

## $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Ni}$ 反应中的轻带电粒子能谱分析

张立 靳根明 王大延 张保国 王西铭

(中国科学院近代物理研究所)

### 摘 要

报道了入射能量为 69 和 56 MeV 时对 P、D、T、 $^3\text{He}$  和  $\alpha$  五种轻粒子产物所测得的角分布、 $E_{c.m.}-\theta_{c.m.}$  平面双微分截面等高图及在速度表象中的洛仑兹不变截面等高图。用有两个粒子发射源的运动源模型计算可较成功地拟合质子能谱,所提取的快速源的速度和温度与已发现的系统化规律值相符。将  $\alpha$ 、 $^3\text{He}$  和 D 等组合粒子的测量能谱与结合模型 (Coalescence model) 的计算进行了比较,这些产物的非平衡组分可满意地被结合模型解释。

### 一、引 言

为了解释重离子核反应中有关轻粒子发射的实验结果和探讨轻粒子发射机制,自六十年代以来已相继建议了一些理论模型。如投弹的散裂和破裂融合、非完全融合和大量转移、火球和滚动热斑等。但直到目前还没有哪一个模型可以对纷纭繁多的实验资料给出完整统一的解释。

近年, Symons<sup>[1]</sup> 等人又建议了一个构想十分简单的模型——运动源模型。它假设粒子是从一个以接近 1/2 投弹速度运动着的、温度比平衡的复合核温度要高的粒子源上,以马克斯威尔型的能量分布各向同性发射的。与以往所提出的模型相比,运动源模型在以下几个方面取得了相当的成功: (i) 能较好地描写  $Z \leq 2$  的各种轻发射粒子能谱,特别是对高能尾巴的重现上出乎意料地好。(ii) 模型角分布表达式能自然导致前角成峰,并能拟合角分布测量结果。(iii) 对不同反应系统和很宽能量范围(从 8 MeV/u 直到相对论能区)所提取的模型参量具有明显的系统性规律<sup>[2-5]</sup>。由于以上诸点,许多单举轻粒子发射测量结果都用运动源模型做拟合。迄今已看到的报道中对投弹能量低至 90 MeV 的  $^{12}\text{C} + ^{60}\text{Ni}$  反应<sup>[3]</sup> 的轻粒子能谱的拟合仍相当成功。

在运动源模型的运用中也发现了它尚存在某些问题,如:  $\alpha$  粒子前角能谱中接近束流速度相应能量的附近,总是有一块多余的截面不能被模型解释<sup>[2-5]</sup>,以及单用一个接近 1/2 束流速度的源不能很好地拟合后角度能谱等。在近期发表的两个工作中<sup>[3,7]</sup>,也认为运动源模型不能解释  $\alpha$  的结果,并增加了一个速度等于质心速度的低温源来改善对后角的拟合<sup>[3]</sup>。

然而运动源模型的最大问题还在于这个“源”形成的物理图象还不很清楚。Awes 等人<sup>[2]</sup>曾假设这个“源”是由投弹及来自靶核的与投弹相同量的核子所共同组成的热费米气体构成。但对何以能以高的几率形成这种热费米气体源以及何以能解释非常高的轻粒子发射截面却没有给出说明。围绕着探讨“源”的机理和图象这一问题, Niita<sup>[6]</sup>新近的激子模型计算研究是值得注意的。他使用了一种与线性动量和激发能相关的粒子-空穴态的末态密度,很好地拟合了质子的角分布和能谱的实验结果,而这个计算所引出的每个激子平均能量和激子速度恰与运动源模型拟合实验数据提取的源温度和速度参量一致。这一研究成果似乎暗示出运动源模型可能与激子模型所描写的是同样的物理过程。

结合模型用于描写 D、T、<sup>3</sup>He 和  $\alpha$  粒子等组合粒子的能谱,已在许多实验结果的解释上得到一定的成功<sup>[2,3]</sup>,但也存在某些矛盾和问题。

本文给出了在 69 和 56MeV 的较低能量下, <sup>12</sup>C + <sup>64</sup>Ni 反应中具有  $Z \leq 2$  的轻发射粒子的能谱和角分布测量结果。我们把在较高能量上已被证明了的运动源模型和结合模型推广到如此低的能区与实验结果进行比较,对探讨和发展模型,研究反应机制随能量的过渡和发展是很有意义的。

## 二、实 验

测量是在近代物理所 1.5 米重离子加速器上进行的,详情准备在另文中给出。本实验中使用了一套组配适宜且有很好能量分辨的  $\Delta E1 + \Delta E2 + E$  三探测器望远镜系统,对  $Z \leq 2$  的五种轻粒子均能很好地鉴别。数据处理中着意在粒子鉴别、能量刻度、截面归一以及对来自反冲质子的一个微小贡献的剔除上做了细致处理,保证了实验结果的可靠性。

## 三、实验结果与分析

(1) 图 1 给出了 69MeV 入射情况下所测得的 P、D、<sup>3</sup>He 和  $\alpha$  粒子四种产物的质心系双微分截面在  $E_{c.m.}-\theta_{c.m.}$  平面的等高图。从这个图上我们可以看到各轻粒子产物的分布沿能量和角度两个方向的变化趋势和各自的特点。总的来看,在小角度,各产物截面都比较高;随着角度的增大,截面逐渐降低,其中以  $\alpha$  下降的陡度为最大,<sup>3</sup>He 次之,D 和质子都较为平缓;至 90° 以后,各等高线均近似于一些平行线,显示出平衡蒸发的特点,只是  $\alpha$  粒子后角的截面略有回升。

各产物能量分布也不一样。前角  $\alpha$  产物的最可几能量接近具有束流速度的  $\alpha$  粒子能量,随角度的加大逐渐过渡到近于出射道库仑位垒附近;而质子的最大截面一直位于质子和类靶余核的库仑互作用位垒附近。

(2) 运动源模型分析:

运动源模型的基本构想如前言中所述。由于在速度表象中的双微分截面  $\frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$

是洛伦兹不变量,因而能够用以某一定速度运动着的各向同性发射的粒子源来描写的产

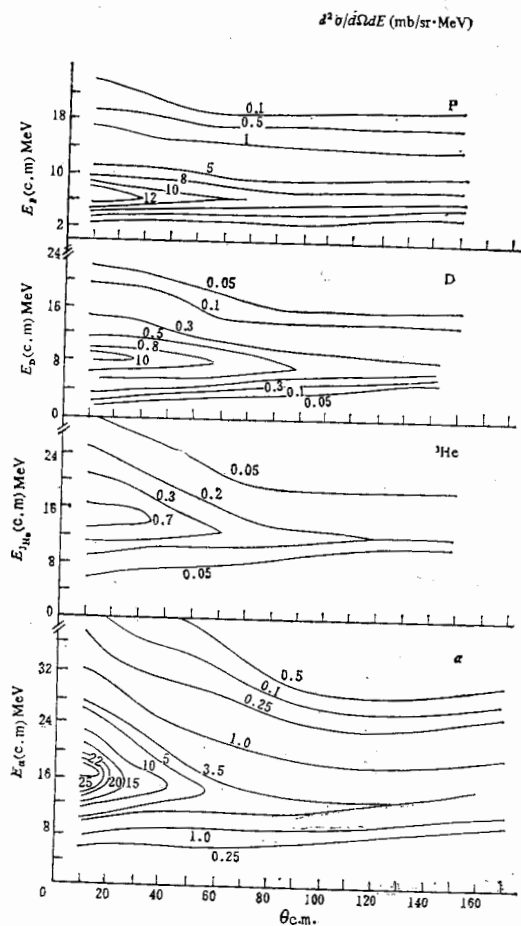


图 1 69MeV 时,测量的四种轻发射粒子的双微分截面在  $E_{c.m.}-\theta_{c.m.}$  平面的等高图

物在速度表象中的  $\frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$  等高图是以源速度为圆心的同心圆<sup>[1,7]</sup>。遵循这一原则我们考察了用“运动源模型”来描写测得的实验数据的可能性。图 2 给出了用本实验数据所得到的在 69MeV 入射情况下的质子和  $\alpha$  粒子产物在速度表象中的洛仑兹不变截面等高图。我们发现质子前角  $\frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}$  等高线可近似被认为是以源速度  $v_s = 0.05c$  (与投弹速度  $v_p = 0.11c$  之比为 0.45) 为圆心的同心圆,后角等高线是围绕质心速度  $0.018c$  的同心圆,中间角度是自然过渡。 $\alpha$  的情况与质子不同,前角等高线找不到共同的圆心,等高线曲率一直在变化,到  $\theta_L = 30^\circ$  仍未稳定住,反而在  $30^\circ$  之前变化得更快了。

运动源模型的能谱表达式很容易按如下程序推导出来: 假设在源静止坐标系内粒子是以马克斯威尔分布的形式从温度为  $T$  的源蒸发出来的,则在源静止坐标系内应有:

$$N(E)\alpha E^{1/2} \exp(-E/T). \quad (1)$$

取  $E^{1/2}$  是考虑为体蒸发。转换到实验室系并对来自靶余核的库仑排斥力做修正后

即得:

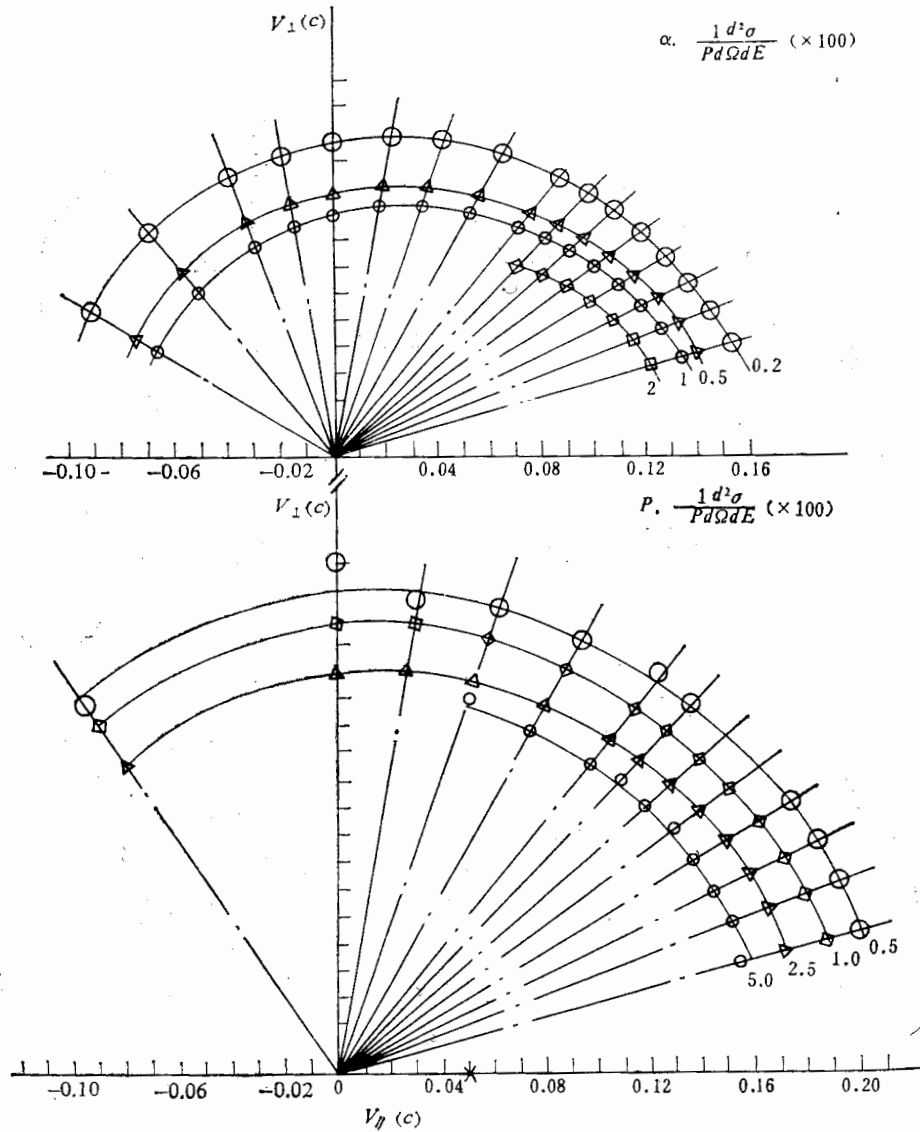


图 2 速度表象中 69MeV 的质子和  $\alpha$  粒子的洛伦兹不变截面等高图

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = A f(v_s, T, E_c) \quad (2)$$

$$= A(E - zE_c)^{1/2} \times \exp\{-[(E - ZE_c) + E_1 - 2E_1^{1/2}(E - ZE_c)^{1/2} \cos\theta]/T\}. \quad (3)$$

对同时存在一个以上粒子源的情况:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \sum_i A_i f(v_{si}, T_i, E_{ci}) \quad (4)$$

以上诸式中各量的意义如下:  $A_i$  为第  $i$  个源的归一化因子, 它包括了源的形成和衰变几率;  $Z$  是发射粒子电荷,  $ZE_c$  是它的库仑能.  $E_1 = \frac{1}{2}mv_s^2$ , 定义为在运动坐标系

中为静止的发射粒子的动能。  $\theta$  是实验室系探测角;  $T_i$  为第  $i$  个源的温度。其中  $A_i$ 、 $\nu_i$ 、 $T_i$  均为自由参量。  $E_{ci}$  在我们的拟合中也允许做小范围的调整, 以改进能谱低能端的拟合, 但仍控制在 5—6MeV 的合理范围以内。  $\nu_b$  (以下将出现) 指入射束流速度。

起初我们用只包括一个“粒子源”的计算来拟合质子谱, 源速度选在由洛仑兹不变截面等高图分析中所得出的  $\nu_s = 0.036c$  结果发现前角能谱可被模型计算再现。除了对 69 MeV 和 56MeV 而外 1 对 64 和 52MeV 的前角能谱也做了拟合。提取的模型参量与 Auble 等人<sup>[1]</sup> 在 90—189MeV 的  $^{12}\text{C} + ^{60}\text{Ni}$  反应中用单源计算所提取出来的参量有很好的系统规律, 但与 Awes 等人<sup>[2]</sup> 对不同系统所总结出来的参量系统化规律略有不同。单源计算只能拟合最前面几个小角的能谱, 对  $50^\circ$  以上的大角度, 计算值显著低于测量值。这表明对后角产物的主要贡献来自另外的源。而后, 我们改用双源计算来拟合质子的能谱。其中之一为复合核平衡蒸发粒子源, 固定源速度等于质心速度  $(\frac{\nu_s}{\nu_b}) = 0.16$ ; 另一源的速度是可调的(下面称之为快速源)。经过简单的参数调节, 对 69 和 56MeV 的全部测量角范围内的质子谱都能得到较好的拟合。计算和测量谱之间的比较示于图 3, 在图 3 中同时还给出了一组对 69MeV 的单源计算结果。双源计算所提取的快速源(或称强相互作用源)的温度和速度近似等于束流速度的 1/2, 恰与 Awes 等人<sup>[2]</sup> 对各反应系统总结出来的规律在低能方向很好地衔接上, 二组参量几乎都恰好在文献[2]给出的线性关系的外

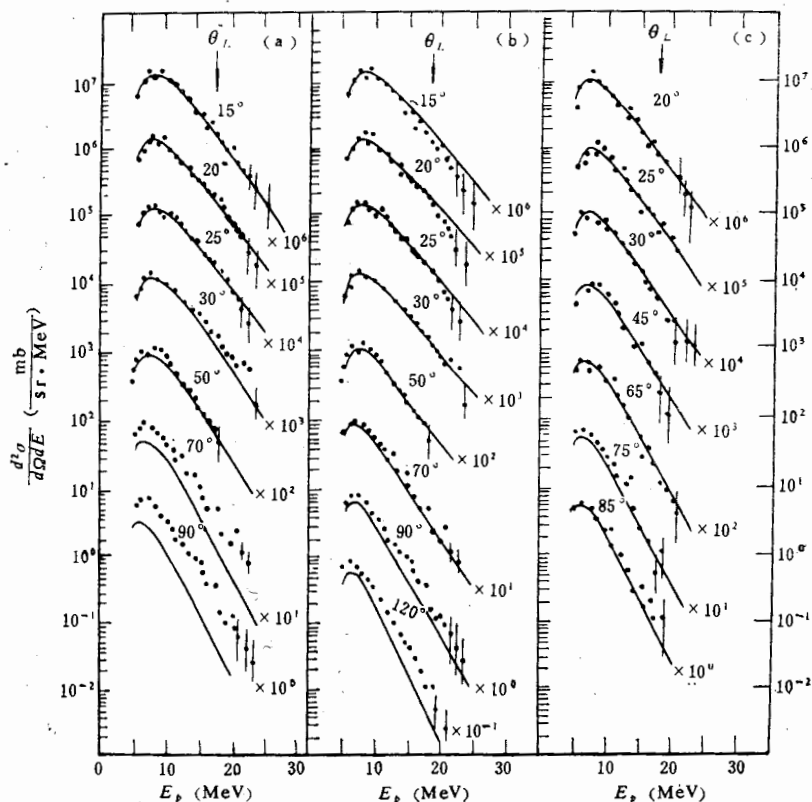


图 3 运动源模型计算质子谱与测量谱间的比较。

● 测量点; —— 计算值, (a) 69MeV 单源; (b) 69MeV 双源; (c) 56MeV 双源

推延长线上. 表 1 和表 2 分别给出单源计算和双源计算拟合质子谱所提取的参量.

在图 4 中, 与五种产物的角分布一起, 我们还给出了对质子的实验角分布进行分解的结果. 虚线代表将表 2 中的快速源所对应的参量代入运动源模型角分布表达式(见文献 [2] 中的方程 [4]) 算得的一条角分布曲线, 测量角分布与这条计算角分布的差用点划线表示. 可以看出, 能被快速源所描写的产物是向  $0^\circ$  方向前冲的, 随角度的增加很快地衰减, 显示了非平衡轻发射粒子的特点. 故可认为速度近于二分之一束流速度的快速源描写的是在整个反应系统尚未达到完全平衡之前由投弹和靶核强烈相互作用而形成的局部统计平衡的区域中发射的粒子组分, 它的温度参量比能量完全平衡所可能达到的温度要高<sup>[1-3]</sup>. 另一组分应与质心速度源相对应, 正如所预期的, 角分布具有典型的复合核平衡蒸发角分布的特点.

表 1 单源计算拟合小角度质子谱的运动源模型参量

投弹能量 (MeV)	$T$ (MeV)	$v_z/v_b$	$E_c$ (MeV)	$A \frac{\text{mb}}{(\text{MeV})^{1/2} \text{Sr}}$
69	2.05	0.45	5.5	11.2
64	1.95	0.45	5.0	10
56	1.85	0.45	5.0	8.5
52	1.7	0.45	5.0	6.6

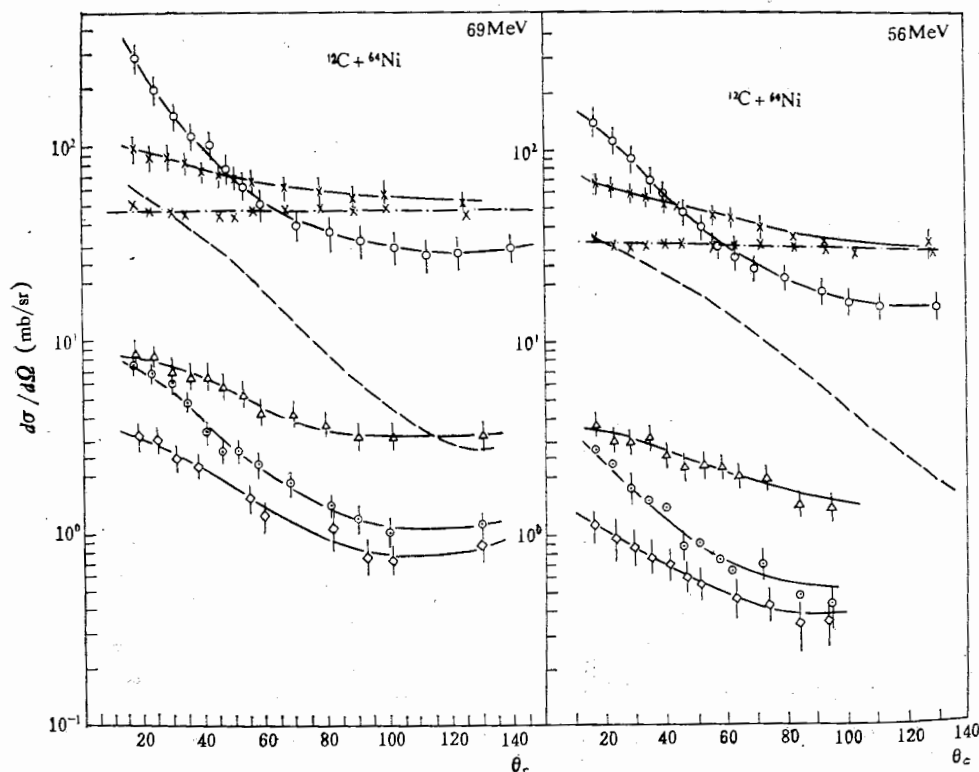


图 4  $\alpha$  粒子、P、D、 $^3\text{He}$ 、T 五种轻发射粒子的角分布测量结果  
(虚线和点划线所代表的意义见正文).

○:  $\alpha$ , ×: P, △: D, ⊙:  $^3\text{He}$ , ◇: T

表 2 双源计算拟合整个角范围质子谱的运动源模型参量

投弹能量 (MeV)	质 心 速 度 源				快 速 度 源			
	T(MeV)	$v_z/v_b$	$E_c$ (MeV)	$A^*$	T(MeV)	$v_z/v_b$	$E_c$ (MeV)	$A^*$
69	1.95	0.16	5.0	10.5	2.5	0.49	6.0	5.5
56	1.7	0.16	5.0	10	2.15	0.49	6.0	4.2

\*  $A$  的量纲:  $\frac{\text{mb}}{(\text{MeV})^{1/2} \cdot \text{Sr}}$

对  $\alpha$  能谱, 我们也做了同样的拟合. 结果是只有允许温度和速度参量随测量角有一个小的变动才可能得到好的拟合, 没能成功地提取出统一的参量.

### (3) 对组合粒子能谱的结合模型分析:

利用本实验所得到的  $\alpha$ 、 $^3\text{He}$ 、D 等由两个以上核子构成的组合粒子能谱测量结果, 我们对结合模型<sup>[2,3,5]</sup>在低轰击能量下是否继续适用做了检验. 结合模型假设组合粒子是由恰好发生在某一动量空间范围以内的核子结合而成的. 这个结合律首先见于相对论能区, 而后被证明在  $\sim 20\text{MeV}/u$  时是真实的. 近期的一个工作中已证明到  $\sim 10\text{MeV}$  时仍正确<sup>[3]</sup>. 在本工作中, 我们将它推广到  $\sim 5\text{MeV}/u$  的低能范围. 我们使用由 Awes 等人进行过修正的适用于低能范围的结合方程<sup>[2,3,5]</sup>. 在方程中, 由  $Z$  个质子和  $N = A - Z$  个中子所组成的具有能量为  $E_A$  的组合粒子的微分多重性  $d^2M(Z, N, E_A)/dE_A d\Omega$  与质子的微分多重性  $d^2M(1, 0, E)/dE d\Omega$  按如下关系相联系:

$$\frac{d^2M(Z, N, E_A)}{dE_A d\Omega} = \left[ \frac{N_i + N_p}{Z_i + Z_p} \right]^N \frac{A^{-1}}{N! Z!} \times \left\{ \frac{4/3\pi P_0^3}{[2m_0^3(E - E_c)]^{1/2}} \right\}^{A-1} \left[ \frac{d^2M(1, 0, E)}{dE d\Omega} \right]^A \quad (5)$$

式中仅动量空间的连接半径  $P_0$  为可调参量. 其余各量的意义是:  $E_A = AE - NE_c$ ,  $E_c$  是每单位电荷的库仑排斥能,  $N_i$ 、 $N_p$  及  $Z_i$ 、 $Z_p$  分别是靶和投弹的中子和质子数. 在引出上式时, 还假设了结合到一起的质子和中子的能量分布之间有如下关系:

$$\frac{d^2M(0, 1, E)}{dE d\Omega} = \frac{N_i + N_p}{Z_i + Z_p} \frac{d^2M(1, 0, E + E_c)}{dE d\Omega}, \quad (6)$$

微分多重性与双微分截面的关系可写成<sup>[3]</sup>:

$$\frac{d^2M(Z, N, E_A)}{dE_A d\Omega} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{d^2\sigma(Z, N, E_A)}{dE_A d\Omega}, \quad (7)$$

这里的  $\sigma_0$  通常以总反应截面近似. 在我们的分析中,  $\sigma_0$  是按以下方法<sup>[3]</sup>计算的:

$$\sigma_0 = \pi \{ r_0 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) \}^2 (1 - V_c/E_{c,m}), \quad (8)$$

$$V_c = Z_p \cdot Z_t e^2 / \{ r_c (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) \}, \quad (9)$$

其中  $A_p$ 、 $A_t$ 、 $Z_p$ 、 $Z_t$  分别是投弹和靶核的质量数和原子序数.  $r_0 = r_c = 1.5\text{fm}$ .

从图 4 所示的五种产物角分布可以看出, 各产物的复合核平衡蒸发成分所占的比例是很不一样的, 质子产物中的比例要明显大于其它产物, 直接使用测量质子谱很可能导致拟合失败. FUKUDA 等人已注意了这一问题<sup>[3]</sup>, 他们采用从氦测量谱来提取质子谱的办法, 结果也不甚理想, 如他们最后提取的单位电荷库仑排斥势  $E_c = 3\text{MeV}$ , 低于正常范

围。本分析中的拟合采用了如下程序：在对质子能谱的运动源模型分析的基础之上，选用表 2 中的快速源的相应参量代入运动源模型的能谱表达式计算出用来拟合的质子谱。用来与计算比较的组合粒子谱则取各角度测量谱与  $\theta_L = 120^\circ$  的测量谱之差谱。经过这样的处理之后，结合模型所反映的连接关系被证实了。结合模型计算与实验测量谱的比较示于图 5。计算中  $E_c$  固定为 6MeV，提取的参量在表 3 中给出。

表 3 中最后一栏的高激发区线度即均方根半径  $R_{rms}$ ，是参照文献 [11] 中的方法计算的。

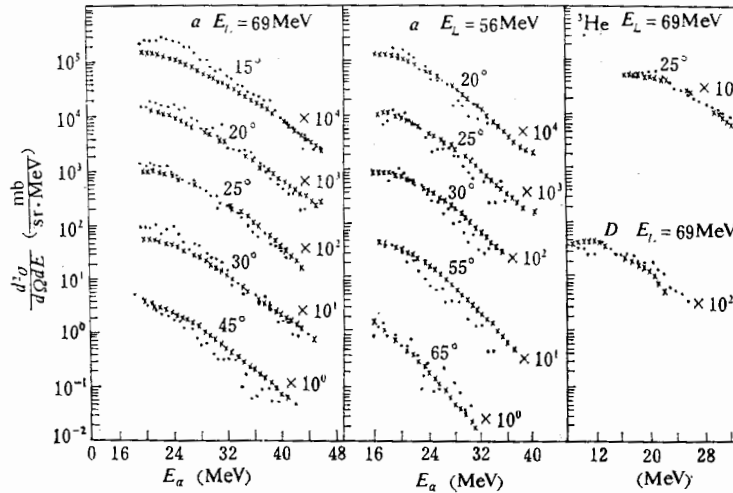


图 5 测量谱与结合模型计算的比较

× 计算值 · 实验点。

表 3 结合模型参量

投弹能量 (MeV)	动量空间连接半径 $P_0(\text{MeV}/c)$			高激发区线度 $R_{rms}(\text{fm})$		
	$\alpha$	${}^3\text{He}$	D	$\alpha$	${}^3\text{He}$	D
69	190	118	65	2.56	4.87	10.1
56	205			2.29		

一般来说，对  $\alpha$  谱的拟合是相当成功的。其它几种粒子由于能谱的统计性差一些，没有做系统的比较。我们注意到在 69MeV 入射情况下的小角  $\alpha$  谱中，束流速度相应能量附近仍是有一块多余的截面不能被解释。从  $\alpha$  数据引出的高激发区线度较为合理， ${}^3\text{He}$  和 D 引出的结果显然偏大了。我们认为这是因为在结合模型中以及基于统计理论的  $R_{rms}$  计算中均没有把动力学限制条件考虑进去而造成的，一个更加合理的理论和计算应能从不同种类粒子的拟合中提取出共同的  $R_{rms}$  值。

#### 四、小 结

我们用具有两个粒子发射源的运动源模型较成功地解释了入射能量低至  $\sim 5\text{MeV}/u$



的  $^{12}\text{C}$  束轰击  $^{64}\text{Ni}$  靶发射质子的能谱和角分布的测量结果。这表明, 可被运动源所描写的轻粒子发射过程(我们理解为局部统计平衡的热发射过程)的起始阈能可以推至很低的人射能量。本工作中对快速源所提取的源速度和源温度参量支持了 Awes 等人<sup>[2]</sup> 总结出的运动源模型参数的系统化规律, 并将此一规律向低能方向延伸了。但是必须强调指出, 在低入射能下, 复合核的平衡蒸发分量的贡献显得十分重要, 从表 2 所给出的参量可看出, 随着入射能量的降低质心速度源的贡献所占的比份明显地加大了。

结合模型可以对两个核子以上的组合粒子能谱给出成功的描写, 这一点在本工作中再次得到证实。但是由于本工作是在比前人更低的能量条件下完成的, 复合核蒸发的贡献已不容忽略, 这就使我们能揭示出, 结合模型所描写的实质上是组合粒子产物中的非平衡组分。

$\alpha$  粒子发射机制的复杂性再次得到证实。从图 2 给出的 69MeV 入射条件下  $\alpha$  产物的洛仑兹不变截面等高图可看出, 前角等高线是找不到共同的圆心的, 这点与文献 [7] 的结果有明显的不同。同时我们也注意到, 当用结合模型拟合  $\alpha$  能谱时, 小角度能谱尚有一块多余的截面不能解释, 这块多出来的部分的最可几能量与束流速度相对应, 我们推断这部分的  $\alpha$  产物是来自投弹的破裂发射。

### 参 考 文 献

- [1] T. J. M. Symons et al., *Phys. Lett.*, **94B**(1980), 131.
- [2] T. C. Awes et al., *Phys. Rev.*, **C25**(1982), 2361.
- [3] T. FUKUDA et al., *Nucl. Phys.*, **A425** (1984), 548.
- [4] R. L. Auble et al., *Phys. Rev.*, **C25**(1982), 2504.
- [5] T. C. Awes et al., *Phys. Rev.*, **C24**(1981), 89.
- [6] K. Niita, Proc. RCNP Symp. on Light Ion Reaction Mechanisms, Osaka, Japan, 1983, ed. H. Ogata.
- [7] C. Borcea et al., *Nucl. Phys.*, **415**(1984), 169.
- [8] H. Sato and Yazaki, *Phys. Lett.*, **98B**(1981), 153.

## ANALYSIS FOR ENERGY SPECTRA OF LIGHT PARTICLES EMITTED FROM $^{12}\text{C}+^{64}\text{Ni}$ REACTION

ZHANG LI JIN GEN-MING WANG DA-YAN

ZHANG BAO-GUO WANG XI-MING

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

### ABSTRACT

Some experimental results measured for light emission particles with  $Z \leq 2$  from  $^{12}\text{C}+^{64}\text{Ni}$  reaction at  $E(^{12}\text{C})=69, 56$  MeV are reported. A comparison between moving source model calculation and proton's spectra have been performed. Extracted parameters of the source with faster velocity are agreement with the systematic values found before. The composite particle energy spectra of  $\alpha$ ,  $^3\text{He}$  and D were analyzed by coalescence model.