

# 核裂变研究中的几个新发现

颜家骏

(中科院近代物理研究所)

**摘要:** 本文评述了核裂变研究中的几个新发现。它们是: ①偶-偶核质量对称裂变不只是把核劈裂成两个相等部分, 而且裂片是不同变形的; ②与冷紧凑裂变事件类似, 具有最低动能和最大变形的裂变事件在断点也是冷的; ③冷裂变在靠鞍点处发生; ④冷裂变时在最大裂片动能和质量产额中的结构决定于库仑效应; ⑤总动能在对称点处的下降决定于不同的对称裂变位垒。

## 一、概述

1939年核裂变的发现, 标志着核物理的研究和核能的利用进入了新的时期。近五十年来核裂变研究发展很快, 象裂变中的质量分布和动能分布这类问题都已得到解决。最近稀有裂变事件越来越引人注目。这类裂变仅占总产额的 $10^{-6}$ , 包括轻粒子伴随裂变、低能对称裂变、对于最高动能带窗的冷紧凑裂变和对于最低裂片动能带窗的冷变形裂变。在自发裂变和热中子引起裂变的实验中, 借助于高中子通量的用于研究的反应堆, 所谓稀有事件的计数已能相对可观, 使研究条件大为改善。

我们将按下述顺序评论核裂变研究中的几个新发现。在第2部分介绍偶-偶核的质量对称裂变主要是变成 $Z/2 \pm 1$ ,  $N/2 \mp 1$ 裂片。裂片质量和电荷的同时测量证实了上述结论。但是, 根据 $\alpha$ 伴随三元裂变中 $\alpha$ 角度在对称点的宽度增加, 可以确定裂片是不同变形的。在第3部分介绍冷变形裂变事件的最新结果, 它们具有最低动能和最大变形。已有明确事实支持这类事件在断点也是冷的。第4部分介绍在鞍点和断点间的势能相当平坦, 并给出冷裂变的量子模型的部分计算结果。第5部分介绍在冷裂变的总动能分布中存在约5 amu的非周期结构, 并用库仑效应进行了解释。第6部分介绍根据斯突金斯基

计算, 给出的壳效应引起的鞍点到断点的不同谷值。与标准道相比, 对称道较为可取的是超长道和超短道, 这就导致动能分布在对称点的下降。最后给出简短的结论和展望。

## 二、质量对称裂变与变形不对称

J. P. Bocquet 等最近对热中子引起的 $^{240}\text{Cf}$ 裂变进行了质量和电荷的同时测量<sup>[1]</sup>。他们发现质量对称的断点组态是由电荷非对称的裂片组态组成, 即 $(Z_1, N_1) = (Z/2 \pm 1, N/2 \mp 1) = (48, 77)$ 或 $(50, 75)$ 。式中 $Z = 98$ ,  $N = 152$ 分别是复合核的质子数和中子数。因此, 在对称点破裂的基本上是一个中子对而不是一个质子对。破裂这个对需要的能量是 $2\Delta \approx 2\text{MeV}$ 。这就是说, 或者中子对能小于质子对能, 或者中子对能部分来自最终的电荷非对称组态的势能的增加。另外, 实验结果还表明, 在对称质量劈裂时的裂变裂片是变形不同的。这就是说, 对称裂变是变形不对称的。F. J. Hamsch 等进行了 $^{235}\text{U}$ 热中子裂变的 $\alpha$ 伴随裂变实验<sup>[2]</sup>, 测量结果证实了上述结论。他们发现 $\alpha$ 发射角接近 $90^\circ$ , 但是在对称点急剧增加。由于在非对称区变化甚小,  $\alpha$ 粒子是强聚焦的, 而在对称点由于形状起伏的强烈影响, 聚焦明显变弱。

对于上述结果可以有不同的解释。一种是对称质量劈裂时的质能图, 在出口和断点间变得异常平坦, 这就允许间隙的拉长

程度存在大的起伏。另一种是断点组态主要由一个近似球形的裂片和一个强烈变形的裂片组成的,这就是说紧凑道和变形道相互归并, J. P. Theobald等的实验已经证明了非对称假说。

### 三、冷变形裂变在断点发生

通常研究的冷裂变,是指裂变中没有中子发射伴随,并且裂片几乎没有激发能,在断点是几乎没有变形的裂片。近几年人们开始研究冷变形裂变。

J. P. Theobald和P. Koczon最近研究 $^{245}\text{Cm}(n_{11}, f)$ 反应<sup>[31]</sup>。他们注意力集中在产额与低动能碎片的碎片质量的等值线标绘。在对称点冷紧凑裂变和冷变形裂变相互归并,这个实验再次证明对称裂变事件是强变形的。现在的一个重要问题是,在这个区域的裂片究竟是冷的还是热的。S. Björnholm提出热碎片的假说,但是缺乏实验数据的证实。在 $^{245}\text{Cm}(n_{11}, f)$ 的数据处理时,他们对这两种裂变交界处2MeV宽度区进行了产额和质量谱标绘。结果表明,在这两个区域和两种情况下在产额上都有类似的结构,即在 $A_L + A_H$ 约等于复合核质量时产额出现极大。在冷紧凑裂变区出现在 $(A_L, A_H) = (83, 164)$ ,  $(90, 156)$ ,  $(100, 145)$ ,  $(106, 139)$ ,  $(112, 132)$ ,  $(123, 123)$ , 而在冷变形裂变区出现在 $(A_L, A_H) = (79, 167)$ ,  $(91, 156)$ ,  $(106, 140)$ ,  $(123, 123)$ 处。这说明在这两种情况下都没有中子发射,也就是存在冷变形裂变。数据分析表明,这类事件具有最低的可能的库仑排斥能和最高的可能的变形能。Zaharova等的 $^{252}\text{Cf}$ 自发裂变中发射的中子测量也支持上述观点<sup>[4]</sup>,他们发现由动能小于135MeV、质量数为78、80、87、90、98和107的裂片发射的中子基本为零。尽管Budtz—Jørgensen等人在1986年的最近测量对此却持疑问态度。然而Nifenecker等1974年的有名实验却支持这个发现。他们指出,在给

定质量的裂片和给定或高或低的动能时,裂片平均激发能的方差近于零,这就是说固有激发能甚小。可以预期,冷变形裂片的大变形能在断点之后变成 $\gamma$ 发射而不是中子发射。这似乎是自然的,因为多极变形可以很容易地变成相应多重性的 $\gamma$ 射线,事实上 $\gamma$ 射线多重性随裂片总动能的减小而增加。S. A. E. Johansson<sup>[63]</sup>、F. Pleasonton<sup>[63]</sup>等都有详细论述。

P. Koczon在1987年进一步分析 $^{246}\text{Cf}$ 数据<sup>[7]</sup>。他借助于修正的Wilkins模型即统计势能面模型,用统计分布函数计算了产额。假定核由球体变形并且碎片距离为1fm。在冷紧凑区Q值在低非对称区达到,这与F. J. Gönnewein等在1986年的结果一致。在冷变形区也符合甚好,理论上碎片也达到了Q值。但是必须指出,在冷变形区结果与液滴参数关系很大,而与表面能系数和弯曲能系数的关系尤大,这与在冷紧凑区的情况差别很大。因此,研究不同的系统,我们就可以探索如此大变形时的势能情况和质量公式的适用程度。

### 四、冷裂变在靠鞍点处发生

在只有库仑能和表面能的纯液滴模型中,鞍点和断点间的势能差约25MeV。这就很难解释在如此陡峭的势能面上,为什么能够发生冷裂变事件而又全然没有固有激发能。J. Treiner、R. W. Hasse提出了摆脱困境的方法<sup>[8]</sup>,那就是对纯液滴模型进行重要修正,引入正比于 $A^{1/3}$ 的弯曲能项 $E_{\text{curv}}$ 和压缩能项 $E_{\text{comp}}$ :

$$E_{\text{curv}} = a_{\text{curv}} B_{\text{curv}} A^{1/3},$$

$$E_{\text{comp}} = -a_{\text{comp}} B_{\text{surf}}^2 A^{1/3}.$$

式中 $a_{\text{curv}}$ 和 $a_{\text{comp}}$ 分别是弯曲能系数和压缩能系数,而 $B_{\text{curv}}$ 和 $B_{\text{surf}}$ 分别是它们的形状相关因子。因为A相关性过分微弱,还不能进行实验数据拟合。他们在1985年提出,用半经验的方法,把已经很好掌握的核物质密度

$\rho_0$ 、核半径常数 $r_0$ 、表面张力 $\sigma$ 、可压缩性 $K$ 、表面能系数 $a_{surf}$ 和广义托玛斯—费米模型中的Weizsäcker项的 $\beta$ 系数建立起下述关系式:

$$a_{curv} = \frac{3a\sigma}{\rho_0} + \frac{3\hbar^2\beta}{2mr_0^2},$$

$$a_{comp} = 2 \frac{a^2_{surf}}{K}.$$

他们得到能够拟合数据的理想值是 $a_{curv} \approx 10$  MeV,  $a_{comp} \approx 2.5$  MeV。经过上述修正, 他们得到的势能面大为平坦, 鞍点到断点的势能差仅为10 MeV。他们对 $^{240}\text{Pu}$ 的修正液滴势能面, 用四极变形和十六极变形作为形状参数进行了计算, 得到了预期的结果。

把裂变碎片的质量产额和能量分布的实际值与用统计裂变模型得到的计算值进行比较, 就会发现一些重要问题, 在冷区就更为严重。E. Aker在不久前指出, 这是因为统计模型没有计算从变形到裂变发生的各种各样的演变过程。他们根据修正后的势能图, 正在着手尝试量子动力学模型。在该模型中, 裂变过程描述为量子动力学波束在变形核的势能中传播。他们使用四极变形参数和十六极变形参数, 研究了在鞍点和断点线之间的正在裂变中的核的变形。根据他们的计算, 就能够得到有关裂变过程时间标度的信息, 也能得到在断点线碎片组态的信息, 并且用这些信息能够最终计算出碎片的动能分布。我们着重指出, 上述计算对冷碎裂的过程是意义重大的。可以预期, 开始紧靠鞍点的波束主要沿标准裂变谷传播, 但是也有一小部分尾部落入紧凑边, 就能够穿过脊而进入熔合谷, 这就引起紧凑冷裂变事件。这个过程将持续到出口点, 到那时势能图变得如此平坦, 致使波束的主要部分都将到达断点线。在出口点之外, 裂变过程或多或少是传统方式, 而冷变形事件能够与落在超变形边的波束极尾部相关。他们还计算了一些具体情况下的时间相关性薛定谔方程, 得到了一批有价值的结果, 冷裂变过程在靠近鞍点处

发生。冷裂变的量子模型尚在积极探索和完善之中。

## 五、库仑效应决定冷裂变质量产额和最大裂片动能中的结构

W. Lang等1980年测量了 $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ 反应的产额数据<sup>[9]</sup>, 所测产额为具有相同Q值的几对同质异位素碎片的产额。他们观测了具有相同Q值的质量链成员的质量产额, 发现对于某给定质量的碎裂当电荷不对称性增加时产额也增加。他们测量了六组轻碎片动能 $E_L = 108$  MeV时的电荷分布和质量分布。在91/135质量碎裂时, 电荷 $Z_L = 36$ 和37相当于同一Q值187.5 MeV, 而 $Z_L = 36$ 的产额 $Y = 75.9\%$ 高于 $Z_L = 37$ 的产额 $Y^1 = 19.7\%$ 。对于同一质量碎裂, J. Trochon 1985年推断, 在很高TKE值时幸存电荷确实是 $Z_L/Z_H = 36/54$ 。对于偶—偶碎片而言, 当Q值为189.8和189.3 MeV时, 碎片应分别为 $(Z_L/Z_H, N_L/N_H) = (36/56, 56/88)$ 和 $(38/54, 54/90)$ 。

M. Montoya 1986年重新研究 $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ 反应<sup>[10]</sup>, 在总碎片动能 $\text{TKE}_{max}$ 中观测到类似的现象。TKE线的斜率为2.5 MeV/amu, 在 $A_L = 90 - 93$ 区有个很明显的肩峰。他们对这个肩峰作了下述解释。从 $A_L = 96$ 到94时, 与相当于次大的Q值相比, 最大Q值很高。因此与这些最大Q值相当的电荷 $Z_L = 38$ , 应当一直幸存到 $\text{TKE}_{max}$ 。当 $A_L = 93$ 时, 电荷 $Z_L = 37$ 的Q值 = 189.63 MeV, 其值约等于 $Z_L = 38$ 的Q = 189.18 MeV。之后有利的电荷是 $Z_L = 37$ 。当 $A_L$ 从94到93变化时,  $Z_L$ 由38到37变化, 这就引起TKE相对于由 $A_L = 96 - 94$ 时外推得到的数值的增加。 $A_L = 92$ 时,  $Z_L = 36$ 将幸存到 $\text{TKE}_{max}$ , 这是因为它只与 $Z_L = 38$ 竞争。类似 $A_L, Z_L$ 的结果就不再继续分析。总之, M. Montoya得到了和W. Lang大致相同的结论。

他们发现的这种现象称为库仑效应。它与壳效应关系不大,实验事实表明对于更加非对称的组态应该增加库仑能。在断点某双碎片系统的势能 $P$ 等于总变形能 $D$ 和相互的库仑能 $C$ 之和。轻碎片和重碎片还有固有激发能 $x$ 和总动能 $TKE$ 。略去壳能和对能,断点处的能量平衡可以写作 $Q = D + x + C + TKE_0$ 。式中 $Q$ 是可用于裂变过程的能。由定义几乎所有紧凑断点组态都相当于最高的库仑相互作用能。可以假定,这个组态是由处于基态的碎片组成。那末,上式可以简化为 $Q = P_{max} = D + C$ 。这个组态相应于势能最大值 $P_{max}$ ,它不可能高于 $Q$ 值。可以看出,相互作用库仑能的可能最大值 $C_{max}$ 相应于可能的最低的变形能 $D_{min}$ 。为了计算紧凑断点组态,就需要作为组态形状函数的变形能和库仑能。假定两椭圆碎片的端点间具有固定的距离,他们就算出了每个碎片的液滴模型势能和复合核 $^{236}\text{U}$ 的具有最高 $Q$ 值的两个电荷 $Z_L$ 和 $Z_{L-1}$ 的 $C_{max}$ 。只有在两个最高的 $Q$ 值相等时,较高的 $C_{max}$ 才相应于较低的 $Z_L$ 。还观测到,当较低的 $Q$ 值相应于较低的 $Z_L$ 时,两最高的 $C_{max}$ 间的差额高于两 $Q$ 值间的差额。

能量 $C_{max}$ 相应于碎片对的 $TKE$ 的最大值,而能量 $D$ 转变成碎片的激发能。用 $Z_L/Z_H$ 和 $(Z_L-1)/(Z_H+1)$ 表示具有相同质量比 $A_L/A_H$ 的两个电荷碎裂。同时假定相应的断点组态具有相同的变形,那末相应 $C$ 值间的比值表示如下:

$$C_{Z_L}/C_{Z_L-1} = Z_L Z_H / (Z_L - 1)(Z_H + 1)。$$

紧凑断点组态的库仑相互作用能总和不过约200MeV,而 $C_{Z_L} - C_{Z_L-1}$ 差额约为2MeV。分别相应于 $Z_L$ 和 $Z_L-1$ 的曲线 $C$ 已作为碎片变形的函数得到了。如果假定变形能和 $Q$ 值对于两个带电碎片都是相同的;就很容易看出,变形能的最小值 $D_{min}$ 和最大总动能的最大值 $TKE_{max}$ 相应于更非对称的电荷碎片。具有较高 $TKE_{max}$ 值的较低的两个轻碎片电荷,具有较高的裂变产额,正如在给

定变形时它的势能是较小。这个产额差别的结果是在 $TKE_{max}$ 的质量相关性中的振荡摆动的结果。M. Montoya等1986年在 $^{234}\text{U}$ 中发现了类似的结构,其数据解释可以相同的方式进行。

## 六、总动能在对称点的下降决定于不同的对称裂变位垒

E. K. Hulet等1986年发现<sup>[11]</sup>,在 $^{253}\text{Fm}$ 的碎片动能分布中有反常现象。这个发现可以用下述假说来解释,即离开标准裂变道时导致非对称裂变,但也存在另一种可能,就是导致对称的和紧凑断点组态。在这个假说的激励下,U. Brosa、P. Möller等1986年先后对此进行了仔细地计算。他们的方法是用液滴模型加斯突金斯基型壳修正处理锕系元素的普通裂变。Brosa在柱坐标中采用代数的形状参数化:

$$\rho^2(Z) = (l_b^2 - Z^2)(a_0 + a_1 Z + a_2 Z^2)。$$

式中用体积守恒约去一个参数后还有两个对称参数(半总长度 $l_b$ 和 $a_0$ 与 $a_2$ 的组合)和一个非对称参数 $a_1$ 。对于 $^{252}\text{Cf}$ 核而言,他们发现导致从鞍点到断点实际上有四个明显的谷值或道。根据动能分布的变化可以看出,按物理性质可以分为三个部分。在第一个区域中,标准非对称裂变沿平均标准谷值进行。在第二个区域中,进行的事件是具有很高变形能和极低排斥能的超非对称道,并且假定了碎片动能相等的前提。在第三个区域即对称点附近时,事件是超长道和较不明显的超短道的混合。由于超长道占压倒优势,与邻近的标准道相比它的排斥能小,因而它的动能分布出现下降。F. L. Hambsch1987年观测 $^{235}\text{U}$ 热中子裂变时得到了类似的结果<sup>[12]</sup>。对于这个系统来说,不存在超短道,标准道劈裂成两个即标准1道和标准2道,其中前者较后者更加紧凑和更非对称。他们测量了作为碎片质量数函数的平均碎片动能和它的

标准方差, 结果发现实验数值和理论预期值符合很好。

## 七、结论和展望

我们评述了近几年稀有裂变事件中观测到的几个新发现, 下面作一简单的结论和展望。

在对称质量劈裂时, 最可几的组态不只是把系统简单地劈裂, 而且碎片还是电荷不对称的也就是不同变形的。就非对称假说而言, 为了对其验证和补充, 还需要对象 $^{242}\text{Pu}$ 这类其它系统进行同时的质量和电荷的测量。在 $^{242}\text{Pu}$ 中, 对称劈裂成奇质子碎片 $(Z_f, N_f) = (Z/2, N/2) = (47, 74)$ ; 而在 $^{234}\text{U}$ 中, 对称劈裂成奇中子碎片(46, 71); 在 $^{238}\text{U}$ 这类双偶核中, 对称裂变为偶-偶系统。如果在对称点较为可取的仍然是对破裂发生而不管它的其它能量耗散, 那末这就可以用来检测质子对能和中子对能的大小以及变形程度的大的起伏。

我们评述了冷变形裂变, 也就是说具有极低的动能或者说在断点没有固有激发能。用测量给定裂片动能时发射中子数的方法, 用测量发射的 $\gamma$ 射线的方法, 都已证实了冷变形裂片的存在。对于给定质量劈裂和给定 $E_K$ 时碎片系统的激发能的直接测定, 都能够给出有关断点前动能和动力学中耗散效应的更多信息。如果从简单的Wilkins模型的观点看, 统计计算似乎与冷紧凑裂变数据不甚符合, 在这种模型中碎片变形是太小了。人们正致力于在很大变形时的核质量公式。

从理论观点看, 冷裂变是一个远未解决的问题。业已论证了冷裂变过程靠鞍点发生, 过程中贯穿了裂变谷和熔合谷之间的势能脊, 势能图在鞍点远处已经相当平坦了。冷裂变实验中, 中子和质子能量很低但还不

是热激发能。在研究激发能从零到不多几个MeV到约 $2\Delta \approx 2\text{MeV}$ 的转变时, 我们预期冷裂变产额开始增加, 因为在低于 $2\Delta$ 时没有激发能可以得到, 也因为贯穿势能脊容易。之后产额急剧减小, 因为核实质上变成热的了。

用引入库仑能项的方法, 我们看到库仑效应引起电荷非对称性, 这表现为在产额中和在动能分布中存在约5amu的结构。这类结构似乎在冷变形裂变事件的范围之外也可能存在。因为在低动能区的质量分辨通常不如在高动能区那末好, 象 $^{246}\text{Cm}$ 复合核这类其它系统还有待进一步研究。

### 参 考 文 献

1. J. P. Bocquet et al., Proc. Nuclear Physics Section Spring Meeting, Groningen, The Netherland, March 1987
2. F. J. Hamsch et al., TH Darmstadt preprint, 1987
3. J. P. Theobald et al., TH Darmstadt preprint IKDA 86/6
4. V. P. Zaharova et al., Sov. J. Nucl. Phys. 30(1979)19
5. S. A. E. Johansson, Nucl. Phys. 60 (1964)378.
6. F. Pleasonton et al., Phys. Rev. C6 (1972)1023
7. P. Koczon, thesis, Darmstadt 1987
8. J. Treiner et al., J. Physique Lett. 44 (1985)L733
9. W. Lang et al., Nucl. Phys. A345 (1980)34
10. M. Montoya et al., Z. Physik A326 (1986)357
11. E. K. Hulet et al., Phys. Rev. Lett. 56(1986)313
12. F. J. Hamsch, Proc. Nuclear Physics Sections Spring Meeting, Groningen, The Netherland, March 1987