

原子核多体系统中的结团现象

D. A. Bromley

在原子核系统内，结团概念是一个老概念。这方面至少可以追溯到1937年的Wefelmeim^[1]、Wheeler^[2]和vonWeizaker^[3]等人的工作。在战后恢复时期的研究中，理论上Wildermuth和Kanellopoulos^[4]，实验上有Phillips和Tombrello^[5,6]等人的工作。近年来，理论活动的中心已经移向日本，Arima^[7-10]、Ikeda^[11]、Horiuchi^[8,10]和Fujewara^[12-13]等日本学者作出了重要的贡献。这次结团问题的第四届国际会议所收到的大量摘要和文章，为这个领域国际上极感兴趣提供了一个很好的量度。

显然，在这个报告中，我既不可能、也不想涉及结团方面的所有的——甚至是部分的新工作。只是想综述一下，提供一些选择过的数据和例子，突出一些尚未解决的问题。不管它的相当古老的历史，这个领域正走向具有新的实验和理论方法的成熟时期。这里有大量尚未解决的问题，而很多人对核多体系统的新的基本的理解抱有希望。

假设所考虑的结团的存在时间相当于原子核的特征运动，这是一个决定性的假定。基于这个假定，对两个纯结团组态，可以写下波函数。通常，这就是多结团展开的主级项。

对两个有共同振子常数 $\nu = M\omega/\hbar$ 的结团，如果我们选择谐振子内部波函数 $\psi_{s,\alpha}$ 和 $\psi_{s,\beta}$ ，如果径向函数也是具有 $\nu = \mu\omega/\hbar$ 的谐振子函数，那么，这些结团模型波函数就载有Elliot's SU(3)模型的 (λ, μ) 表示。

然而，以结团形式写出波函数，或对波函数作出解释，这毋须意味着正在被谈论的态是具有结团特性的态。壳模型和结团模型之间的严重差别依赖于所用的壳模型空间的

特殊截断。尤其，典型壳模型计算截断较高振子量子，而典型的结团模型计算截断较低的空间对称性。对于一个被恰当地称为结团态的态，在相对运动波函数中，较高振子量子的混杂肯定是大的，而结团间的均方分离肯定可以与它们的半径之和相比较。对真的结团态，实验上这导致两种特征标记；惯性矩大和约化衰变宽度大，对两个结团渐近地分离的道，约化宽度是Wigner极限的大部分。以后会看到，这两种标记的确出现了。

α 粒子模型：

所有早期的工作，基本上都将 α 粒子看作为基本的结团，这反映了 α 粒子的特性，即饱和性和大的结合能。实际上，天然的 α 衰变的实验观测，就是对这种模型的强有力的支持。对于很多轻核，例如 ^{12}C ，可以看成由3个 α 粒子所组成。Dennison^[16]和后来的Kameny，用这种模型计算，成功地再现了 ^{16}O 的很多量子谱。但是仍存在一些明显的问题。如 ^{16}O 的基态不象金字塔形的 α 粒子结构，而是象闭壳模型态。在1s, 2p闭壳内，四核子关联并不，例如，产生区分 α 粒子的空间对称性；而基态关联——它反映有利于一定的空间对称性的残余相互使用——并没有强到如此程度，以至于在基态中能产生 α 粒子凝聚。

1956年，Morinaga建议， α 粒子凝聚只出现在激发态中，他集中研究了 ^{12}C 的7.66 MeV的第一激发 O^+ 态。这点，我们下面还要讲到。1968年，Ikeda^[11]及其合作者将Morinaga的这种想法系统地引进到Ikeda图(图1)。这个图表明了什么呢？表明了分离的阈能，即这些 $4n$ 核分离成 α 粒子态、分子态或结团态的阈能。那么在相应的阈能附近，预期会看

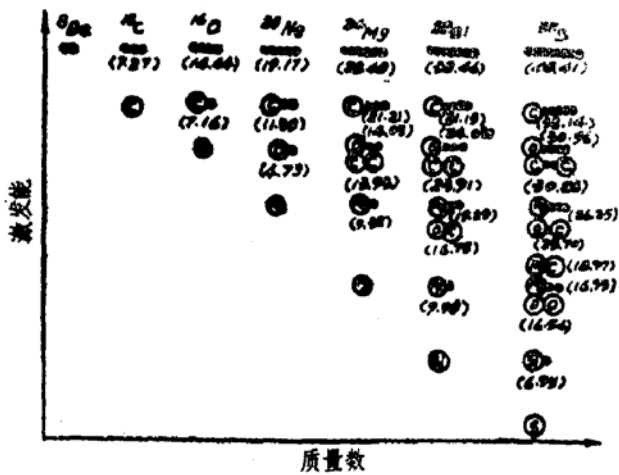


图1

到结团结构，这就是 Ikada 的意见。例如¹²C 的7.27MeV 阈能附近，就有实验上的7.66 MeV 的 O^+ 态，这就是 Morinaga 曾建议过的态，这个态具有 α 粒子的线性链结构。同样地²⁴Mg \rightarrow ¹²C + ¹²C 阈能为13.93MeV，恰在这个能区找到了¹²C + ¹²C 的一些最低共振。Ikada 还注意到一条有用的经验规则：F 体费米子系统分离成 $(F-4)\otimes 4$ ，即 $F\rightarrow(F-4)\otimes 4$ ，平均地要求 ~ 2.4 MeV 的能量。

²⁰Ne 的结构：

从结团观点看，研究得最充分的核就是²⁰Ne。²⁰Ne 的闭壳核¹⁶O 外有4个价粒子，2个中子和2个质子，这就是它的结构。图2给出了一些有关的数据和计算。图的左上角有五条转动带，用合适的带头 K^π 标记。这五条带是： $K^\pi = O_1^+(sd)^4(8, 0) Q_{\alpha_0}^2 < 10\%$ ， $K^\pi = O_3^+(8p-4h) p^{-4}(sd)^8 Q_{\alpha_0}^2 < 3\%$ ， $K^\pi = O_4^-(fp)^4(12, 0) Q_{\alpha_0}^2 > 30\%$ ， $K^\pi = O_6^-(8p-4h)(sd)^4(fp)^4 Q_{\alpha_0}^2 < 1\%$ ， $K^\pi = O_2^+(sd)^4(4, 2)$ 。图2中的数据来自大量的实验，对于其中某些数据，以后还将谈到。

基态带 $K^\pi = O_1^+$ ，处于 sd 壳上四个核子 $(sd)^4$ 具有 $(8, 0)$ 的SU(3)分类；正如上述¹⁶O 的情况，带的成员的约化宽度小于10%，即 $Q_{\alpha_0}^2 < 10\%$ (Wigner 极限)，因而这些态并不是很好的 α 粒子结团态。相反， $K^\pi = O_4^-$ 带有较大的惯性距和约化宽度，它的 $Q_{\alpha_0}^2 > 30\%$ (Wigner 极限)；这二者都是很好的结团带的

标记(Signatures)。在图2的左下方，显示了约化宽度振幅的计算结果，其一是基态 $K^\pi = O_1^+$ 带，其二是 α 粒子结团带 $K^\pi = O_4^-$ ，计算用的基是伸展壳模型基。显然，在第二种情况，预期的 α 粒子约化宽度在较大半径处增大。

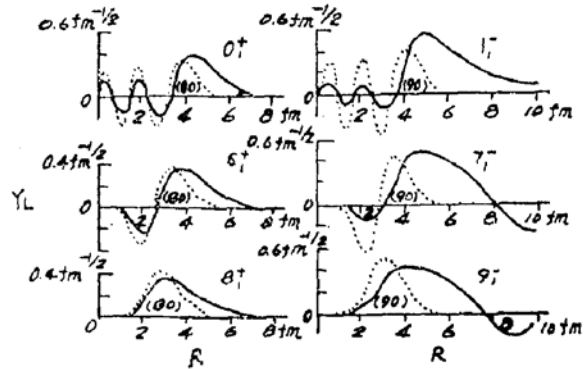


图2

现在来看看 $K^\pi = O_3^+$ 和 $K^\pi = O_6^+$ 带，它们的 $Q_{\alpha_0}^2$ 分别小于3%和1%；但对¹²C + ⁸Be 道，这两者都观测到了大的约化宽度；事实上，对于 $K^\pi = O_6^+$ $Q_{\alpha_0}^2 > 100\%$ (Wigner 极限)，说明这些是纯的 $8p-4h$ 波函数。右下图表明了 Tomoda—Arima 对约化宽度振幅所作的相应计算的结果，比起 O_1^+ 态来，预期 $K^\pi = O_3^+$ 态的⁸Be 强度增大，并且拉向较大半径处；这两点正是⁸Be 结团态的标记。左上图表明了 Hindi 等^[21]得到的一组典型谱。在⁸Be 结团态的研究中，可以看到 $K^\pi = O_6^+$ 带出现了 8^+ 态。¹⁶O 的 O_2^+ 带具有 $4p-4h$ 特性，与²⁰Ne 的基态带十分相似。

多年来，人们致力于查找²⁰Ne 的 O_1^+ 基态带的 10^+ 态，但没有找到，这与 $(Sd)^4$ 组态的壳模型极限为 8^+ 相一致。这结果并不令人惊奇，因为²⁰Ne 的基态并不具有明显的结团结构。然而， O_4^- 带是具有很强的¹⁶O + ⁴He 结构的，令人奇怪的是也没有 10^+ 态，预期的23MeV 附近的 10^+ 态，至今没有找到。应该说，在壳模型框架内， O_4^- 带是允许有 10^+ 和 12^+ 态的。所以，对这两个态的查找具有相当大的兴趣和意义。除了激发有多高这样的一般问题，亦许追踪转动带是可能的，正

象图 1 所示, 在经历有效分解之前, 追踪转动带到多高, 再进入有效分解…。这些实验将是困难的, 它要求用高选择反应; 但是, 随着多体系统温度的增加, 去追踪熟悉的核的结构演化, 这样的实验是有很大意义的。

下面举例说明一些壳模型计算。例如, Zucker, Buck 和 McGrory^[24] 计算 ^{16}O 的低位态, 导至复杂的总波函数; 对 ^{16}O 的 6.92 MeV 2^+ 激发态, 其壳模型 $[1p_{1/2}; 2s_{1/2}; 1d_{5/2}]$ 波函数为:

- 22%— $p^{-4}s^1d^3$; 18%— $p^{-4}s^3d^1$;
- 15%— $p^{-2}s^1d^1$; 14%— $p^{-2}d^2$;
- 12%— $p^{-4}d^4$; 19%—其它较小的部分。

再例如, Fujiwara^[18] 用伸展谐振子基所作的计算: 对 ^{20}Ne , 与基态带 O_4^+ 比较起来, 好结团态 ($K^\pi = O_4^+$) 的波函数含有大量的振子壳。然而, 正如 Weiguny^[25-27] 所强调的, 要注意: 结团态的壳模型计算要求很大的基, 但当从单中心移向双中心壳模型时, 基可以被突然地截断。

最后, 图 3 说明: 在 ^{20}Ne 核内, 不只是正

宇称态显示结团结构。上图显示了基态带和最低的两个负宇称带电磁退激特性。箭头的宽度与约化跃迁强度成比例, 单位为 Weisskopf 单位。下图是 Tomoda—Arima 所算的态的约化宽度振幅 (RWA); 点线是对纯 SU(3) 态, 而实线适合于十分大的壳模型基。α 粒子约化宽度振幅增大, 以及这种增大延伸到更大半径处, 对 O⁻ 带的一些态来说, 这结果是与实验观测相一致的, 实验观测到这些态的平均 α 粒子约化宽度为 Wigner 极限的 50%。对于基态带, SU(3) 和伸展壳模型的结果并没有明显差别, 这说明基态带的态是典型的非结团态。

对 ^{20}Ne 核, 及其附近小区域的轻核的 α 粒子结团结构和这种结构与核的其它自由度的关系, 我们有了很好的理解。

但是这种“理解”是很有限的。例如, 在 sd 壳的上端, 同样简单的结团模型未必能成立, 为什么? 这反映自旋轨道相互作用的变化? 在周期表的其它地方, 对核结构来说, α 粒子结团重要吗?

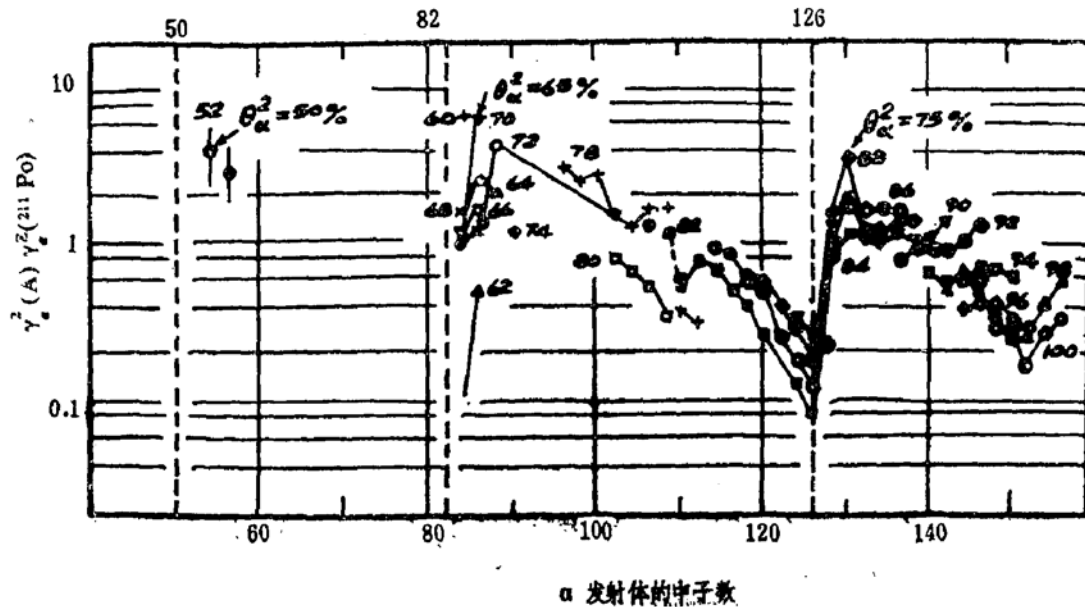


图 3

重核的 α 粒子结构:

对于比 ^{208}Pb 重的核, 我们观测到了自发的 α 粒子发射, 即 α 衰变, 但没有看到 t 或 ^3He

衰变, 这个事实再次意味着 α 粒子的特殊的对称性和稳定性起着重要作用。图 4^[28] 收集了 α 粒子约化宽度的实验数据。感兴趣的是,

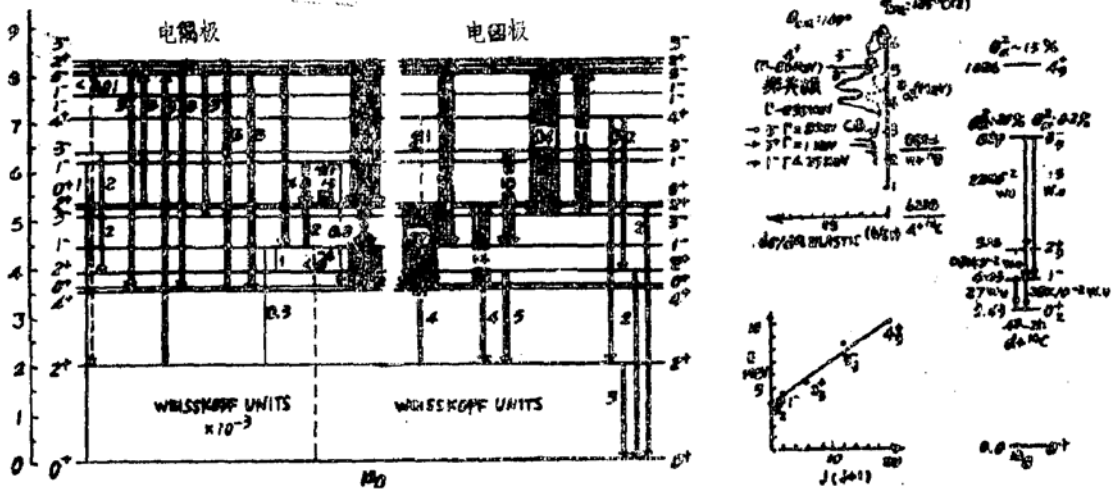


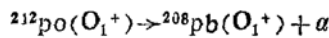
图 4

恰在幻数 ($N = 82, 126$) 上面 α 粒子约化宽度较大。

下面的表上比较了计算的^[30]道半径, 约化宽度 $\theta^2(\gamma_c)$, 以及它与实验值之比。纯壳模型计算的约化宽度太小, $\theta^2(\gamma_c)_{cal}/\theta^2(\gamma_c)_{obs}$ 比值只有 3.4×10^{-5} ; 用 Glendening 和

Harada 波函数计算的比值为 3.4×10^{-4} , 有了改进; 用伸展壳模型, 组态混杂直到包含 $7\hbar\omega$ 所计算的比值为 1.3×10^{-2} ; 如果更多的组态混杂, 直到包含 $13\hbar\omega$, 则计算的比值为 $1/23$, 所以约化宽度的计算值仍比观测值小得多。

表 1 计算的道半径 γ_c , 约化宽度 $\theta^2(\gamma_c)$ 及其与观测值之比



组态	$\gamma_c(\text{fm})$	$\theta^2(\gamma_c)_{cal}$	$\frac{\theta^2(\gamma_c)_{cal}}{\theta^2(\gamma_c)_{obs}}$
(a) $(\pi 0h_{9/2})^2(\gamma 1g_{9/2})^2$	8.4	6.3×10^{-6}	3.4×10^{-5}
(b) Glendening 和 Harada	8.5	4.4×10^{-5}	3.4×10^{-4}
(c) $\psi_x^{(0)}\psi_y^{(0)}$ (直至 $7\hbar\omega$)	9.0	2.9×10^{-4}	1.3×10^{-2}
(d) $\psi_x\psi_y$ (直至 $13\hbar\omega$)	9.6	1.3×10^{-4}	1/23

重核的偶极集体性:

由于 Iachello 和 Jackson 的建议, 重核的 α 粒子结团问题已经引起人们新的巨大的兴趣。这建议就是: α 结团方式可以和重核的熟悉的四极激发并存。这可以说明如下。²¹⁸Ra 基态的四极形变导致至熟悉的 $K = 0$ 的转动带, 而 α 粒子结团态的特征是: 两个结团中心, 即设想的蕊 ²¹⁴Rn 和蕊外 α 粒子中心有一个半径矢量联接着, 这半径矢量就是偶极自由度。这种非对称组态导致至奇偶宇称态交替的转动带。显然, 可以预期: 偶宇称态将与四极带中相似的态混杂, 从而互相排斥; 但奇宇称态无相似的态 (Counterpart Stat-

es) 混杂, 所以仍在原来 (激发的) 位置。此外, 这模型预期: 偶极态应与大大增强了的 E1 跃迁相联系。Ennis 等^[33] 用 ²⁰⁸Pb(¹³C, 3n)²¹⁸Ra 和 ¹³C(²⁰⁸Pb, 3n)²¹⁸Ra 反应来研究 ²¹⁸Ra; 确实发现了早期所没有发现的低位负宇称态; 以及 $O^+, 2^+, 4^+ \dots$ 态, 在谱中这些态因与基态带成员相混杂而被抬高了。还有, 从绝对寿命的测量看, 已经测定这些态是由 E1 跃迁联系着的, E1 跃迁矩阵元约化 10^{-2} Weisskopf 单位, 对低位态来说, 这些跃迁是曾观察到的最强的电偶极跃迁。此外, Vibron 模型^[35] 成功地再现了 ²¹⁸Ra 和与 ²¹⁸Ra 有类似现象的邻近核上的所有的新数据。

Daley和Iachello^[38]报道了重核 α 粒子结团, 以及偶极和四极自由度混杂方面的详细计算。在提交这次会议的一篇文章中, Catara等报道了对重核的开拓性的微观计算, 成功地估计了两粒子和四粒子表面关联, 这关联导致计算出表面 α 粒子的分布函数。Gambhir等^[38]也报道了存在 α 粒子超流凝聚的迹象; 他们是从相互作用玻色子模型, IBM-II出发计算的; 在IBM-II中, 中子和质子是明显地处理的。因此, 我们有了一个或几个理论框架, 适于定性地计算重核的 α 粒子预形成。然而至今我们还不能定量地再现实验结果。大自然产生的 α 粒子比模型所计算的至少大20倍以上。

在闭壳附近的区域内, 已知新的偶极现象是重要的, 显然, 目前非常重要的问题是这个区域有多大。几个实验室正对铜系和铅区域作这样的研究。另一个重要问题是: 在重核或其它区域的核中, 是否三核子结团, t 和 ${}^3\text{He}$, 也有效地加入到偶极方式中去。

轻核的偶极集体性:

与上述对 ${}^{218}\text{Ra}$ 的工作相平行, Gai等^[39]报道了对 ${}^{18}\text{O}$ 的低位态结构的同等详细的研究。长时期来, 这个核被看作为两种特征态共存: 一是在 sd 壳带两个价中子的简单壳模型组态; 二是具有更复杂的微观结构的集体四极态。Gai等^[39]选择 ${}^{18}\text{O}$ 作为候选者来研究偶极集体性, 类似于 ${}^{218}\text{Ra} = {}^{214}\text{Rn} + \alpha$, ${}^{18}\text{O}$ 可以被考虑为 ${}^{14}\text{C} + {}^4\text{He}$, 在这基础上来研究。在轻核中, 它是最硬核之一。因此, 这些候选者核具有Vibron模型 $U(4)$ 群结构的 $O(4)$ 极限。

本模型所具有的特殊的动力学对称性如b)所示。

a) 相互作用玻色子模型

$U(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2)$ 谐振子

$U(6) \supset U(3) \supset O(3) \supset O(2)$ 对称转子

$U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2)$ 三轴转子

s 玻色子($l=0$) d 玻色子($l=2$)

b) Vibron模型——双核分子组态

$$U(4) \begin{cases} O(4) \supset O(3) \supset O(2) & \text{刚性(参加者)} \\ U(3) \supset O(3) \supset O(2) & \text{激发(参加者)} \end{cases}$$

σ 玻色子($l=0$), π 玻色子($l=1$)

$$E(\nu, L) = D + a(\nu + \frac{1}{2}) - b(\nu + \frac{1}{2})^2 + cL(L+1) \quad O(4) \text{ limit}$$

$$E(n, J) = A + \epsilon n + \alpha n(n+3) + \beta J(J+1) \quad U(3) \text{ limit}$$

在熟知的相互作用玻色子模型中, 假定两种玻色子 $s(l=0)$ $d(l=2)$, 谱产生代数中的群是 $U(6)$ 群, 它有三种极限链(参见a)。这模型的优点之一是它可以计算所有的核, 包括在极限链范围之内的和三种极限链之间的所有的核。

与a)形成对照的是, Vibron模型b)假定 $\delta(l=0)$ $\pi(l=1)$ 为基本构件, 而群为 $U(4)$ 。它具有二个分解链。物理上, 这两种极限情况 $O(4)$ 和 $U(3)$ 相应于双核分子或结团组态具有刚性(转动)和(摇动)激发。 $O(4)$ 极限导致至熟悉的振动转动谱, 而 $U(3)$ 极限导致至非谐振子谱。在这两种情况下, 预计 $E1$ 电磁跃迁都大大地增强。

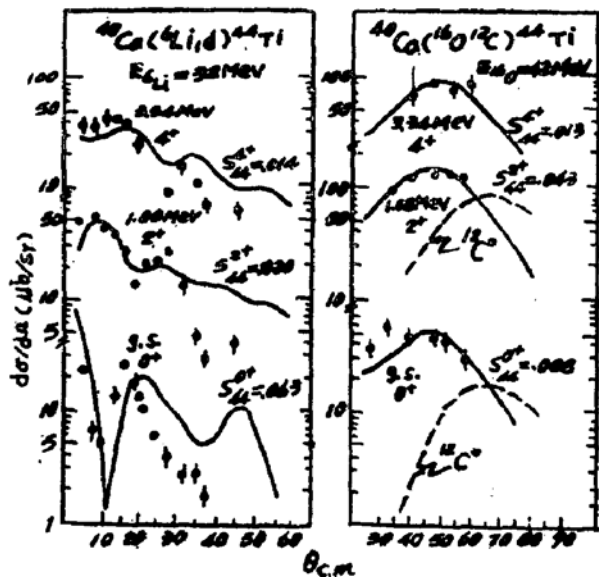


图5

图5表明了 Ruscev等^[39]研究 ${}^{14}\text{C}(\alpha\gamma){}^{18}\text{O}$ 和 ${}^{14}\text{C}({}^7\text{Li}, t\gamma){}^{18}\text{O}$ 反应而得到的一些结果。在一组 $J^\pi = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$ 和 4^+ 态中, 又一次出现了大大增强了的 $E1$ 跃迁。加之后面两

个态的 θ_a^2 分别为Wigner极限的20%和15%。而在这转动带内的E2跃迁也有增强，这E是分子模型或结团模型所要求的。

因此在 ^{18}O 的低位态中，与 ^{218}Ra 相似，出现了第三个共存自由度——偶极集体性自由度。

在 $^{14}\text{C} + ^4\text{He}$ 结团模型框架内，Assenbaum等^[27]最近在详细计算的基础上，成功地定性地再现了所观测到的增强了的 ^{18}O 的E1矩阵元。特别这是双中心模型，比起单中心来，它允许更严格的截断。

Hayes等^[41]正在完成雄伟的微观单中心壳模型计算，但是基很大。对这些 ^{18}O 的态的计算结果一出来，就可能检验双中心结团波函数和由较大的壳模型基来的波函数之间的重叠，从而可以更好的了解结团和E1增强的起源。

Baye和Descouvemont^[42]也报道了用生成坐标方法对 ^{18}O 的研究，和Weiguny成为对照，他们发现B(E2)值略大于观测值，而B(E1)值大于观测值几个量级，对这些差异的分辨将对结构提供重要信息或见解——甚至对 ^{18}O 这些研究得很好的核也一样——以及对结团的微观起源提供新的见识。

关于 α 粒子结团态的绝大部分知识来自于 α 粒子转移反应，Arima和Kubono有一篇权威的评述^[7]，读者自己可去参阅。

或许这些反应最明显的特征是选择性，例如从 $^{14}\text{N}(^{14}\text{N} \alpha)^{24}\text{Mg}$ ^[43]和 $^{16}\text{O}(^{12}\text{C} \alpha)^{24}\text{Mg}$ 反应所得到的 α 谱中，前者出现的一些峰，后者并没有。事实上，后者可以看成是 ^{12}C 转移而不是 α 转移。图6表明典型的角分布测量，用的 $(^6\text{Li}, d)$ 和 $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$ 反应，到 ^{44}Ti 的低激发态。本图试图说明这些角分布的总的特征如何明显地依赖于所包含的反应。对于后者，发现角分布象钟形，中心在擦边角，这是典型的（一般）重离子所引起的反应，而在前者，角分布更具有简单的直接转移的特征。这里实线是标准DWBA计算的结

果，虚线是反应后的 $^{12}\text{C}^*$ 处于 2_1^+ 的计算结果。显然DWBA可以成功地再现角分布的形状，不幸的是，DWBA分析至今仍然不能符合绝对截面，约差一个量级或不到一个量级。

这非常可能部分地反映这样的事实： α 转移反应机制发生在很大半径处，以至于这种分析对所用的光学模型势的大半径处的行为变成超灵敏的，Chua和Bromley^[47]的结果建议：传统光学势形状太简单，导致相应简单的大半径处波函数尾巴。这当然是一个问题，这次会议上有很多文章要谈光学模型的选择问题。

核内 α 粒子早已存在吗？

问题是：是否 α 粒子结团在核内一直存在着！它由结团波函数所描述，对合适的反应，这些结团能被敲出来。很多人致力于数据的收集和 $(\alpha, 2\alpha)$ ^[40] (p, α) ^[60]这类反应的分析。在这里，DWBA计算仍然不大可能再现反应的绝对截面。有人建议^[52]：用预平衡激子模型，再现了中能 (p, α) 反应的连续 α 粒子谱，表明在靶内 α 粒子已预先形成；而在DWBA计算中直接敲出振幅的忽略对于不能给出正确的绝对截面是负有责任的。这次会议上文章^[53]报道了用23.1MeV质子轰击 ^{160}Sm 的 (p, α) 反应。DWBA计算失败了，无论是敲出或拾起，绝对截面观测值比计算值分别高20和50倍。所以除角分布形状外，不能再现那些观测数据。这对所有的光学模型都这样。另一方面，用Iachello—Jackson模型，假定系统由“ α 粒子加蕊”激发成集体振荡，那么，不仅符合角分布形状，而且符合绝对截面。这说明 α 粒子预先形成，通过集体机制而从核内发射的。这将进而意味着这些核的 α 结团态处于相当高的激发。

(王爱琴摘译自“Clustering Aspects of Nuclear Structure Edited by J. S. Lilley and M. A. Nagarajan (1985)P1, 顾金南校)