采用了不锈钢底衬的较厚的铍靶, 靶厚 100—340 微克/厘米², 是用三架精度为十万分之一的天秤称重求得的平均值, 靶厚误差 $\leq 2\%$ 。

探测器为金硅面垒型半导体探测器。由探测器出来的脉冲经电荷灵敏前置放大器后, 一路直接送四百道脉冲幅度分析器进行能谱分析; 另一路再经过主放大器放大、甄别后送定标器记录。可将甄别后的讯号控制多道, 观察定标器记录的粒子所对应的能谱。整个探测系统的分辨率对于 $\text{Po}^{210}-\alpha$ 粒子的半宽度约为 40—50 千电子伏。

三、实验方法

1. 粒子的分辨

在本实验中, 欲测的带电粒子的种类比较多。这些单能的 p_0 , α_0 , α_1 , t_0 和 p_1 有的迭加在连续的 α 粒子和氚粒子上。另外, 靶中杂质和衬底物质也会引起反应。因此首先要分辨出所要测量的粒子群, 才能进行测量。

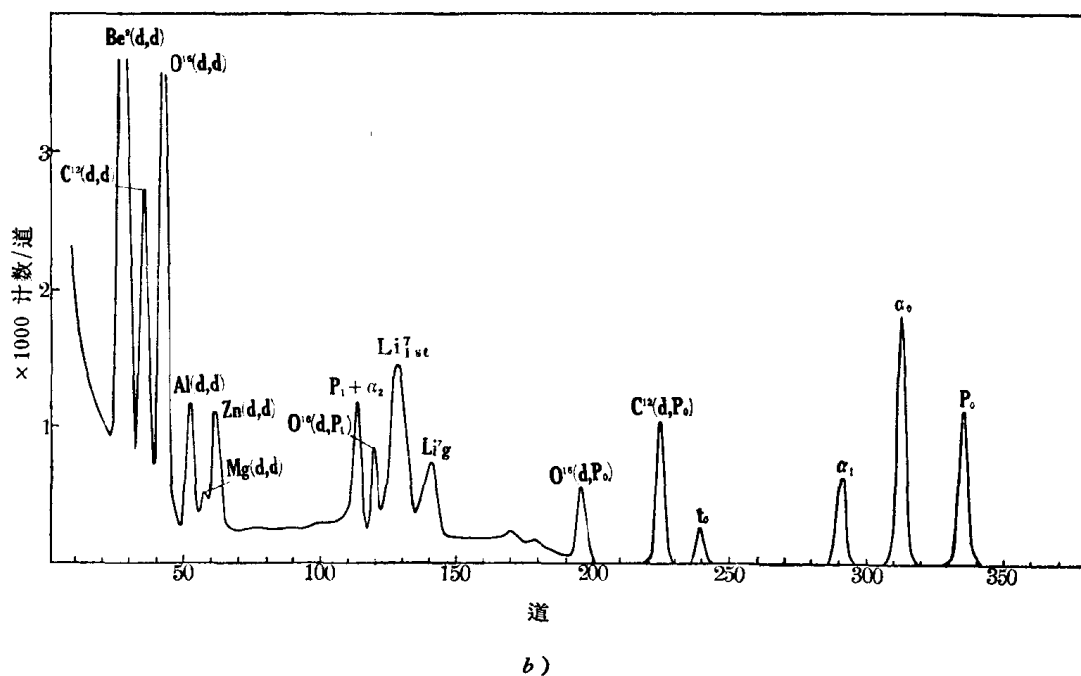
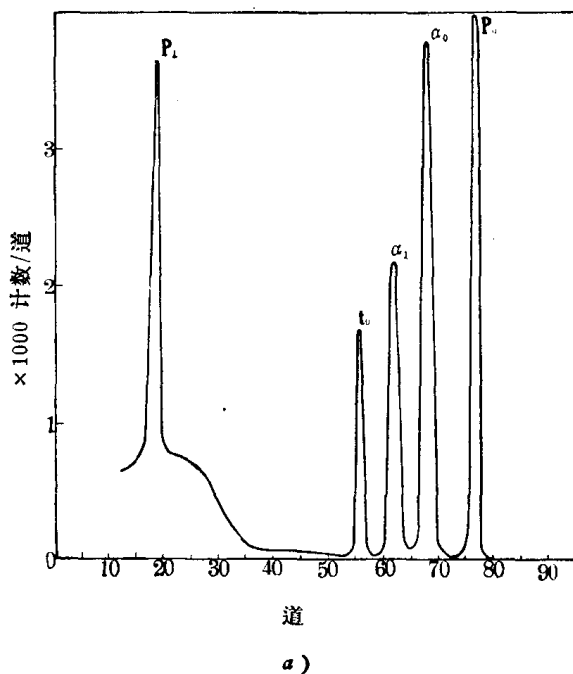
表面位垒型半导体探测器的灵敏层厚度 D 同材料的电阻率 ρ 及所加偏压 V 有关 ($D \propto \sqrt{\rho V}$)。半导体探测器输出脉冲的幅度正比于入射粒子在灵敏层里的能耗。另外, 带电粒子穿过物质时的能耗与粒子的种类和能量有关。我们用半导体探测器来分析粒子的能量, 并通过改变半导体前吸收片的厚度来观察粒子通过吸收片时的能耗, 以及用改变探测器偏压或使用不同电阻率的半导体探测器来观察粒子的射程等方法, 辨认出 p_0 , d , t 及 α 等单能粒子, 对它们进行测量。另外, 还用碳膜、底衬等代替靶来搞清非靶物质引起反应的干扰。

2. 角分布的测量

在角分布的测量中, 在 135° 处安装了一个半导体探测器作为监督器, 让其只记录 $\text{Be}^9 + d$ 反应出射的 p_0 粒子。为完成 $E_d = 0.1—2.5$ 兆电子伏间五群粒子的全部角分布, 视不同情况使用了如下方法:

对于 $E_d < 400$ 千电子伏的较低能区, 使用高电阻率的半导体探测器, 高偏压, 及加适当厚度的薄吸收片, 用以去掉弹性散射氘, 就可以在各个角度上同时测到 p_0 , α_0 , α_1 , t_0 和 p_1 五群粒子, 典型能谱见图 3a。在 $E_d = 0.4—2.5$ 兆电子伏, $70^\circ—155^\circ$ 的角分布也是用这种方法测量的。其典型能谱见图 3b, 它是不加吸收片的情况。图中除了 $\text{Be}^9 + d$ 反应产生的五群单能粒子外, 还包括了 $\text{Be}^9(d, x)$ 的连续群, Be^9 , C^{12} 和 O^{16} 及其它杂质的弹性

散射粒子, $C^{12}(d, p_0)C^{13}$, $C^{12}(d, \alpha_0)B^{10}$, $O^{16}(d, p_0)O^{17}$, $O^{16}(d, p_1)O^{17*}$ 和 $O^{16}(d, \alpha_0)N^{14}$ 等粒子以及反冲核 Li_1^7 和 Li_{1st}^7 。在前角区, 由于 p_0 , α_0 , α_1 及 t_0 等粒子群的能量相互重叠, 我们采用了如下方法: 用高电阻率的半导体探测器, 高偏压, 以较厚的吸收片阻止掉 α 粒子, 只测 p_0 , t_0 及 p_1 三群粒子, 典型能谱见图 3c; 再用低电阻率的半导体探测器, 低偏压, 不加吸收片或加薄吸收片, 使 p_0 和 t_0 粒子穿过探测器的灵敏层, 而且测 α_0 和 α_1 两群粒子, 典型能谱见图 3d。



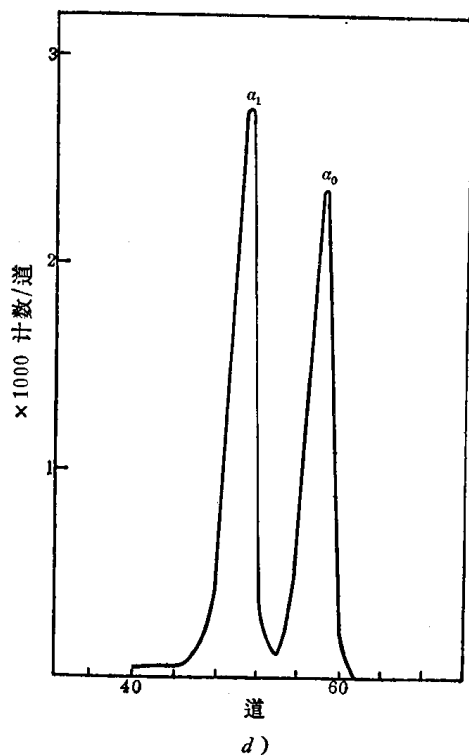
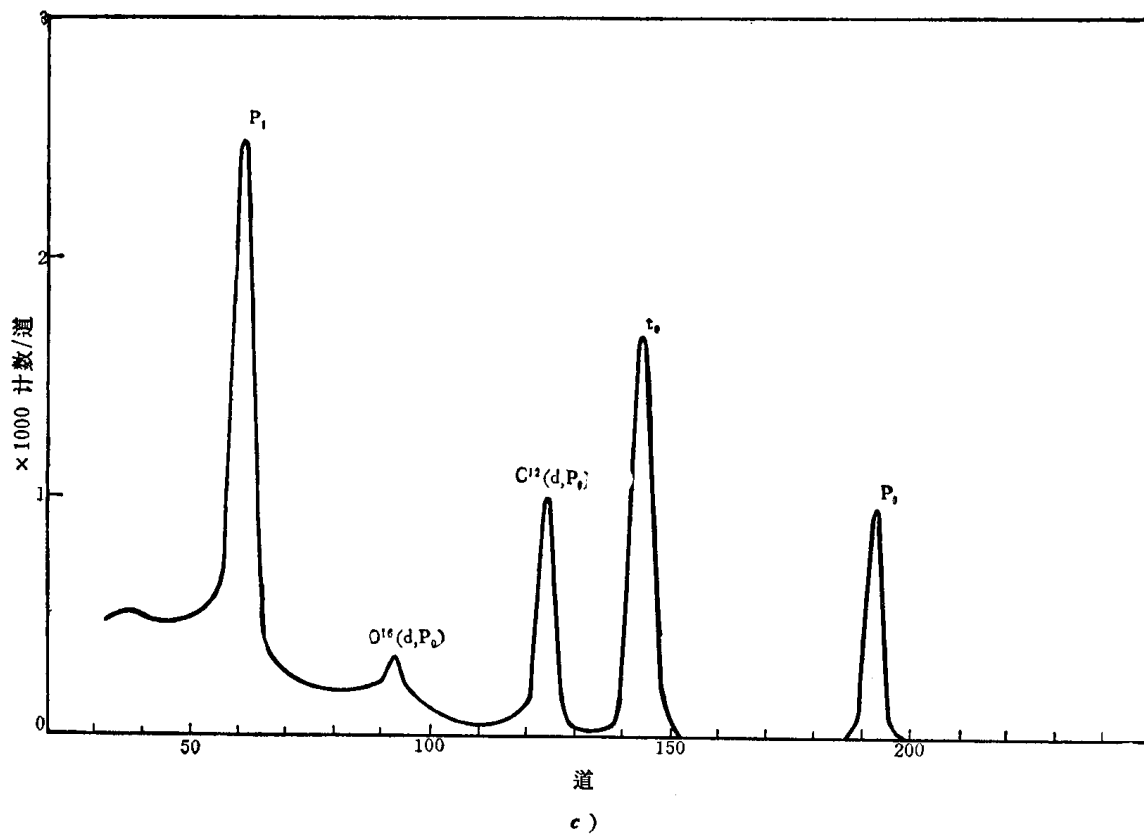


图3 $Be^9 + d$ 反应典型能谱图

a) —— $E_d = 0.4$ 兆电子伏, $\theta_L = 130^\circ$, 吸收片: 3 微米铝箔; b) —— $E_d = 1.0$ 兆电子伏, $\theta_L = 150^\circ$, 无吸收片; c) —— $E_d = 1.5$ 兆电子伏, $\theta_L = 35^\circ$, 吸收片: 24 微米铝箔; d) —— $E_d = 0.7$ 兆电子伏, $\theta_L = 70^\circ$, 吸收片: 1 微米铝箔, 低偏压。

在 $E_d < 1.5$ 兆电子伏实验中, 为了扣除混在 $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10*}$ 中 $\text{O}^{16}(d, p_1)\text{O}^{17*}$ 的影响, 曾用含氧的靶测了 $\text{O}^{16}(d, p_1)\text{O}^{17*}$ 和 $\text{O}^{16}(d, p_0)\text{O}^{17}$ 的产额比值, 于是就可用 $\text{O}^{16}(d, p_0)\text{O}^{17}$ 的数目来估计混在 $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10*}$ 中的 $\text{O}^{16}(d, p_1)\text{O}^{17*}$ 的量。还由于 p_1 总是重迭在连续群粒子上, 所以 $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10*}$ 测量中能谱分析误差较大。

3. 激发函数的测量

为了避免靶在离子流轰击过程中变薄, 采用较小的束流 (< 2 微安)。同时在测量中经常回到开始能量点, 监督靶的变化。实验结果表明, 在整个实验过程中, 靶厚度变化小于 1 %。

在 $E_d < 800$ 千电子伏的能区, 在激发函数测量过程中, 进行了中性束的测量, 对电荷量作了修正。

4. 微分截面绝对值的测量

我们选取 $E_d = 1.2$ 兆电子伏处作绝对测量, 因为这里激发函数随能量的变化较平稳, 可以选用较厚的靶, 以减小称重误差。在转动靶室上测量时, 先让靶面垂直于束流, 测量了 135° 处的截面, 再把靶面转动 45° , 反复测量 95° 和 135° 的产额比, 从而也得到 95° 的截面绝对值。在另一靶室上测量时, 靶面垂直束流, 同时测量 112.5° 和 135° 处的截面。

四、实验结果

1. $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 反应的激发函数及误差

$\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 反应的激发函数见图 4。曾对实验数据进行过如下二项修正:

(1) **靶厚的修正** 能量为 E_d 的单能氘核经过靶物质后有一能耗 ΔE_d , 致使所测量的结果实际上是 E_d 到 $E_d - \Delta E_d$ 的平均效应。在入射能量低时, 由于激发函数变化得比较陡, 这种效应甚为显著。我们按照实验中的具体靶厚能耗 ΔE_d , 对实验数据进行修正, 得到对应于单能入射能量的截面值。在 $E_d \geq 600$ 千电子伏以上, 这种修正量不大。

(2) **束流中中性成分的修正** 加速后的氘离子束在引出管道及靶室内与残余的气体分子碰撞时可能捕俘电子而成为中性氘粒子。这种氘粒子照样与靶物质产生反应, 只是在电流积分器上测不到它, 即入射粒子的总量 Q 应为积分器测到的氘离子 Q_a 和中性的氘粒子 Q_0 两部分组成 ($Q = Q_a + Q_0$), 则中性成分 $X = Q_0/Q$ 。实验证明, $E_d > 0.8$ 兆电子伏, 中性成分可以被忽略。在 0.8 兆电子伏以下, 我们借助磁场偏转法, 对 X 进行了测量, 并对实验数据中的电荷量给以修正, 修正量给截面带来的误差 $< 1\%$ 。

激发函数相对值的误差除了上面二项修正中引入的误差之外, 还包括能谱分析误差。在 100—200 千电子伏, 由于同时测量 p_0 , α_0 , α_1 和 t_0 等几个群, 能谱上 p_0 群的底部和其它群有些混杂, 就按高斯分布分群, 此时误差 1—2%; 在 0.2—2 兆电子伏区间, 由于用吸收片阻止了 α 群, p_0 的能谱分析误差较小 ($< 0.5\%$); 能量大于 2.0 兆电子伏时, p_0 的能谱有较明显的本底干扰出现, 致使 p_0 的能谱分析误差较大, 达 4—5%。另外, 还有粒子计数的统计误差, 电荷测量的不稳定性引起的误差及靶点漂移的误差等, 它们一般都

比较小。入射能量在 0.2—2 兆电子伏间，激发函数相对值的总误差估计为 2—3%，而 0.2 兆电子伏以下及 2 兆电子伏以上，误差约 5%。

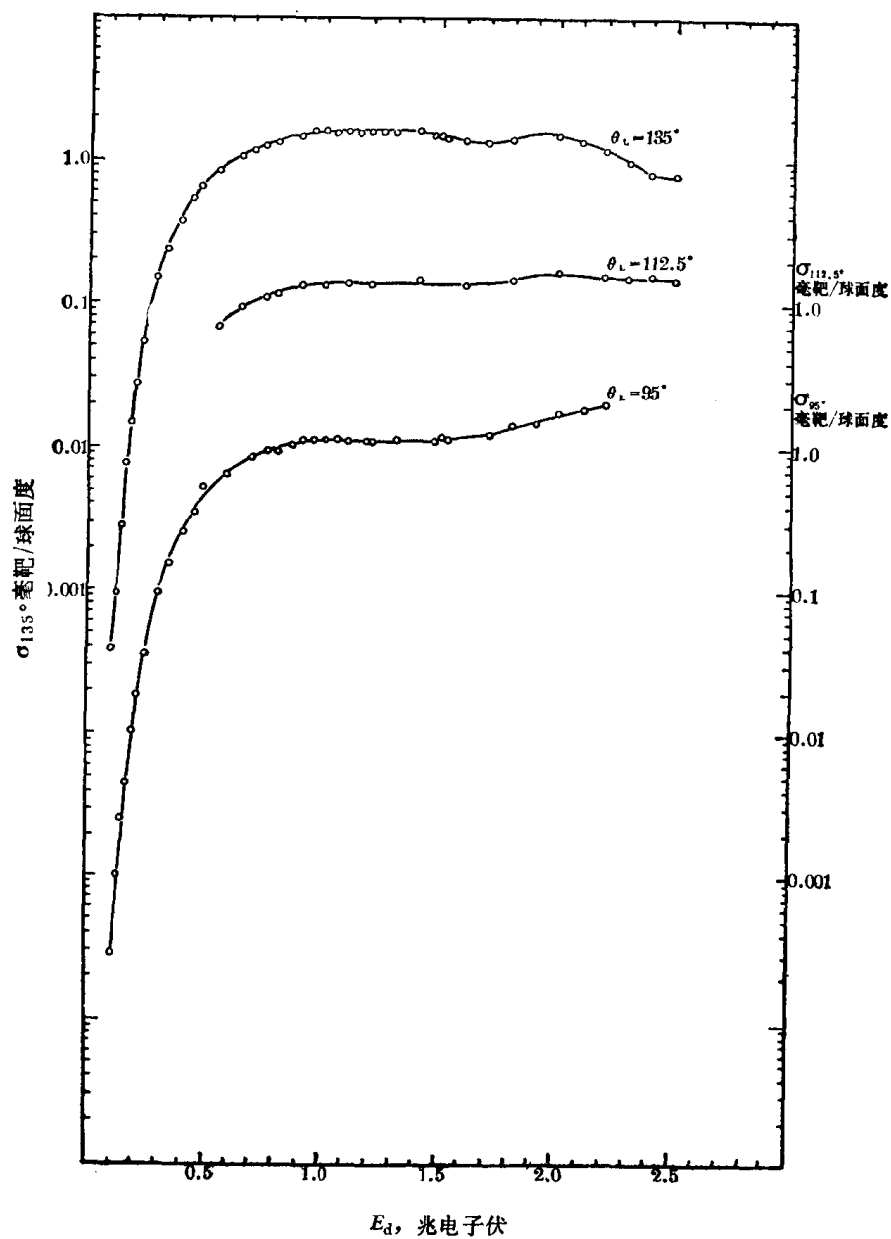
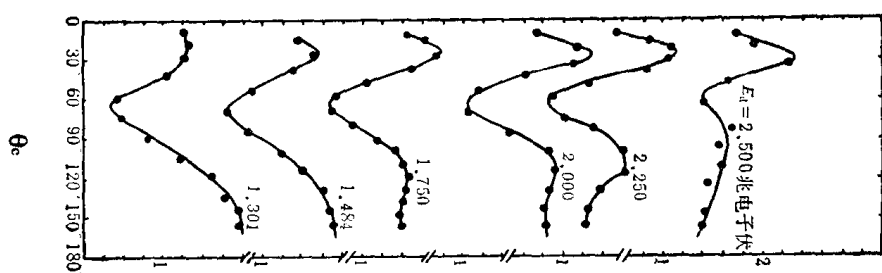
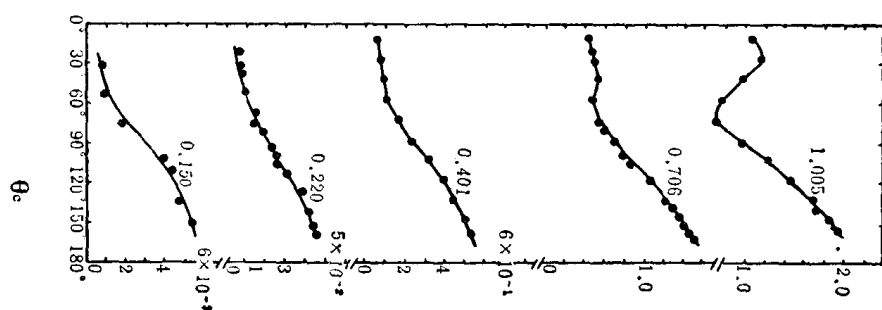


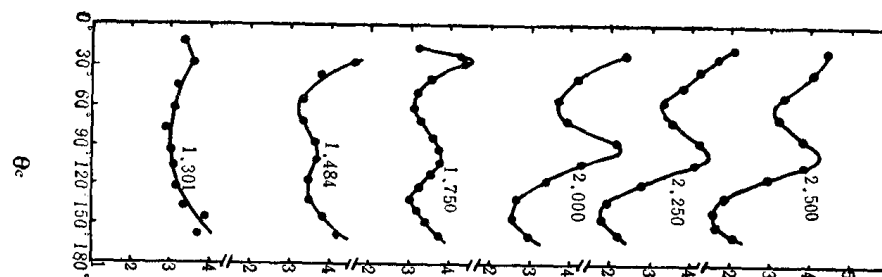
图 4 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 反应的激发函数



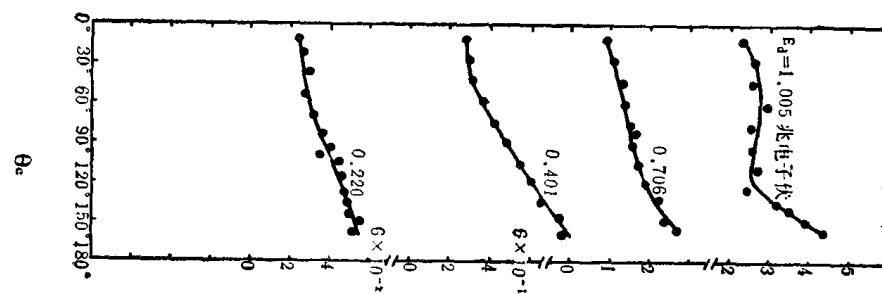
微分截面, 毫靶/球面度



微分截面, 毫靶/球面度



微分截面, 毫靶/球面度



微分截面, 毫靶/球面度

图 5 $\text{Be}^9(d, P_0)\text{Be}^{10}$ 角分布

图 6 $\text{Be}^9(d, \alpha_0)\text{Li}^7$ 角分布

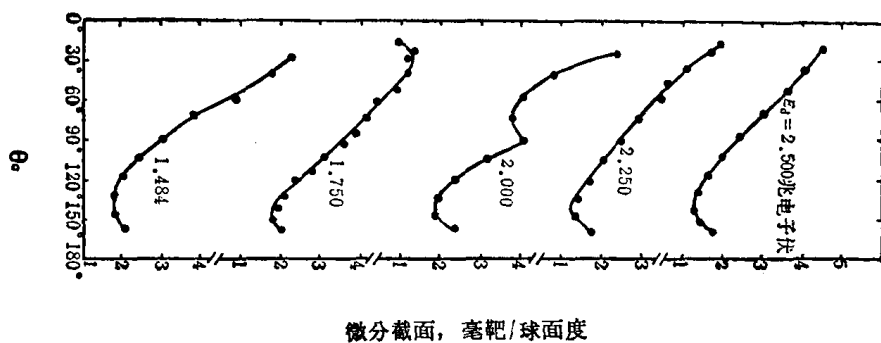


图 7 $\text{Be}^*(d, \alpha_1) \text{Li}^*$ 角分布

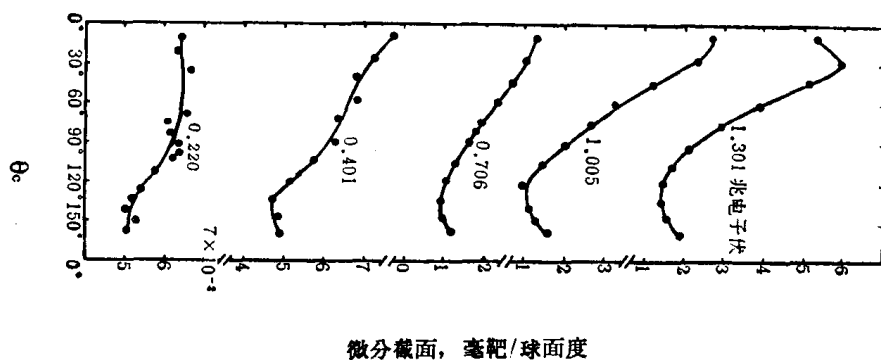
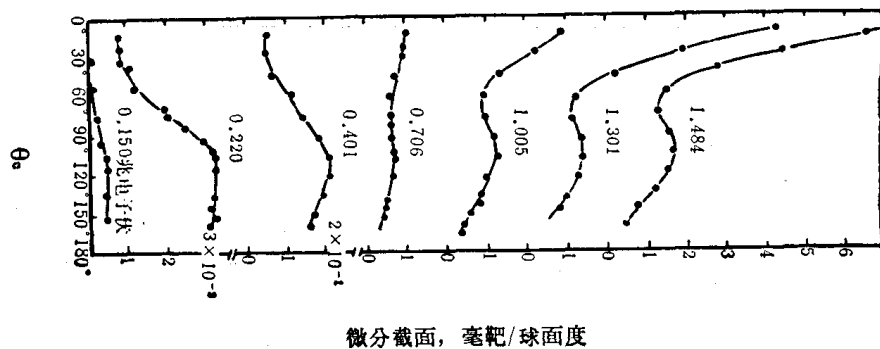
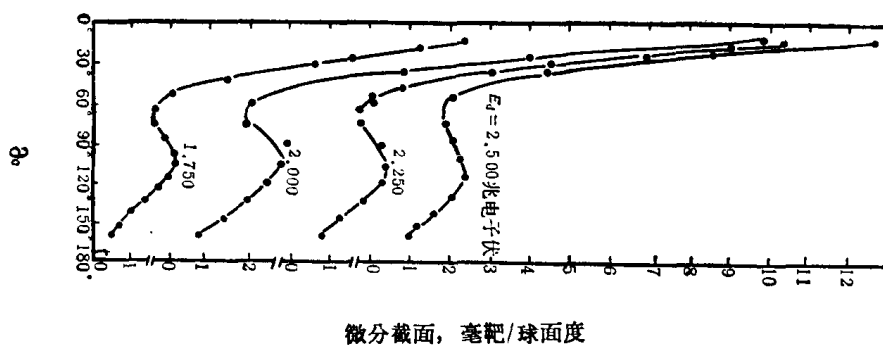


图 8 $\text{Be}^*(d, t_0) \text{Be}^*$ 角分布



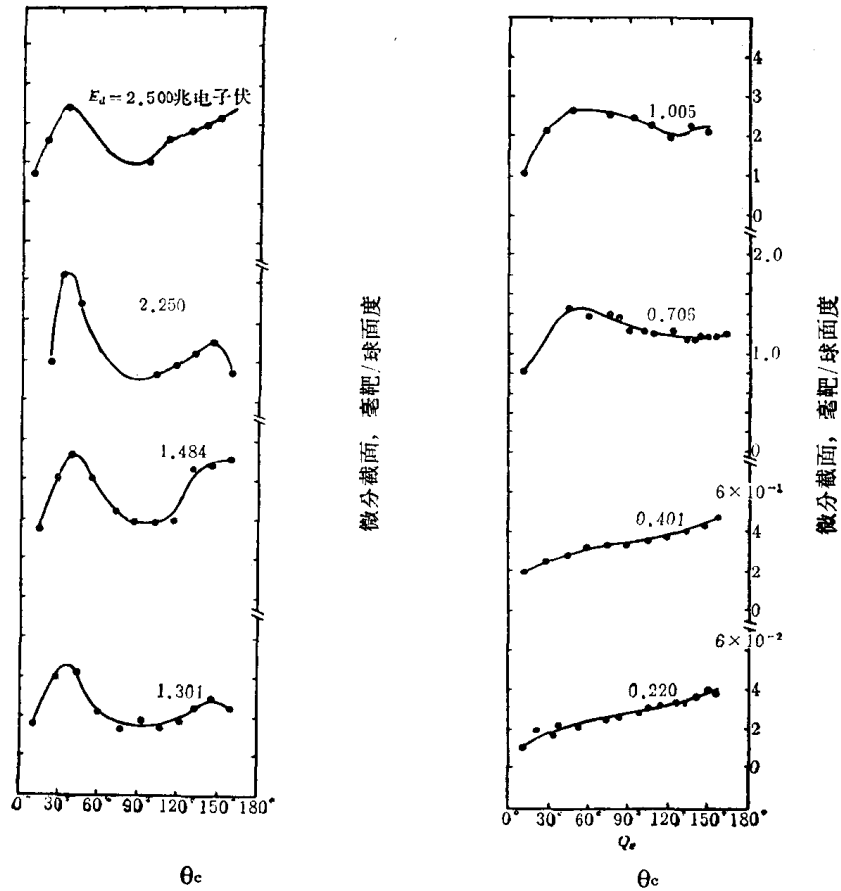


图9 $\text{Be}^9(d, p)\text{Be}^{10*}$ 角分布

2. 角分布结果及误差

我们测量了 $E_d = 0.1 - 2.5$ 兆电子伏间的十一个能量上, p_0 , α_0 , α_1 , t_0 和 p_1 五群粒子的角分布。其在质心系内的结果见图5—9。反映角分布形状的相对误差包括计数统计、能谱分析及靶点漂移等引起的误差, 一般总计均 $< 3\%$, 仅 p_1 群及 $E_d = 150$ 千电子伏时的五群粒子角分布相对误差较大, 约 6% 。

3. $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 截面绝对值及其误差

在第二个靶室上测量的结果是, 对于 $E_d = 1.2$ 兆电子伏,

$$\sigma_{p_0}(\theta_L = 135^\circ) = 1.60(1 \pm 0.05) \text{毫靶/球面度},$$

$$\sigma_{p_0}(\theta_L = 112.5^\circ) = 1.55(1 \pm 0.05) \text{毫靶/球面度}.$$

误差中, 统计误差 1.2% , 包括计数和电荷的测量、靶不均匀以及靶点漂移等引起的误差。系统误差为 3.8% , 包括靶厚测量, 立体角测量以及计数、电荷测量中的系统误差。

在转动靶室上测量的结果为 $\sigma_{p_0}(\theta_L = 135^\circ) = 1.55 \text{毫靶/球面度}$, $\sigma_{p_0}(\theta_L = 95^\circ) = 1.12 \text{毫靶/球面度}$ 。在误差范围内与前者一致。