

重核 — 重核碰撞中的高自旋热核

J. Galin

一、引言

目前已经确知,在轰击能量为几十 MeV/u 的重核作用下可以形成温度超过 4 ~ 5MeV 的热核。但是,在这个能区中激烈的相互作用不必非得是中心碰撞,周边碰撞也可能是非常激烈的。这就包含了很大角动量,并导致高自旋热核的形成。另外,这类碰撞中弹核和靶核的重叠较少,人们能够研究初始时刻未经压缩的核。这与中心碰撞情形也不相同。本文首先介绍怎样筛选用周边碰撞形成的热核,以及从单举中子多重性测量结果确定其温度,然后利用裂变性质证实这些核处于相当高的自旋态。

二、32MeV/u Kr + Au 的周边碰撞研究 —— 热核形成的例证

实验中,我们用普通的硅探测器望远镜接受类弹碎片。望远镜与束流夹角是 7° (接近擦边角),这样安排后,在粒子鉴别阵列中可以区分两类不同的事件:一类是速度与束流速度相近、原子序数 Z 从 37 到 2 范围内的那些碎片;另一类是由 Z 值相近而速度远小于束流速度的碎片。由于探测阈的限制,后者只是可以被探测到的那些碎片。此外,当 Z 大约小于 20 时,这两部分开始重叠,形成很宽的能谱。如果对每一 Z 值产物,研究其动能与测得的中子多重性的关系,我们可以看到对于 $20 < Z < 38$ 的碎片,两类事件来源于不同的散射轨道,相应碰撞参数的差别也大:一方面,对应于较低中子数的高速碎片代表大碰撞参数反应,这时弹核的轨道决定于弹靶之间的库仑作用;另一方面,不管出射产物的 Z

值大小,动能低、相关中子数高的事例可能在周边性稍低的碰撞中出现,由于核场的强烈吸引,其轨道转向负角度。这种解释似乎比大动量转移后进行两体裂变的假设合理一点。我们有理由这样说:首先,即使考虑完全动量转移的极端情况,产物动能也超过对两体裂变的预言值;其次,实际上当 Z 大于 37 时没有第二种产物,但是,按照那种假设,更重的裂变碎片都该产生。

按照 Landau-Vlasov 动力学计算,我们观察了不同碰撞参数时轨道由正角度向负角度方向的演变。D. Jacquet 等人研究了类似束流速度下的 Ar+U 体系,发现也是符合的。我们惊奇地发现在 7° 出射的产物,其动能与中子多重性密切相关。后面就要谈到,大多数中子是类靶核蒸发的,因此,大量中子发射意味着类靶核达到了很高的温度,进而表明出射产物的大小或动能与相关产物的温度相关。M. Morjean 等人也观察到这种关联现象。他们是在类似束流速度下以 Ar 为炮弹进行实验的。可以这样理解,当轰击能量小于 30MeV/u 时,在大质量转移框架内,弹核损失的部分被靶核俘获,转移核子的动能转变为热能。这里,我们不仅仅关心反应机制本身,更感兴趣的是估计类靶核的总热能,为此我们利用了 4π 中子探测器得到的实验数据。

探测器 (ORION) 是加载钷的液体闪烁探测器,由四个独立的部份组成,足以覆盖 4π 立体角。其突出优点在于,对 10MeV 以下的中子探测效率高达 75% 以上;与之对照,高能中子的探测效率随能量升高持续下降,也就是说它能有效记录中速反冲的类靶热核蒸发的中子,而不适合探测高速类弹核发射的

中子。另一个优点是,这种分体式探测系统能够给出中子空间分布的信息,使得以区分两类主要分布。下面举例说明这种有效的探测方法。对 $Z=28$ 、平均动能为 1600MeV 的事例,在二体动力学以及各向同性发射假设下,采用蒙特卡罗方法模拟了不同来源的中子分布。中子的两个发射源是,被探测到的碎片和其互补碎片,模拟时把两个中子源发射的绝对中子数作为可调参数,对不同速度矢量的中子作了探测效率修正,这样,实验结果就能直接与模拟值进行比较。可以看出,正如预期的那样,大多数探测到的中子(本例中为 95%)是类靶核发射的。后角测量对类靶核蒸发中子计数进行了严格限制,这样,类靶核蒸发 30 个中子才与实验数据相符。至于类弹核发射中子,不能完全由互补产物的前向测量值确定,还应考虑前端区探测到的预平衡发射的贡献,这在模拟时并未计算在内。由于类弹核实际发射中子数无法确定,要估计热核就很困难(假设中子数等于 3)。另外,对这种中等质量核,带电粒子发射也不容忽视。相反,类靶核蒸发中子就没有这样的不确定性。利用蒸发模型,从蒸发 30 个中子出发就可推导出激发能为 $E^* = 700\text{MeV}$,即 $T=6\text{MeV}$,充分说明相当周边的碰撞也能形成很热的核。的确,上述碰撞中有 85% 的 $Z=28$ 的核具有束流速度,这意味着弹靶重叠很少。M. F. Rivet 用 Landau-Vlasov 方法对同样束流速度的不同体系进行了计算,结果也证明如此。

三、 $29\text{MeV/u Pb}+\text{Au}$ 周边碰撞研究 ——高自旋态形成的实例

当高速旋转的高激发核通过发射粒子或裂变退激时,这些粒子(或裂变碎片)集中在垂直于自旋方向的平面上,自旋值越大这种效应越显著。由此,可以利用出平面测量来确定自旋取向程度以及自旋值。在周边碰撞条

件下,反应平面由束流方向及散射方向决定,散射方向既可以是类弹核的,也可以是类靶核的。发射粒子和裂变碎片就集中在这个平面内。以前的所有实验都是通过探测特定的类弹碎片来选取不同程度的反应及反应平面,下面我们说明如何以中子多重性为过滤器来选取碰撞参数(碰撞的激烈程度)。

以 $29\text{MeV/u Pb}+\text{Au}$ 体系为例,由于数据分析工作还未结束,我们只能给出半定量的说明。实验装置是用厚 $200\mu\text{m}$ 和 $500\mu\text{m}$ 的条状硅探测器构成的大面积($24\times 24\text{mm}^2$) $\Delta E-E$ 望远镜系统。它可以精确测量裂变碎片的原子序数 Z ,又因 ΔE 的条和 E 的条相互正交,从被激活的条可以确定空间方向 θ 和 φ 。

测量表明,速度接近束流速度, Z 值大约为弹核的一半的碎片(规定为类弹碎片)主要出现在中等中子多重性的碰撞中。在非常周边的反应中(对应小中子多重性),类弹核未能接受足够多的角动量和激发能,不可能再发生两体裂变,而是以蒸发剩余核的形式结束反应过程。再看另一个极端情况,也就是最激烈的碰撞(高中子多重性),它要么发生一步多重碎裂反应,要么继第一次裂变之后,再度发生裂变。不论具体衰变过程如何,主要探测到 $Z\leq 30$ 的碎片(所谓中等质量碎片)。下面着眼于类裂变事件,并且相应地选取中子多重数介于 $5\sim 34$ 之间的事例。在作了探测效率修正后,中子数需要增加大约 50% 才能得到实际发射的中子数。蒙特卡罗模拟也确实表明,大约有 64% 的中子可被记录包括类弹核和类靶核发射两部分。实际中子数就是 $7\sim 51$ 个(也就是说,对近似对称的体系,类弹核和类靶核都要发射 $3\sim 25$ 个中子)。

将裂变碎片数据作为 Z 的函数,按一定中子区间进行分类,考察以纵向和横向速度为自变量的不变截面。由于只测量了 Z 值和动能,为了推算碎片速度假定其质量为 β 稳定谷的底部质量。后面要谈到,该假设会引

起一些量的偏差。

首先，我们看到这种截面呈现出漂亮的环形，只是因为缺少小角度数据截丢了一部分，又因为低能量时限于 ΔE 厚度，数据也不足。其次，环形中心不是处于束流方向，而在 $5^\circ\sim 6^\circ$ 。尽管这样，环形依然很清晰。这是因为通过中子数筛选，严格选取碰撞参数和偏转角的结果。准弹核被靶核的库仑场偏转后发生裂变，在速度图上，裂变碎片在母核的速度矢端呈环形分布。通过确定圆周上各点坐标，可以准确地给出裂变核的特性（速率和方向）以及裂变碎片的特征（速率）。

正如预期的那样，在不甚激烈的碰撞中，裂变核有束流速度；与高中子数对应的大耗散事例和裂变核的低速度有关。前面提到，速率不是直接测量值而是由 E 和 Z 估算出的，这对速度值稍有影响。但是，定性而言，它随中子多重性的变化规律的确像预期的那样。由于只测到部分数据，要精确给出裂变核的偏转角还比较困难。初期散射角可以认为是略小于擦边角，但是随中子数的演变就不能准确得知。碎片的本征速度服从Viola系统性及动量守恒定律。在碰撞中，随着耗散的加大碎片速度仍然逐渐变慢的现象目前仍不能理解。耗散较少的碰撞中， Z 分布的中心偏离 $Z = 41$ （弹核 Z 的一半）几个单位，这是因为较热的裂变核在裂变前后都存在带电粒子与中子的竞争发射。

这些数据中，最令人惊奇和感兴趣的特点是它与裂变核的自旋有关。数据表明，出现了很高的自旋。前面提到的不变截面分布呈现圆环状，为什么是“圆环”而不是“圆盘”（或者说充实的圆环）？与类融合反应相反，裂变核的速度矢量并非唯一，而是围绕束流方向呈锥形分布。因此，可以想像，各裂变碎片的速度矢端构成的球面将互相重叠。如果确实如此，不变截面分布就应当是圆盘而非圆环。出现这种现象的原因在于自旋效应。如果裂变核自旋方向垂直反应平面，

那么碎片的速度矢端就不会呈球形分布而主要集中在反应平面内。毫无疑问，环形分布是存在旋转着的核的标志。环的“厚度”代表着在选择了中子多重性后裂变核偏转角的选择性信息及自旋强度的信息。可以看到，中子多重性增加时，不变截面的细环很快变为圆盘。是不是因为裂变核散射角变得不确定，或是自旋值下降之故？裂变前蒸发估计会加宽裂变核的散射角分布；当核趋于裂变时，它的自旋值会变小。这两种效应都能使环变厚。进行蒙特卡罗模拟时有必要考虑这些效应。下一次实验时，我们将更加严格地测定反应产物，除了现有的观测量（一个裂变产物和中子多重性），还要测量散射的类靶核（以确定反应平面）及其互补的裂变产物。

概括本文，第一部分说明 $Kr + Au$ 的周边碰撞能够形成相当热的核，并给出了碎片 $Z = 28$ 、动能为 1600MeV 的实例（也就是将近 27MeV/u 的速度，而束流速度为 32MeV/u ）。从中子多重性的测量值推算，未被探测的类靶产物中沉积的能量达到 700MeV （ $T = 6\text{MeV}$ ）。本文第二部分，利用熟知的裂变性质，特别是自旋相关性，定性地说明了很高的自旋在反应中起了重大作用。还需要定量分析及全面测量来确定自旋的准确值。可以算出， 29MeV/u 的 $Pb + Au$ 反应中 L_{max} 达到了 $1700\hbar$ 假定粘滞、相对滚动作用可使 $2/3$ 的轨道角动量转化为内禀角动量，那么类弹核（及其对应的类靶核）就能获得 $160\hbar$ 的角动量。像铅一类的弹核能形成这样高激发态的核（ $T = 6\text{MeV}$ ， $J = 160\hbar$ ），其行为就有仔细研究的价值。值得再次强调的是，周边碰撞形成的热核并未经历压缩过程，这与中心碰撞情形不同。可以说，热的、高自旋的、而未经压缩的核是一个饶有兴趣的探索领域。

（译者注：翻译本文时，略去了所有图和参考文献。）

（宋明涛译自《GANIL. P91—04》，靳根明审校）