

锡 132 的双幻核特性检验

在中子和质子数都为幻数的所谓双幻原子核中添加一个中子,并观察其所处的状态,可以检验壳模型并理解超新星中重元素的产生问题.

原子核结构的壳模型预言了质子或中子数为幻数的原子核会接近刚性球形且比其邻近核素更稳定.质子或中子幻数 2, 8, 20, 28, 50, 82 和 126 与惰性气体的原子序数类似,正如填满了单电子态的壳意味着超乎寻常的化学稳定性一样,在其余核子形成的平均势场中运动的中子或质子态如果是满壳的话,同样意味着原子核有超乎寻常的稳定性.

质子和中子数均为幻数的四个“双幻”原子核,氦 4, 氧 16, 钙 40 及铅 208,属于自然界中储量最丰富的核素.这 4 种原子核的双幻核特性已经在实验上得到了证实,同样得到证实的还有 2 个不稳定但半衰期很长的双幻核素:钙 48 及镍 56.然而,只具有通常的幻数 Z 及 N 并不能作为闭壳的充分证据.当中子或质子过剩时,核素会远离原子核稳定谷(见图 1),此时的壳模型有效性成为一个亟待解决的问题,需要进一步的检验.

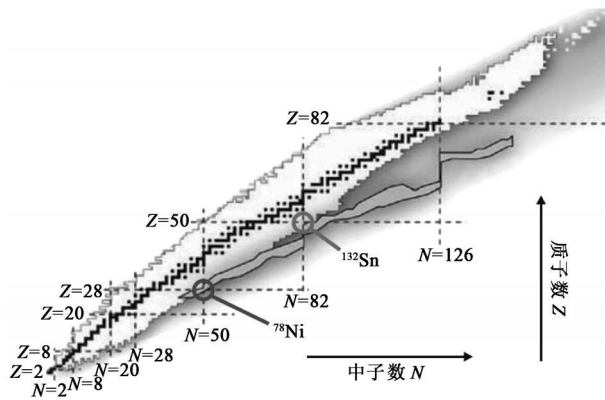


图 1 原子核核素图.其中,所有已知核素由黑色(稳定)或灰色(不稳定)表示.虚线为质子及中子幻数.虚线相交位置对应的核素称为双幻原子核.其中,锡 132 及镍 78 邻近于目前尚未观测到但却涉及在超新星中最重元素产生的核素所在的 r 过程区域(引自文献[1])

在为数不多的已知双幻原子核中,锡 132 近年来引起了实验物理学家的特别关注.短寿命的锡 132 比最邻近的稳定锡同位素多 8 个中子,可以用来检验壳模型的极限.除了引起核结构理论物理学家的特别关注之外,如图 1 所示,因为锡 132 正好邻近所谓的“ r 过程”区域,它也引起了天体物理学家的关注.

在超新星等极端天体物理环境发生的 r 过程(“ r ”指的是快中子俘获过程)被认为是比铁重的元素产生的主要途径.在充分高的中子通量环境下,原子核可以以比其 β -衰变更快的速度俘获中子(见 *Physics Today*, 2004(10):47 刊登的 John Cowan 及 Friedrich-Karl Thielemann 所著文章).由于极端丰中子的 r 过程原子核还不能在实验室中合成,很多问题仍然悬而未决.但是,邻近双幻原子核的确切特征可以让理论学家们计算那些在

重元素核合成过程中假设的中间态原子核的重要性质.

尽管前景可嘉,但是锡 132 却给实验学家带来了不小的麻烦.它的半衰期只有 40s.因此,人们不能采取常规的实验方法,即用中子轰击固体靶材料,并观测其是否会进入人们所期待的在刚性球形核芯周围形成的价轨道.另外一种方法则是将新产生的锡 132 束流注入氙靶中,该方法除了需要特制的仪器设备外,还需要处理伴随高强度束流产生而出现的大量长寿命锶系元素的手段.

佛罗里达州立大学的 Paul Cottle 认为:“目前,全世界只有一家实验室可以作这样的锡 132 实验,这就是橡树岭国家实验室的 Holifield 放射性核束装置.”的确如此,田纳西大学 Knoxville 分校的 Kate Jones 与橡树岭国家实验室的合作者现在已经报道了这样一个实验^[2],证实并详细给出了锡 132 的双幻核特征.

困难何在?

图 2 给出了比价中子态更容易测量的两个双幻原子核性质.图 2(a)给出了在幻数 N 处,基于锡及铅已有同位素实验数据所得到的原子核第一集体激发态显著的能量阈值.图 2(b)给出了在幻数之后分离中子所需要能量的突然减少——类似于惰性气体之后电离势场的突降.

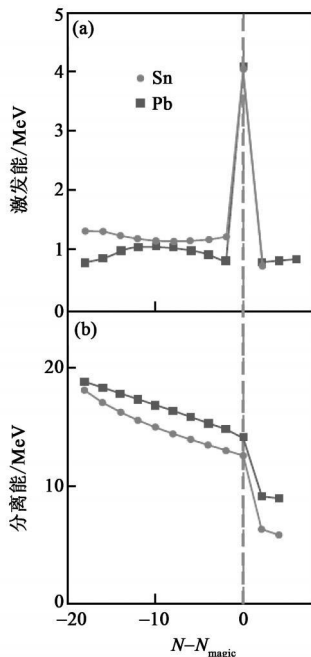


图 2 基于已有实验数据,与同样具有偶中子数的较轻核素相比,双幻数核素锡 132 及铅 208 清楚地表明了其所具有的特殊性质.(a)在 N_{magic} (对于锡为 82, 对于铅为 126)处,第一电四极激发峰值能量明显增大;(b)在 N_{magic} 之后,从原子核中移出一个中子对所需要的能量突然变小(引自文献[2])

那么为什么要克服那么多困难去研究一个中子加入锡¹³²以后所在的状态呢? Holifield 装置的科学主任、理论物理学家 Witold Nazarewicz 认为:“人们近年来才渐渐清楚,某些双幻核比其他双幻核更魔幻一些”,“价中子的能谱与人们所期待的刚性闭壳球形核芯的差别是研究混合核芯及价核子态的极化形状振动的重要观测手段.该观测可以帮助较准 r 过程区域的核结构模型,而在这些区域也许不可能有直接的实验数据.”

在橡树岭实验中,锡¹³²束流源于高强度的质子轰击铀靶.在由此产生的大量裂变产物中,通过电磁质量分离挑选出需要的锡¹³²离子,随后在 Holifield 实验室的串列 Van de Graaff 加速器上将其加速到 630 MeV.

由此产生的束流被聚焦到提供中子的丰氧靶上.四周环绕的探测器阵列记录下实验需要的中子转移反应 $d + {}^{132}\text{Sn} \rightarrow p + {}^{133}\text{Sn}$ 中产生质子的能量及方向.质子测量足以确定反应的质心系中散射角度 θ 及从初始到最终状态总动能的增加值 Q .“反应热” Q 值反映了锡¹³³ 中转移的中子所在的价核子态的束缚能.

图 3 展示了特定的 θ 方向测量到的 Q 分布的 4 个峰,分别表示价中子所处的基态以及 3 个激发态.图中还列出了相对于基态激发能的最佳拟合.与激发态不同,基态峰值出现在 $Q > 0$ 的区域,意味着这个转移的中子在锡¹³³ 的基态中比其在弱束缚的氧核中束缚得更深.

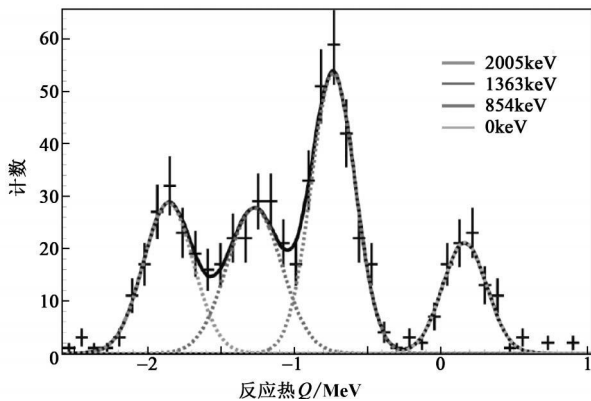


图 3 文中所描述的由橡树岭国家实验室测量的在固定质心散射角度 θ 测量的中子转移反应的反应热 Q 值的分布.四个峰值为转移的中子形成锡¹³³ 时所处的价基态及 3 个激发态.曲线拟合假设高斯误差分布,右上角列出由此得到相对于基态的激发能(引自文献[2])

价态纯度

图 3 中峰的相对和绝对高度依赖于测量 Q 分布时的角度 θ .实际上,对给定的 Q 峰, θ 角分布反映了相应价中子态的角动量.因此, Jones 及其合作者小组测量了各种固定 θ 值下的 Q 分布.根据这些 Q 谱,他们可以计算中子转移到 4 个观测到的价中子态上随 θ 变化的微分散射截面.

这个小组接着将这些微分截面与假设价态为某些特定的纯量子态 $n_l j$ 时所对应的微分截面进行比较(按照原子光谱学的符号表示, n 是表示径向波函数的主量子数; l 是按照字母表排序表示的轨道角动量;下标 j 是价中子的总角动

量).通过比较,该小组确定了这 4 个观测价态的最佳拟合量子数.如图 4 所示,这些态确实如壳模型所预言的那样,单个的价中子绕着理想球形锡¹³² 核芯的闭壳做轨道运动.

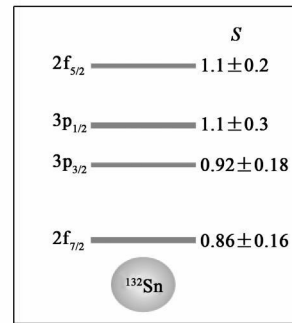


图 4 锡¹³³ 中的价中子态.对于每条在橡树岭实验中观测到的价能级,在双幻锡¹³² 核芯之上,示意性地给出最佳拟合的量子态(左侧)及其相应的谱因子 S (右侧),即谱纯度的量度.在谱学标记中, p 和 f 分别表示轨道角动量 1 和 3.如果最佳拟合态是纯态,即没有因为核芯激发而引起的与其他量子态的混合,则 $S=1$ (引自文献[2])

但是,检验核芯的双幻特性除了通过价态的最佳拟合决定量子数之外,还需要做更多的工作.人们还必须确定态的谱纯度.如果价态没有很好地与球形核芯分离,它们将与核芯态混合然后形成几个纯 $n_l j$ 态分量的叠加.

一个广泛用于度量谱纯度的量叫做 S 谱因子.如果价态只包含一个单独的 $n_l j$ 态则 $S=1$. S 减小意味着分量的增加.图 4 中,每个价态旁边的谱因子由实验家通过拟合测量截面与纯态期望截面得到.所有四个 S 谱因子都与 $S=1$ 相洽(S 大于 1 是没有物理意义的).

Nazarewicz 表示,“这个结果甚至比研究最多的双幻核范例铅 208 所得到的还要好,因此锡¹³² 或许是它们中最魔幻的”.相比之下,对于铅 208 的第三和第四价中子态,铅靶实验发现它们的 S 不超过 0.6.

轻双幻核,如氦 4 和氧 16,情形又如何呢?壳模型将其他所有核子对某一个核子的影响近似为一个平均势场,因此它的计算结果随着质量数的增加而变得更好.非常轻的原子核的结构更合适作为少体问题,可以用从头计算等方法处理.

至于 r 过程,人们的注意力现在已经转到镍 78 上.如图 1 所示,它位于另外一个与 r 过程区域相邻的幻数交叉点.拥有 16 个多余中子的镍 78,半衰期为 0.1s,比锡¹³² 短 400 倍.正如 Nazarewicz 所说:“但是这不应该阻止实验物理学家,实际上他们已经开始(该实验)”.

参考文献

- [1] Cottle P. Nature, 2010, 465, 430
[2] Jones K L et al. Nature, 2010, 465, 454

(北京大学物理学院 孟杰、张颖、陈启博编译自 Physics Today 2010, (8), 16)