

垒下熔合的实验现状*

M. Beckerman

1. 引言

本文讨论垒下熔合的实验现状。给出几个新近垒下熔合研究的结果，强调一些突出的问题和提出一些见解及回答。

讨论垒下熔合过程已持续近三十五年之久。但是，随着新加速器能力和实验技术的发展，仅在过去五年左右的时间里，我们才能研究重原子核的这一基本过程。从这些研究⁽³⁻¹⁰⁾ 我们了解到：(I) 堡下熔合的成份远大于用简单量子隧道所能解释的；在重系统中，能标可能偏移隧道值达10—20MeV。(II) 堡下熔合截面是碰撞体价结构的灵敏函数，当碰撞体的中子数改变时，在闭壳附近的截面特别灵敏，截面大小可能呈现复杂（非单调）的变化。

提出了包括零点运动⁽¹¹⁾与价中子转移或交换^(3, 8, 12)的几个过程，去阐明这些数据的一个或多个性质。迄今，最普遍的图象是双核系统的内部自由度耦合到隧道自由度。已经实现的几个研究⁽¹³⁻¹⁶⁾表明，这类耦合增加的堡下熔合数量超过考虑穿透得出的数量。这些增强依赖于碰撞体的基本核结构，照此，它们代表经历隧道量子多体系统的基本特性。耦合促进隧道的其它事例在分子⁽⁷⁾与固体⁽¹⁸⁾系统中也被发现，尽管较少引人注目。

2. 新近的实验

新近堡下熔合测量都企图分离与鉴别最重要的自由度。研究了非弹性耦合与转移Q值关联的相对重要性、寻找了能级密度与正

Q值的增强、研究了重系统熔合激发函数的行为。为了突出新的实验结果，将数据与非弹性道耦合到入射道的计算结果作比较，将检验任何剩下的同位素变化与转移Q值之间的关联。

2.1 $^{46,50}\text{Ti} + ^{90}\text{Zr}, ^{93}\text{Nb}$ 的熔合

在本子节和下面的几个子节中，将分析全部涉及闭壳或近闭壳核的四组数据。第一组数据是 $^{46,50}\text{Ti} + ^{90}\text{Zr}, ^{93}\text{Nb}$ 系统，这些测量是Stelson等人⁽⁹⁾ 在橡树岭国家实验室利用新设置带 $\Delta E - E$ 望远镜的ORNL速度选择器完成的。如图1所示（本文插图和表Ⅱ全略），

表1 $^{46,50}\text{Ti} + ^{90}\text{Zr}, ^{93}\text{Nb}$ 系统的低能集体能级。所列各量如下。

第2列：能级能量 ($= -Q$)。

第3列：自旋、宇称或多极性。

第4列：取自文献的形变参数（ ^{93}Nb 的八极值是基于系统学所假定的）。

核素	E(MeV)	J^π 或 λ	β_2
^{46}Ti	0.87	2^+	0.29
	3.01	3^-	0.06
	3.54	3^-	0.07
	4.14	3^-	0.08
	5.03	4^+	0.08
^{50}Ti	1.52	2^+	0.17
	4.38	3^-	0.10
	2.64	4^+	0.05
	4.18	4^+	0.05
	4.79	4^+	0.06
^{90}Zr	2.18	2^+	0.09
	3.13	2^+	0.07
	3.84	2^+	0.06
	2.75	3^-	0.16
	3.07	4^+	0.04
^{93}Nb	0.74	2	0.05
	0.81	2	0.04
	0.95	2	0.05
	1.36	3	0.08
	1.57	3	0.08

*作者1985年5月在重离子核结构会议上提出的邀请报告

ORNL速度选择器包含一对静电偏转器，磁偏转器位于它们之间。该系统有高效率的静电束流分离器与速度过滤器的作用，它是许多实验室同类设备的代表，正用于垒下熔合的研究。

在Stelson等人的实验中，感兴趣的低能集体能级列于表I。我们注意到，在 β_2 与在 ^{46}Ti 的第一 2^+ 能级之间的激发能中有大的差异。预期该能级的耦合，会使 ^{46}Ti 系统的垒下熔合相对 ^{50}Ti 系统增加约一个量级。在 ^{90}Zr 和 ^{93}Nb 中， $B(E\lambda)$ 强度是小的，后者为奇质量核，它的集体能级比 ^{90}Zr 的出现在更低激发能，但是，它的 $B(E\lambda)$ 强度分散在几个能级中间。因此，可以预期，从 ^{90}Zr 转变到 ^{93}Nb 时，垒下熔合只有适量增加。

测量的结果显示在图2到图4中。在这些图中可以看出，当能量低于位垒时，激发函数差异较大。 ^{46}Ti 与 ^{50}Ti 系统的截面比如图3所示。我们观察到 ^{46}Ti 与 ^{50}Ti 的截面比比基于第一 2^+ 能级耦合的预期值还大。在图3中也看到，当 ^{90}Zr 是碰撞体时， ^{46}Ti 与 ^{50}Ti 的截面比较大，但就绝对标度而言（图2）， Ti 与 ^{93}Nb 熔合截面比 Ti 与 ^{90}Zr 熔合截面大得多。这与初始期望值很不相同。

在图4中显示出以常数耦合近似完成耦合道计算的一些结果。S. Landowne在下一篇文章²¹⁾中将讨论这个方法及其它的理论方法。就这个结果，我们可以简单地表明基本图象是，原始的静态位垒被耦合相互作用分裂成一个位垒谱。计算中包括了全部基态与列表各态之间的直接耦合。选择 $^{50}\text{Ti} + ^{90}\text{Zr}$ 系统作参考。使计算值与参考系统数据良好一致，来确定核势，不进行其它参数调整。在图4中观察到，当从 $^{50}\text{Ti} + ^{90}\text{Zr}$ 到 $^{46}\text{Ti} + ^{93}\text{Nb}$ 时，耦合道计算越来越低于实验值。正如预期，当 ^{93}Nb 取代 ^{90}Zr 时，垒下熔合只有少量的增加。

将 $1n$ 与 $2n$ 转移的 Q 值列于表II（略）。我们找出，熔合的同位素的变化似乎与转移的 Q 值关联，这与许多早期研究³⁻¹⁰⁾一样。

2.2 $^{28,30}\text{Si} + ^{58,62,64}\text{Ni}$ 的熔合

现在，我们转到新近 $^{28,30}\text{Si} + ^{58,62,64}\text{Ni}$ 系统的结果。这些实验是由Stefanini等人²²⁾在Legnaro完成的。这些数据与 $^{32,36}\text{S} + ^{58,64}\text{Ni}$ 系统的新数据将在提交会议的报告²³⁾中一起给出。因此，我将限于简短地综述一下这些数据，包括实验结果与耦合道预言的比较。

感兴趣的低能集体能级列于表III。我们注意到 ^{28}Si 与 ^{30}Si 的 2^+ 能级之间只有小的差异。也注意到， ^{58}Ni 和 ^{64}Ni 的集体能级有类似的激发能和 β_1 。在非弹性耦合模型的框架内，我们鉴定出激发函数之间的变化没有超出与位垒高度差异相联系的激发函数的变化。

这些数据如图5所示。我们立刻看出，在 ^{28}Si 与 ^{30}Si 系统中激发函数的行为不同。对于 ^{28}Si ，当用 ^{62}Ni 和 ^{64}Ni 代替 ^{58}Ni 时，垒下熔合显著增加。对于 ^{30}Si ，只观测到类似 $A^{1/3}$ 的少量增加。这些数据展示出涉及截面大小的复杂（非单调或非系统性）变化。

$^{28,30}\text{Si} + ^{58,64}\text{Ni}$ 系统的耦合道计算与实验结果比较于图6。 $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ 系统用作参考。在计算中包括了表III列出各能级的全部直接耦合。如图6所示，这些耦合不能解释 $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ 系统所观察到的熔合增强。预期的能量移动确实在 $^{30}\text{Si} + ^{60}\text{Ni}$ 与 $^{30}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ 的激发函数之间发生。但是，测量的截面仍然超过计算值。

表III $^{28,30}\text{Si} + ^{58,64}\text{Ni}$ 系统的低能集体能级。
所列各量的意义与表I相同

核 素	E(MeV)	J ^π	β_1
^{28}Si	1.78	2^+	0.40
^{30}Si	2.24	2^+	0.37
^{58}Ni	1.45	2^+	0.18
	4.47	3^-	0.13
	2.46	4^+	0.12
^{64}Ni	1.34	2^+	0.19
	3.60	3^-	0.15
	2.64	4^+	0.05

在文献⁽²²⁾中观察到，图5中的同位素变化是与2n转移的基态Q值相关联的。这里， $^{28}\text{Si} + ^{62}\text{Ni}$ 、 $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ 和 $^{30}\text{Si} + ^{58}\text{Ni}$ 系统全有正的Q值，而其余三个系统具有负的Q值。Stefanini等人⁽²²⁾进一步指出， $^{30}\text{Si} + ^{58}\text{Ni}$ 的垒下熔合比起 $^{28}\text{Si} + ^{58}\text{Ni}$ 来，有相当小的增强。他们臆测，减弱的Q值关联是由于 $^{30}\text{Si} + ^{58}\text{Ni}$ 系统在负 $Q_{\alpha,p}$ 与 $Q_{y,s}$ 之间不恰当的匹配，反映出在割裂与拾取反应之间的差异。

2.3 $^{33}\text{S} + ^{90,100,101,102,104}\text{Ru}$ 和 $^{104,105,106}\text{Pd}$ 的熔合

在Löbner等人和Pengo等人^(8,9)早期测量中，曾研究 ^{32}S 和 ^{36}S 炮弹与大量Mo、Ru、Rh和Pd同位素的熔合。Schomburg等人和Skorka等人^(24,25)已将这些测量扩展到奇质量 ^{33}S 炮弹。目的在于研究当1n转移的Q值与能级密度增加时会发生什么？

^{33}S 与 $^{(32,36)}\text{S}$ 测量的结果综合在图7中。该图的上部表示出测量与计算的能标移动。这些计算是用常数耦合模型完成的，其中包括来自1n与2n转移道耦合⁽²⁴⁾效应的估值。在图7的下部，显示出相应的基态Q值。在文献^(8,9)中表明，除一个明显的例外(^{90}Mo)，闭壳 ^{32}S 炮弹与给定靶核在垒下能区熔合远小于 ^{32}S 炮弹与相同核素的熔合。从图7可以看到 ^{32}S 与 ^{36}S 系统之间能量移动的明显差异。

现在我们考察一下 ^{33}S 的结果。有三个奇一奇质量系统： $^{33}\text{S} + ^{90}\text{Ru}$ 、 $^{33}\text{S} + ^{101}\text{Ru}$ 和 $^{33}\text{S} + ^{105}\text{Pd}$ 。预言能移可观的奇一偶跳动，是由于1n转移的Q值与能级密度的增加。实际上，我们没有看到这类跳动， ^{33}S 全部能移与 ^{32}S 的是相当的。这也许(至少部份)是由于 ^{33}S 的集体强度的碎裂。

象 ^{32}S 一样， ^{33}S 系统的最大能移相应于大而正的2n转移Q值。Broglia等人发现，当Q值是正的时候，运动学上转移耦合增强熔合。在耦合道处理中作了改进，考虑到减弱的重叠几率。进一步的改进是由刚讨论过 $\text{Si} + \text{Ni}$ 熔合的2n关联的最佳Q值考虑得到的。赋予基

态Q值考虑过份简单化的性质，在如此众多的情况下存在这些关联是值得注意的。

2.4 在重系统中的熔合

当靶一弹系统变得更重时，在数据中呈现新的特性(例如，参看文献27)。在重系统中，我们在能标上观察到一些最大结构相依的移动。在垒上能区的熔合中，也找到一个快速 $Z_t Z_p$ 相依的下降。在许多实例中，结合这些特征，导致一个熔合明显渐增的区域。也许是若干不同的动力学过程影响激发函数的行为。除了已经讨论的弱接触过程外，预期强接触或额外推动力学^(28,29)在重系统中会起重要作用。换句话说，观测的能量依赖性也许是增加弱接触或准弹性过程⁽³⁰⁾的影响。

已经报导了去年的几个实验研究的结果⁽³⁰⁻³²⁾。虽然裂变竞争在重系统蒸发余核的形成中是主要的，但鉴别复合核形成截面的唯一可信方式，是去测量极少量的蒸发余核。工作⁽³⁰⁻³²⁾做了这样的测量。这些研究的焦点集中在对称或近对称系统上，这里，对一定的可裂变性参数，动力学的成份为极大。

在图8和9中显示的是 $^{81}\text{Br} + ^{90,94}\text{Zr}$ 、 ^{98}Mo 和 ^{104}Ru 全熔合形成蒸发余核的激发函数。从这些数据可以看出，当靶核从 ^{90}Zr 到 ^{98}Mo ，再到 ^{104}Ru 时，垒下熔合有大的增加，而垒上熔合却有重大减小。我们观察到激发函数具有异常小的斜率区域，紧接截面饱和能区。几个模型的计算给出在图9中。用标准隧道模型预言的能量依赖性与实验上观测的完全不同。蒸发余核截面的饱和是由于裂变竞争⁽³⁰⁾，但只要我们用标准的裂变常数，裂变不能解释反常斜率区域数据的行为。额外推动计算显示在图9中。象裂变的情况一样，具有标准常数的这个模型看来没有提供近垒与垒下数据的解释。对于额外推动的影响，其它数据^(31,32)可能呈现较强的证明。也估计了非弹性道耦合对激发函数的影响，观察到耦合改进能量依赖性。再考虑到转移道的耦合，可使数据与计算的一致性得到进一步

的改善。显然，强接触与弱接触过程的相对重要性及伴随的核耗散的大小都是需要进一步研究的一些问题。

3. 熔合与准弹性散射

最近，我们刚开始得到转移和非弹性道的信息。迄今，关于重系统在近垒和垒下能区的准弹性过程几乎一无所知。在文献33、34中，报导了第一批重碰撞体之间单核子与多核子转移几率的研究结果。文献35指出，总反应中准弹性转移的成份随炮弹质量增加而增加。在 $^{48}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ 等系统中，准弹性转移截面是最大的，在垒上能量20%处，约占总反应的24%。在有利Q值的情况下，位垒区域的准弹性转移截面的下落比该区域熔合截面慢得多。这个重要结果是Wiggins等人⁽³⁶⁾的1n转移激发函数第一次测量中得到的。比位垒低20%的能量处， $^{68}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 系统的1n转移截面仍是1mb的数量[附注该系统的 $Q_{g.s.}(1n) = -0.66\text{ MeV}$ 与 $Q_{o.p.} = 0.26\text{ MeV}$]。在 $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 与 $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 系统的一研究中，也看到1n转移道的同位素变化与在熔合道中观察到的并行，正如Q值关联预料的。

耦合道的情况在图10与11中画出，他们取自Landowe等人⁽³⁷⁾的工作。 $^{40}\text{Ca} + ^{40, 44, 48}\text{Ca}$ 的数据取自文献38。在图10中我们观察到一维隧道模型描写数据的失败。用常数耦合近似⁽²⁰⁾完成耦合道计算，象对已经检验的其它系统一样，包含非弹性耦合，稍许改善了计算和数据的一致性。在图10中也显示出加上转移耦合的耦合道计算。调整转移耦合强度得已拟合熔合数据。预言 $^{40}\text{Ca} + ^{40, 44}\text{Ca}$ 系统中子转移激发函数显示在图11中。转移计算是利用耦合道程序PTOLEMY⁽³⁹⁾完成的。

能量刚超过位垒的 $^{40}\text{Ca} + ^{40, 44}\text{Ca}$ 准弹性散射测量结果⁽⁴⁰⁾如图12与13所示。在这些实

验中，利用一对置于运动学符合的位置灵敏探测器探测准弹性事件。一至四核子转移及非弹性散射的截面显示在这些图中。在最低能量，只测量到角分布的一部份。修正丢失部份角分布后，所得到的 $^{40}\text{Ca} + ^{44}\text{Ca}$ 系统的单核子转移激发函数与 $^{40}\text{Ca} + ^{40, 44}\text{Ca}$ 熔合数据一并显示在图14中。如图所示，利用DWBA进行修正，调节DWBA的常数使能描写数据分布的角区。从图14看出，转移与熔合的斜率差异造成近垒能区激发曲线的交叉（附注： $Q_{g.s.}(1n) = -2.77\text{ MeV}$ ）。在垒下能区，转移截面超过熔合截面。回到图12与13，我们观察到单核子转移解释大约90%的总转移产额，而剩余的大部份为二核子转移。 $^{40}\text{Ca} + ^{44}\text{Ca}$ 系统的转移与非弹性散射的截面值系统地大于 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 系统的值。我们看到，在转移与非弹性道中的同位素的变化与熔合道中找出的并行。这个结果与Q值关联和 ^{44}Ca 有较大集体性一致。最后，我们指出，在现有比较水平，图11所示的计算与图12和13中的数据是一致的。

4. 结束语

耦合到双核系统内部自由度的能力使原子核比较容易隧道穿透经典禁区，这是出乎意外的。在许多新近研究中，强调分离和鉴别正在开拓的内部自由度，考虑到的耦合主要是代表弱接触核的简单耦合。

我们看到，当两个原子核来到一起时，核物理出现一个崭新诱人的美景。实验上已极大致力于获得位垒区域所有开放道尽可能完整的信息。这类数据用于提供各反应模型的严格检验及分辨它们的差异。要回答的主要问题是转移道耦合有多强？我们是否需要考虑更复杂的双核自由度？

（张焕乔译）