

## 裂变研究五十年的进展

侯明东

(中国科学院近代物理研究所)

**摘要:** 原子核裂变是一个重核受外来粒子的激发或自发地分裂成为两个质量大致相等的碎片的现象。这是一种特殊而重要的核过程，它不仅给出了核内部结构的重要信息，而且为核能的利用提供了实际的途径。本文重点介绍裂变发现五十年来对这一过程研究的主要实验结果以及理论方面的进展。

1938年12月发现了原子核的裂变现象，至今已整整五十年了。裂变的发现在科学史上是一件极其重大的事件，它给人类的历史和科学技术的进程带来了巨大的影响，并由此开始了一个新的能源时代

裂变的发现不是一次完成的，先前许多科学家几度濒临发现的边缘，最后才呈现在它的发现者的面前。直接导致裂变发现的是意大利物理学家费米所进行的慢中子核反应的研究。费米试图用中子轰击铀而获得原子序数大于92的超铀元素，但是实验中出现了一些非常困惑难解的现象。1938年哈恩和斯特拉斯曼重复了中子打铀的实验，并惊奇地发现原来设想应当是镭的产物却是质量相差很远的钡的同位素。虽然他们在化学方面的工作做得十分精细无误，但对所得到的结果却无法解释。接着迈特纳和弗里施从液滴模型出发大胆地提出了一个新的反应机制<sup>[1]</sup>：铀原子核俘获中子后，可能分裂成大致相等的两个原子核，钡与镭等元素正是铀核裂变的产物，并且推算出反应必然会产生巨大的能量。不久这论断就为世界许多实验室所证实。迈特纳第一次把“核裂变”这一术语奉献给人类。后人已写过许多传记描绘了这位在科学上留下巨大足迹的女性<sup>[2,3]</sup>。

### 裂变的一般概念

天然铀中有三种同位素，哈恩和斯特拉

斯曼实验中所观测到的实际是 $^{235}\text{U}$ 的裂变。各种能量的中子都能引起 $^{235}\text{U}$ 的裂变，而热中子最为有效。至于 $^{238}\text{U}$ 只有在1.1MeV以上的快中子才能引起裂变，裂变几率也小，当中子能量小于1.1MeV时只能被 $^{238}\text{U}$ 俘获或散射。这是因为各裂变核所需的激活能不同，而且中子带到核里来的能量（中子的结合能加上它的动能）也不同。 $^{233}\text{U}$ 和 $^{239}\text{Pu}$ 也是吸收热中子可以引起裂变的核，也可作为核燃料。除了中子之外，质子、氘核、 $\alpha$ 粒子及 $\gamma$ 射线都能引起核裂变。1947年发现，能量在近百MeV的粒子还能引起象铋那样较轻的重核的裂变。在裂变中一般是分裂成两大块碎片。1947年钱三强、何泽慧等曾观察到也有分为三块或四块的情况，三分裂的几率为二分裂的千分之三，四分裂约为万分之三。

裂变是重核的一个普遍的现象。根据经典物理的观点，原子核系统的最低能量是核形变的函数，在三维空间中构成一个位能曲面。一个对裂变稳定的核的基态形状一定对应于位能曲面的一个谷中，四周的裂变位垒使它不致于裂变。如果一个核分成两块在能量上有盈余，则当它受到外来粒子激发时，经过足够大的形变，便越过位垒而沿下坡方向实现裂变。这种靠外来因素诱发的称之为诱发裂变。此外，通过量子效应，处于基态的核也有一定的几率穿透位垒，这种不需要

外界因素诱发的裂变称为自发裂变。1940年苏联K. A. 彼特夏克和Г. H. 弗辽罗夫首先发现 $^{238}\text{U}$ 的自发裂变。自发裂变的几率和半衰期决定于裂变位垒高度。一般地说,核愈重,  $Z$ 愈大, 裂变位垒也越低, 自发裂变寿命就越短<sup>[4]</sup>。实际所观测到自发裂变最轻的元素是钍, 而铀以上的近200个核素中, 40%具有自发裂变。

核裂变可分为二个阶段。第一阶段是球形或接近球形的核, 经过形变达到鞍点(裂变位垒所对应的核的形变), 通过鞍点的几率就决定了裂变几率。第二阶段是原子核再进一步形变, 由鞍点过渡到成为两个碎块的断点。鞍点的初始条件和第二阶段的运动, 决定了核的裂变后现象, 即裂变碎片的各种特性。

### 裂变产物链及质量分布

中子诱发重核裂变时所生成的产物极其复杂, 它包括了周期表中从锌 ( $Z=30$ ) 到镎 ( $Z=71$ ) 的所有元素共大约500个核素。随着分离技术和测量手段的提高, 完全有可能发现半衰期更短、产额更低的新的裂变产物。造成裂变产物如此复杂主要是下述二个原因。一是同一种核的裂变是各种各样的, 至少有三十多种方式, 而每一次裂变完全是随机的。二是这些原始的产物是放射性的, 一连串的衰变过程使体系的组成不断地改变。这个事实一方面提供了利用核反应堆废燃料中放射性同位素的可能性, 同时也产生了处理废燃料时的困难。

裂变而直接生成的具有某一质量、电荷、量子态的原子核, 称为裂变碎片。在极短的时间内它们发射出中子和 $\gamma$ 射线而成为初级裂变产物, 此时仍处在高的激发态, 还要经过一系列的 $\beta$ 衰变, 直到它们达到稳定的核素为止。在 $\beta$ 衰变过程中原子序数逐渐升高而其质量数不变。这些质量数相同的 $\beta$ 衰变系列称为裂变产物衰变链或质量链。文献<sup>[5]</sup>给出90种长短不同的质量链。

裂变产物的质量分布随裂变元素而有三种基本类型, 其曲线形状分别为单峰、双峰

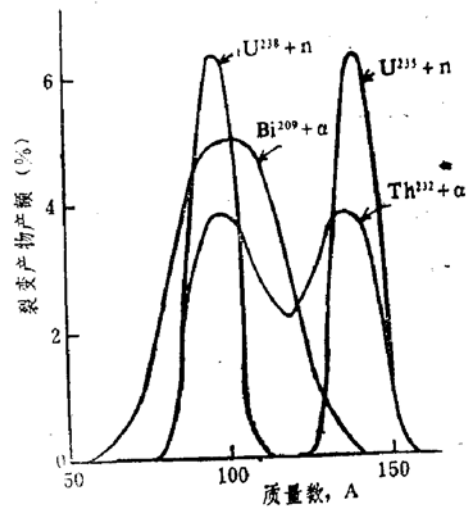


图1. 裂变产物的质量分布

和三峰。很高能量粒子引起 $_{73}\text{Ta}$ 到 $_{84}\text{Po}$ 等较轻的重核的裂变, 其质量分布为单峰(见图1), 最可几的裂变是两碎片质量相等, 这种裂变称为对称裂变。它的轻同位素产额显著较多, 且原始产物中有 $^{82}\text{Br}$ 等稳定同位素。中子及 $\alpha$ 粒子引起 $^{235}\text{U}$ 、 $^{238}\text{U}$ 、 $^{239}\text{Pu}$ 直到Fm裂变的质量分布为双峰。整个曲线对质量等于一半的线来说是对称的, 但完全对称的分裂几率很小, 峰值处于某一非对称分裂, 这种裂变称为非对称裂变。如 $^{235}\text{U}$ 裂变分裂为质量比2:3的几率最大, 占总产额的7%, 而分裂为二个质量相等的几率仅为0.01%。中间元素Ra、Ac、Th及Pa的诱发裂变, 在对称裂变和特定的碎片质量比处均有峰值, 因此称为三峰裂变。

裂变产额质量分布强烈的依赖于激发能。当入射粒子能量提高时, 对称裂变的份额(谷部产额)很快增大。如 $^{235}\text{U}$ 热中子诱发裂变峰谷比为650, 而14MeV中子诱发裂变峰谷比仅为6, 相差一百多倍。此外极不对称的裂变几率(两峰外侧)亦有升高<sup>[6]</sup>。

锕系元素的非对称裂变, 重碎片峰的位置基本不变, 大约总在 $A=139$ 附近, 而轻碎片峰却随裂变核质量数的增大向高质量数方向移动(见图2)。这一特性可用来判别裂变核素的质量数以及混合裂变材料中不同裂变材料的裂变份额的贡献。

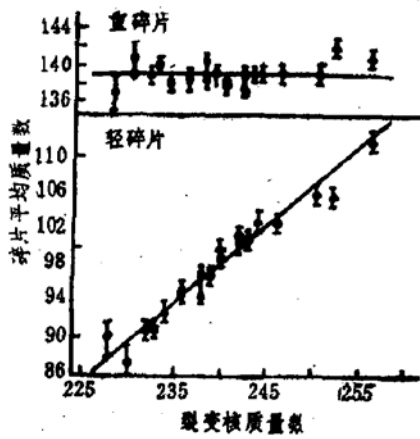


图2. 轻重两群碎片平均质量数随裂变核质量的变化

△自发裂变 ○热中子裂变 □堆中子裂变

另外，实验上测量的都是发射中子后裂变产物的质量分布。有结果表明，发射中子前后的质量分布差别并不很大<sup>[7]</sup>。关于各种裂变过程的质量分布特性，可参阅有关文献<sup>[8]</sup>。

### 裂变过程的能量释放

重核裂变时释放出的能量是惊人的。这是由于重核的平均结合能比中等质量核的平均结合能要小将近1MeV，因此让重核分裂成两个中等质量的核就会释放出能量。也正是这巨大能量的释放，才使裂变具有了重大的意义和应用的价值。

根据反应前后质量亏损和爱因斯坦质量能量公式，可以计算出<sup>235</sup>U每次核裂变放出的能量大约200MeV。在典型的化学反应中，每个原子放出的能量不会大于10eV，与核裂变相比实在是太小了。裂变时有0.09%的初始质量转化为能量，虽不及聚变反应可有1%的初始质量转化，但要比一般原子核反应放出的能量要大得多。一克<sup>235</sup>U全部裂变放出的总能量约为 $2 \times 10^{10}$ 卡，相当于2.5吨煤的燃烧热。

裂变所释放的能量主要以裂变碎片动能的形式放出，占总释放能的83%，而其余能量则由发射出的中子（2.5%）、瞬时γ射线（3.5%）以及碎片衰变时放出的γ、β和中

微子（11%）等所携带。

碎片的电荷很大，贯穿本领很弱，在很短距离内就将其能量全部直接间接转变成热能。核分裂时在断点交付给碎片的动能很小，大部分动能是来自两碎片间的库仑能，因此碎片的平均总动能 $[E_k]$ 应具有库仑能的形式，正比于裂变核的 $Z^2/A^{1/3}$ 值。由图3可知：

$$[E_k] = 0.1071 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + 22.2 \text{ (MeV)}$$

给出了与实验数据较好的拟合。

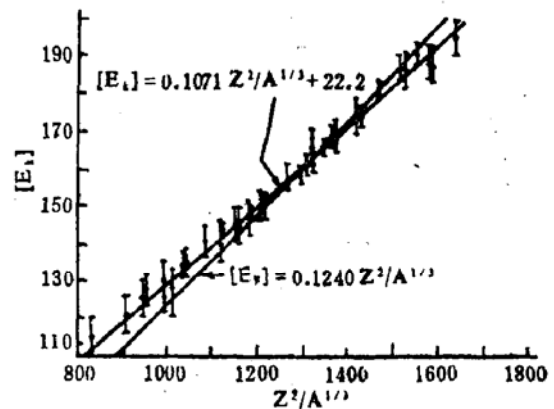


图3. 碎片平均总动能随 $Z^2/A^{1/3}$ 的变化

用电离室、云室、核乳胶、半导体探测器以及飞行时间技术都可以测量裂变碎片的能量。根据动量守恒定律可知，轻碎片具有较高的能量，重碎片具有较低的能量。实际上每种质量碎片的动能都有一个分布，用符合技术可以得到质量和总动能的二维分布。总动能分布的标准偏差也随碎片质量而变化，大约为8至13MeV。碎片的中子发射将减小平均动能，并引起了分布的一个分散。

### 中子发射及链式反应

裂变时伴有中子的释放是重核裂变的另一重要特性，导致了非常重要的结果。

铀核中中子与质子数目之比为1.6，而钡、镭附近的元素这个比值在1.2和1.4之间，所以裂变产物核不可避免的含有“多余的”中子，致使每个碎片生成后总要通过发射出2~3个中子、3~4个光子以及一系列的β衰变才能稳定。99.2%的裂变中子是在裂变

后一个极短的时间(约 $10^{-14}$ — $10^{-17}$ 秒)内<sup>[9]</sup>发出的,称为瞬发中子。其中也可能有少量的中子是断裂前直接由复合核蒸发出来的,或是与分裂过程一块发生的。除瞬发中子外,尚有0.7%左右的中子是缓发的,它是在裂变之后几秒乃至几分钟后才开始自发地放射出来,其缓发的时间实际上是受发射体前身的 $\beta$ 衰变速率的限制。现在已知的缓发中子发射体前身有58个核素<sup>[10]</sup>,集中在Cs、I、Rb和Br等元素附近的丰中子同位素。这些核素的 $\beta$ 衰变产物,其激发能大于最后一个中子的结合能,使之有可能以发射中子的方式退激,所以缓发中子实际是 $\beta$ 衰变的次级过程。缓发中子虽然和裂变机制关系不大,但在核能利用上却有重要意义,它们增大了反应堆的时间常数。

裂变时发射的中子数不是每次都一样的,而是近似地服从高斯分布,其标准偏差为1.08个中子。<sup>233</sup>U、<sup>235</sup>U和<sup>239</sup>Pu的热中子裂变每次平均瞬发中子数 $\bar{\nu}$ 分别为2.51、2.44和2.89个中子, $\bar{\nu}$ 值随激发能线性地增加。图4表明,对于<sup>239</sup>Pu裂变,中子能量每增加7.5MeV,平均瞬发中子数 $\bar{\nu}$ 增加1。对于其他的裂变体系及激发能量会稍有差异,

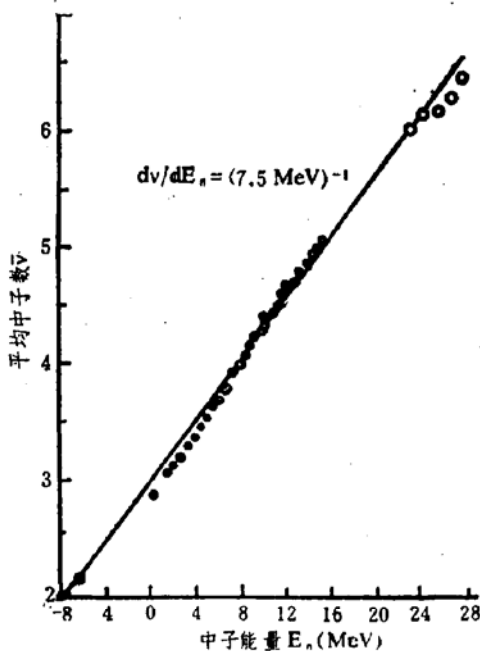


图4. <sup>239</sup>Pu (n, f) 平均瞬发中子数 $\bar{\nu}$ 随中子能量的变化

大体上激发能每增加5到8MeV(相当于一个中子结合能)多释放一个中子,这是因为裂变核的激发能将大部分转化为碎片的激发能。

瞬发中子的能量分布即“裂变谱”是一个很接近麦克斯韦分布的连续谱:

$$N(E) \propto \sqrt{E} e^{-E/T}$$

参量T随核的激发能缓慢地增加,中子的平均能量为 $\frac{3}{2}T$ 。图5给出了热中子诱发<sup>235</sup>U裂变的瞬发中子谱,这个连续谱从热中子能量0.025eV一直延至15MeV,其峰值在0.5MeV左右,平均中子能量约为2MeV。

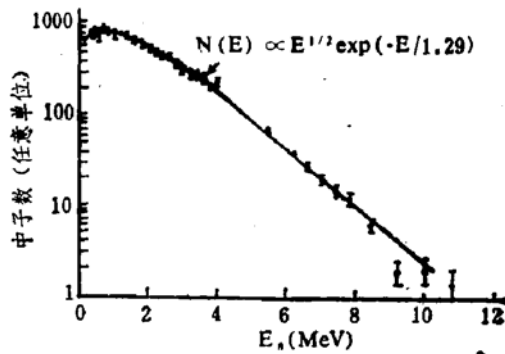


图5. 热中子诱发<sup>235</sup>U裂变的瞬发中子谱

裂变中子的重要意义在于它引起了链式反应。一次核裂变所放出的能量无法实际的应用,只有链式反应使裂变自动持续才为利用核能提供了现实的途径。链式反应必要而充分的条件是:每一次裂变所产生的中子在逃逸和无效的吸收之后,平均至少还有一个能引起下一次裂变,也就是源中子的再生率大于或等于1。影响再生率的因素很多,如平均瞬发中子数、中子能量、<sup>235</sup>U的浓缩程度、临界体积以及杂质的含量。减少中子损失的基本原则是减少表面逃逸和减少非裂变材料的俘获吸收,特别是<sup>238</sup>U在7eV的共振吸收。

### 裂变的理论研究

虽然对于裂变现象已经积累了大量的实验数据,并在核能方面得到广泛的应用,但裂变的理论尚远未达到成熟的阶段。裂变是一个相当复杂的核现象,对于这种大形变的

集体运动，特别是鞍点至断点的动力学问题，还难以做出准确的理论描述。

液滴模型较好地给出了核裂变的物理图象，这个模型自身也在解释裂变现象中得到发展。裂变过程中原子核的形状要发生一系列的变化，所以在液滴模型中首先是选择适当的函数形式来描述核的形状，而且描述裂变的主要形变过程的参量又尽可能的少。对于球形核附近的形变，常用球谐函数来表示核的表面；而对于包括断裂后形状的大的形变，则需要采用其他函数形式的各种曲面的系列来描述。确定了核的形状以后，就可以应用液滴模型的结合能公式来计算各种形状原子核的结合能，即能量的最低值。对裂变稳定的核总是球形核的结合能最低。在液滴模型中表面能和库仑能是两种相互对抗的因素。球形核的表面能最小，形变越大的表面能增大。而库仑能则相反，球形核时最大，形变增加库仑能减小。正是这两者的竞争导致裂变位垒和鞍点的形成。可裂变参数 $x$ （球

形核的库仑能与2倍的表面能之比。 $x = \frac{E_{c0}}{2E_{s0}}$ ）则为这两种作用相对强弱的量度。当 $x < 1$ 时，球形核能量最低，有位垒阻碍核的变形。 $x$ 越接近1，这种位垒越低。当 $x \geq 1$ 时，核对裂变不稳定。由已知的位能曲面，可求出鞍点形状和裂变位垒高度。

液滴模型在解释裂变现象中取得了很大的成功，但仍有一些尚未解决的问题。例如它不能解释大部分核的非对称裂变、锕系元素基态就具有较大的四极和十六极形变以及钶系元素位垒高度基本不随 $x$ 变化等问题。为了反映核内单粒子的运动特性，斯特鲁金斯基提出了液滴模型的壳修正，大大改变了位能曲面的形状，取得了更好的结果，不仅改进了液滴模型质量公式与实验符合的情况，也定量的解释了大形变区核基态的形变。如后面所看到的，用锕系元素具有的双峰位垒成功地解释了裂变同质异能素。

除了位能面的静力学之外，还需要从动

力学的角度来分析裂变过程。一旦液滴表面形状给定后，液滴的位能就被唯一地确定了。而动力学问题却复杂得多，动能并不能由表面形状的时间导数所唯一地确定，还必须考虑液滴内部流动类型（如有旋和无旋）和耗散过程（如粘滞系数）等许多因素，计算时为了简化必须做种种理想的假设。早期尼克斯在这方面做了系统的工作<sup>[11]</sup>，以后又不断有所发展。裂变的流体力学模型<sup>[12]</sup>可以给出对称裂变时碎片的总动能。裂变的统计模型<sup>[13]</sup>可以计算任何裂变后现象出现的几率。裂变输运理论<sup>[14]</sup>综合了流体力学模型和统计模型，在考虑形变动力学因素的同时兼顾了统计涨落。除以上宏观理论之外，还有裂变微观理论，如含时间Hartree—Fock方法<sup>[15]</sup>是以核子-核子相互作用为基础的微观理论，它适于处理鞍点到断点的过程，但是断点前后的动力学问题是裂变中最复杂的部分，裂变微观理论一时还难以有重大的突破。

#### 裂变同质异能素及双峰位垒<sup>[16]</sup>

1962年苏联波列卡诺夫等人在用<sup>22</sup>Ne轰击<sup>242</sup>Pu试图合成104号元素时，发现了第一个裂变同质异能素<sup>242m</sup>Am。它的自发裂变半衰期是14ms，比通常的<sup>242</sup>Am自发裂变半衰期小21个量级。用加壳修正的液滴模型所得出的双峰位垒能很好地解释这一现象（见图6）。核在基态时有稳定的平衡形变，处在第

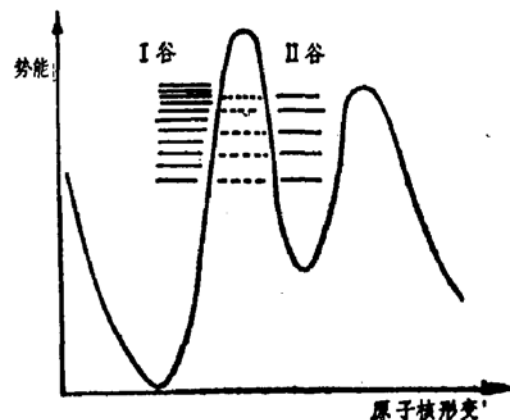


图6. 裂变双峰位垒及两谷能级分布示意图

一个位阱中。当形变增大时又有第二个位能极小，裂变同质异能素正是处在第二位阱中

的亚稳状态，它与基态不同之处在于核的形状不同。因为第二位阱比第一位阱高，更容易穿过位垒，因此裂变同质异能素的半衰期要小得多。

目前已发现了三十多个裂变同质异能素，它们都集中在 $92 \leq Z \leq 98$ 的一个小区域内。因为 $Z$ 增加时，外垒下降， $Z$ 减小时，内垒下降，所以太大或太小的 $Z$ 都将使得双峰位垒成为单峰。深入研究这些大形变核的性质，对于核结构和裂变都有重要的价值。

### 参考文献

1. Lise Meitner and O. R. Frisch, *Nature*, 143, 239(1939)
2. "Women Pioneers of Science" Louis Haber Harcourt Brace Jovanovich New York and London HBJ P41—51, 1980
3. Fritz Krafft, "Lise Meitner", HMI-B 448, 1988
4. M. Preston, R. Bhoduri, *Structure of the Nucleus*, Addison-Wesley, Pub.Co., Inc Reading, Massachusetts, P. 544 (1975)
5. K. A. Varteressian et al., ANL-7678 (1970)
6. E. P. Steinberg et al., *Proc. Int. Conf. PUAE, Geneva, 1955, vol. 7, P. 3* (1955)
7. R. Vandenbosch and J. Huizenga, *Nuclear Fission*, Academic Press, New York, London (1973)
8. K. F. Flynn et al., ANL-7749 (1970)
9. P. Hofmann, NP-18723 (1970)
10. 戴光曦主编, 核素图册, 科学技术文献出版社重庆分社, 1987年
11. J. R. Nix and W. J. Swiatecki, *Nuclear Physics* vol. 71. No1, 1—94, (1965)
12. A. S. Jensen and A. Miranda in "Nuclear Theory for Application—1982" 67—115 IAEA, Vienna (1984)
13. P. Fong in "Physics and Chemistry of Fission" V. I. 373—382 IAEA, Vienna (1980)
14. F. Scheuter et al., *Physics Lett.* vol. 149B, 303 (1984)
15. H. Flocard in "Physics and Chemistry of Fission" V. I. 387—394, IAEA, Vienna (1980)
16. S. Björnholm and J. Lynn, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 52, 725—927(1980)