

2-1.2 布雷特—维格纳(Breit—Wigner)单能级公式

著名的单能级共振公式是对这样的中子共振能级而推导出来的，这能级和具有同样自旋和宇称的共振能级相隔很远。对偶质量数的铀同位素，中子截面性质可以精确地用单能级公式表示出来，因为具有同样自旋态的能级之间的平均距离 D 远远超过平均能级宽度 Γ 。对于奇质量数的可裂变同位素，这个标准就不正确了。用单能级公式描述这些共振的精确程度取决于独特的共振结构。

(a) **俘获截面** 对于辐射俘获，单能级公式可以写为：

$$\sigma_r = \frac{\Gamma_r}{\Gamma} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \frac{\sigma_{t0} \Gamma^2}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2} \quad (2.1)$$

这里， E_0 是共振能量； Γ ， Γ_n 和 Γ_r 相应是总的，中子的和辐射俘获的宽度； σ_{t0} 是总共振峰截面。辐射俘获的共振峰截面 σ_{r0} 依赖于靶核的角动量子态 J 和复核的角动量子态 J' ，其关系可由下列公式表示：

$$\sigma_{r0} = \frac{\Gamma_r}{\Gamma} \sigma_{t0} = \frac{\lambda_0^2 g \Gamma_n \Gamma_r}{\pi \Gamma^2} \quad (2.2)$$

这里， λ_0 是对应于共振能量 E_0 的中子波长，以及

$$g = \frac{1}{2} \left(\frac{2J' + 1}{2J + 1} \right) \quad (2.3)$$

对于偶质量数的铀同位素，因为几率很大，而且所有观察到的共振都是由 S 波中子引起的，所以 g 为 1。对于偶质量数的同位素，共振中的俘获成分可以从总截面的测量中唯一地确定。对于奇质量数的裂变同位素， g 值取决于 J' 值。因此，为了表征共振，必须确定四个参数 (σ_{t0} 、 σ_{r0} 、 σ_{f0} 和 g) 中的三个。

(b) **散射截面** 对于弹性散射截面，单能级公式可以写为：

$$\sigma_n = 4\pi R^2 + \frac{\sigma_{t0} \Gamma_n \Gamma}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2} + \left(\frac{8\pi R}{\lambda_0} \right) \frac{\sigma_{t0} \Gamma (E - E_0)}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2} \quad (2.4)$$

这里， $4\pi R^2$ 为势散射截面。对偶质量数同位素，公式 (2.4) 是散射截面的精确描述。对奇质量数同位素，即使共振不能很好地分开，它也常常用来描述散射；因为在这些情况下， σ_n 是小的，而且测量得很差。

(c) **裂变截面** 对裂变同位素的单独的共振峰，其裂变截面公式可以和公式 (2.1) 和 (2.2) 相同，只是把脚标 r 换成 f 。但是，在早期的工作中，这些裂变共振的单能级公式不能和观察到的共振峰精确地符合。人们已经习惯于用假设的共振峰来变更共振峰的形状，并且把与观测到的共振的剩余差异归结于实验的不精确性；而且假设的共振，由于共振参数的性质，是根本观察不到的。现在一般认为，共振的裂变成分存在着相互干涉，需要不同的共振理论公式来精确地表示它们的截面值。

(d) **多普勒(Doppler)效应和分辨率效应** 实验得到的中子共振截面数据，由于测量谱仪的有限分辨率和靶核热运动造成的多普勒效应而被歪曲了。用图表示的中子

截面数据,例如美国原子能委员会布鲁克海文国立实验室编辑组所发表的数据^[1],对分辨率效应只是偶尔进行修正,而对多普勒效应很少进行修正。另一方面,本书所给的共振参数对两种效应都作了修正,得到的这些参数对共振理论是有意义的。在应用中子截面数据和共振参数去计算中子谱中的反应率时,数据的适用性问题以及对靶核的温度效应的修正必须作仔细的考虑。在资料(2)中可以找到关于中子共振的多普勒效应的广泛讨论;在美国原子能委员会资料(3)中可以找到钚同位素多普勒加宽后的中子截面表。

2-1.3 共振间的相互干涉

在可裂变核中,裂变能级的宽度比相邻能级间的平均间距大约只小一个数量级。如果复核仅能通过几个个别的途径或道进行裂变,那末,在某一共振中,其裂变的或然率幅度将对具有同样特性的相邻共振的或然率幅度施加影响。在裂变核共振中所观测到的 $\sigma_f(E)$ 、 $\sigma_c(E)$ 和 $\eta(E)$ 形状的不对称性^[4]证明干涉效应在裂变中是确实存在的。1955年,Bohr^[5]提出了限制裂变出射道数目的理论基础。这种裂变图象是基于有限数目的量子化了的形态变形的存在;在裂变过程中,复核必须经过这些变形。这个理论以及它在裂变态的量子化作用中固有的一些有趣的含意,已经激起人们对裂变过程的详情进行广泛的研究。

(a) **共振干涉公式** 由Wigner和Eisenbud^[6]给出的共振反应的一般理论已经用来推导可裂变核描述共振的近似公式。在公式中,裂变的出射道数目是被限制的。在这个理论中,对于给定J的共振反应截面 σ_t 、 σ_n 、 σ_f 和 σ_r 可以用碰撞矩阵 U_n 来表示,如:

$$\sigma_t = \frac{\lambda_{ngl}^2}{2\pi} \operatorname{Re}(1 - U_{nn}) \quad (2.5)$$

$$\sigma_n = \frac{\lambda_{ngl}^2}{4\pi} |1 - U_{nn}|^2 \quad (2.6)$$

$$\sigma_f = \frac{\lambda_{ngf}^2}{4\pi} \sum_f |U_{nf}|^2 \quad (2.7)$$

$$\sigma_r = \frac{\lambda_{ngj}^2}{4\pi} \sum_r |U_{nr}|^2 \quad (2.8)$$

这里,求和号的f和r是指对裂变和辐射俘获的有用出射道,方程(2.5)到(2.8)是对S波(轨道角动量 $l=0$)中子而推导出来的。碰撞矩阵U包括所有共振和所有f和r的可能出射道。为了计算U,必须限制这些参数。单个孤立能级和无限数目的f和r便是布雷特-维格纳单能级公式。对多能级的近似考虑所得到的代数表达式,虽不复杂,但很繁琐,只能用计算机才能计算。已经推导了U的三个稍有不同的近似表达式。由Feshbach, Porter和Weisskopf^[7]推得的第一个表达式,只对有限的出射道和单个共振有效,不能普遍适用。Vogt^[8]用一个近似方法计算U,在这里裂变出射道的数目既不限又不完全确定,而是能够包括1在内的任何数目。在Vogt公式中,相干共振能级的数目不能很大。Vogt的公式,直到11电子伏的共振,与 Pu^{239} 截面的大体形状符合^[9];而在热中子区域则得不到精确的符合。Reich和Moore^[10]已经推得了U的计算式,

其中只考虑一个或两个独立的裂变出射道。Simpson和Moore^[11]用这个公式得到的结果与通过前八个正能量共振的 Pu^{241} 截面相符合。

(b) **相互干涉公式的一般特性** 由于具有大量的自由参数,多能级干涉公式能够高度精确地描述观察到的截面数据。但是,目前还没有得到适合于反应堆物理计算的对 Pu^{239} 慢中子截面的足够精确的数据的符合。不过从现有的分析已可得到关于裂变过程的有价值的资料,符合 Pu^{239} 截面所必须的裂变出射道数目很接近于1^[9]。同样,对 Pu^{241} ,它大约是接近1或2^[12]。从干涉公式知道的反应理论的一般特征是,裂变共振的辐射俘获与单能级公式不能精确地吻合,即使俘获出射道数目非常大也是如此。

2-1.4 Pu^{239} 的慢中子截面

因为 Pu^{239} 是生产钚的反应堆的产品和作为反应堆燃料的钚中的主要成分,所以这种同位素的中子截面的知识就显得重要了。因此,对 Pu^{239} 的中子截面进行了反复的精确测量,并不断地加以鉴定。Bollinger等人^[13]得到了 Pu^{239} 在低能和共振区的最完整的中子截面数据,并已在1958年日内瓦会议上提出。图2.1表示了由Bollinger测量的低于1电子伏的 Pu^{239} 的总截面和裂变截面。截面的显著特征是在0.3电子伏处有一个大的共振峰,并在较低能区有大的共振组份。据推测,其中大部份是由在负能区的共振造成的。在这个区域中,截面性质有两个主要特点:第一,截面具有显著的非 $1/V$ 效应;第二, $\eta(E)$ 值随能量而变化,如在0.3电子伏共振处的 η 值仅是热能区 η 值的82%左右。由于这两个特点,使含钚热中子反应堆对中子谱的细小变化反应灵敏。这两个特点也迫切需要精确地了解 $\sigma_t(E)$, $\sigma_a(E)$ 和 $\eta(E)$ 的变化。在热中子能区,这些量的估计示于图2.2^[13]。应当强调,在低能区,对反应堆计算足够精确的截面之可利用的符合也许还没有,使用表示在图2.2中的这种经验符合也许是最好的。

在共振能区, Bollinger 等人^[13]的数据代表了 $\sigma_t(E)$, $\sigma_a(E)$ 和 $\eta(E)$ 值的最完善的研究。从这个研究中得出的单能级共振参数示于表2.1。应当强调说明,这些参数并不能高度精确地把截面变化过程重新表示出来。有一些最坏的符合是在共振之间的能区中。在这些能区中,计算时常常需要利用测量的截面值。在0.3电子伏和7.8电子伏共振之间的能区,单能级共振参数把裂变截面估低了一半。在这个能区, Vogt 的多能级相干的符合式与截面值符合得很好。表2.1中的 g 因子,是从Fraser和Schwartz^[14]对0.3电子伏以上共振 σ_a 的直接测量得到的。对0.3电子伏共振和负能级共振所选定的 g 值,是基于Vogt的多能级符合,该符合用于分析时,仅仅决定共振的相对自旋态。

2-1.5 Pu^{241} 的慢中子截面

Pu^{241} 对慢中子是可裂变的,并显示出和 Pu^{239} 类似的共振特性。但是,关于 Pu^{241} 的中子反应的资料不如 Pu^{239} 那样广泛,因为,大约在1960年以后才得到相当大和比较纯的 Pu^{241} 样品。Simpson和Schuman^[15]最近做了 Pu^{241} 的总截面的精确测量。在低能中子区的这些数与Leonard等人^[16]得到的裂变数据一并表示在图2.3上。所示的

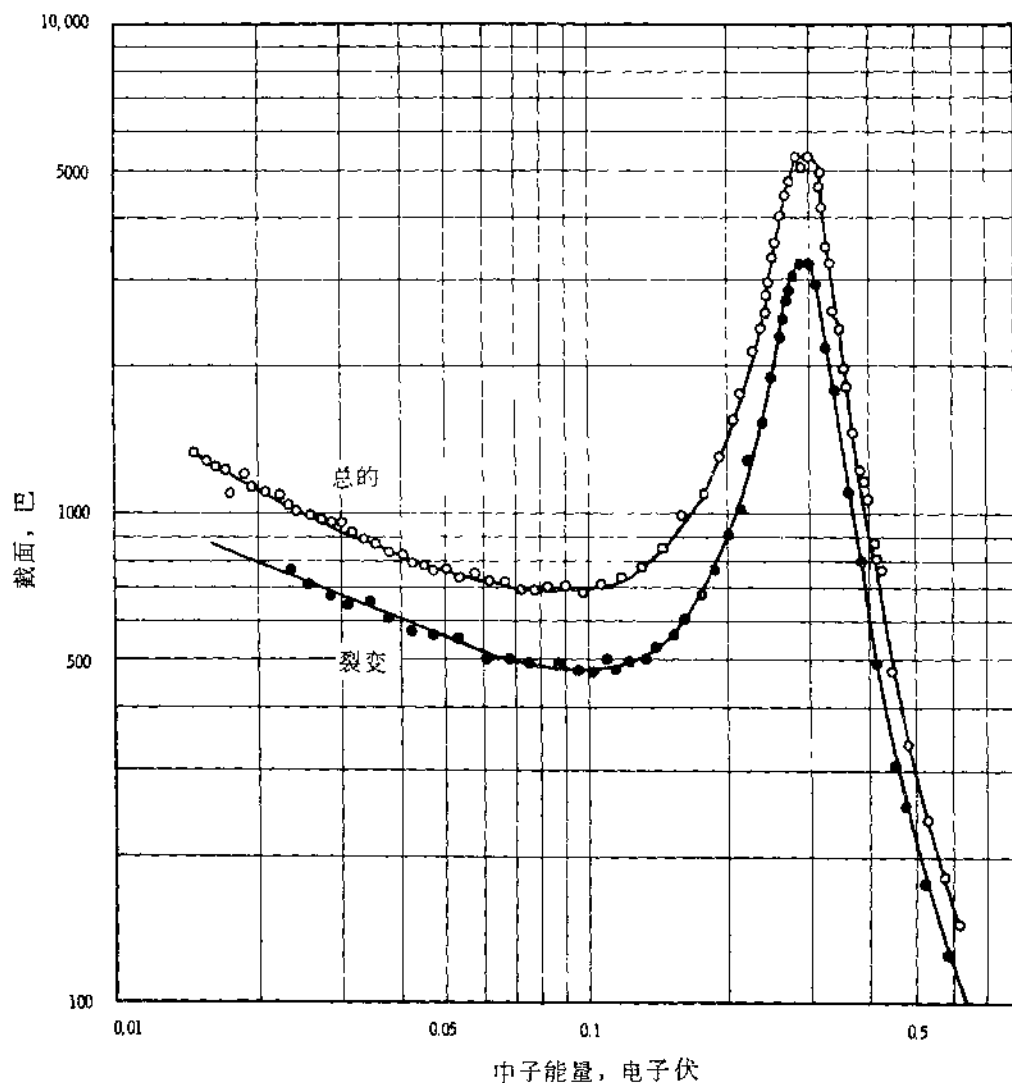


图2.1 Pu^{239} 的低能中子的总截面和裂变截面^[12]。

低能截面不能和单能级共振参数精确地符合。Simpson和Moore^[11]对这些数据作了多能级符合。这个分析表明，低能区可以描述为在-0.15电子伏处有一个假想的共振能级，它与在0.26电子伏处观察到的、具有一个裂变出射道的能级相干涉。

资料^[15]给出了直到2千电子伏的总截面测量值，并且清楚地解决了直到20电子伏的共振结构。裂变截面的测量在现时*仅扩展到约20电子伏处，而且分辨率是相当差的^[16]。对截面的多能级符合包括了10.2电子伏的共振，而且和精确的总截面数据吻合得很好。多能级分析的结果表明，共振出现在不相互干涉的两组中的一个，它们的平均裂

* 最近由Watanabe和Simpson^[17]以较好的能量分辨率对 Pu^{241} 的裂变截面进行了初步测量。

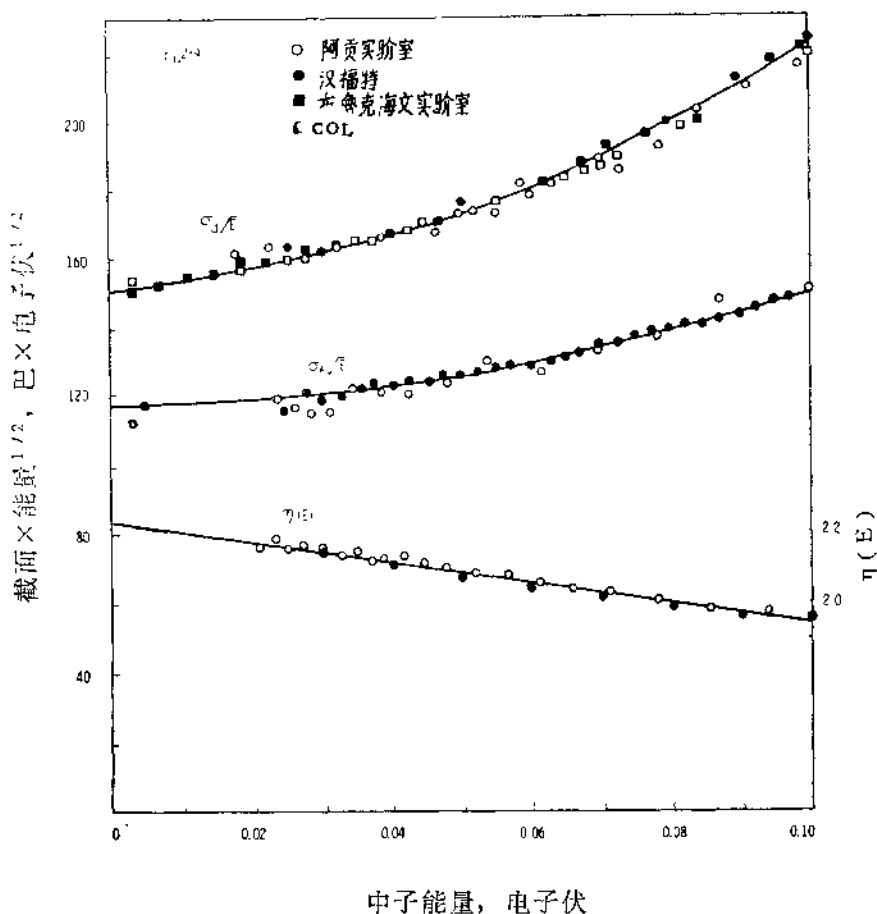


图2.2 在低于0.1电子伏中子能区, Pu^{239} 的吸收与裂变截面及 η 值随能量的变化。所表示的曲线是在估价了现有数据后画出的, 目的是试图确定这些重要数据在热中子能区的精确变化⁽¹³⁾。

变宽度在数量上相差10倍。这结果和 Bohr 裂变图像是一致的, 这种裂变, 在裂变阈以上一个自旋态比另一个自旋态高1兆电子伏的数量级。

2—1.6 非裂变同位素的慢中子截面

在反应堆系统中, 除了 Pu^{239} 和 Pu^{241} 外, Pu^{240} 是最重要的钚同位素, 而 Pu^{242} 在高燃耗的反应堆燃料中才较为重要。后两种同位素对低能中子都是不裂变的, 所观察到的共振的单能级共振参数精确地描述了反应截面。目前对 Pu^{242} 的总截面测量, 只是通过含有较少量的 Pu^{242} 的样品进行的, 并且只有两个 Pu^{242} 的共振峰被辨认出来。对 Pu^{240} 已经作了相当广泛的测量, 表2.2抄录了从最近的表中得到的 Pu^{240} 和 Pu^{242} 的共振参数。

表2.1 Pu^{239*} 的中子共振参数

E_0 (电子伏)	σ_{i0} (巴)	Γ (毫伏)	Γ_1 (毫伏)	Γ_T (毫伏)	$2g\Gamma_n$ (毫伏)	g
-0.26		200 ± 30	160 ± 20	$40 \ddagger$	0.085 ± 0.03	$3/4 \uparrow$
0.296	5300 ± 100	101 ± 2	62 ± 2	39 ± 2	0.121 ± 0.05	$1/4 \uparrow$
7.83	2610 ± 160	83 ± 5	41.5 ± 3	40.6 ± 3	1.31 ± 0.03	$3/4 \ddagger$
10.93	1800 ± 65	180 ± 12	147 ± 7	31.5 ± 9	2.73 ± 0.10	$3/4 \ddagger$
11.90	2740 ± 190	64 ± 7	22 ± 2	40.9 ± 5	1.61 ± 0.08	$3/4 \ddagger$
14.28	750 ± 150	101 ± 11	60 ± 7	$40 \ddagger$	0.83 ± 0.2	
14.68	3650 ± 300	80 ± 8	33 ± 4	$40 \ddagger$	6.6 ± 0.04	$1/4 \ddagger$
15.5	125 ± 10	800 ± 100	758 ± 100	$40 \ddagger$	1.20 ± 0.20	$3/4 \uparrow$
17.6	2030 ± 200	87 ± 6	46 ± 5	39.1 ± 5	2.40 ± 0.10	$3/4 \ddagger$
22.2	1750 ± 100	113 ± 4	75 ± 4	34.6 ± 4	3.37 ± 0.15	$1/4 \ddagger$
23.9	85 ± 10	82 ± 10	42 ± 5	$40 \ddagger$	0.128 ± 0.10	
26.2	1650 ± 200	80 ± 6	37 ± 3	$40 \ddagger$	2.66 ± 0.2	
27.3	220 ± 30	43 ± 5	3 ± 1	$40 \ddagger$	0.199 ± 0.04	
32.3	75 ± 10	230 ± 50	190 ± 50	$40 \ddagger$	0.43 ± 0.04	
35.3	390 ± 80	44 ± 5	4 ± 1	$40 \ddagger$	0.47 ± 0.04	
41.4	3800 ± 534	76 ± 10	11 ± 2	46.8 ± 9	9.3 ± 0.3	$3/4 \ddagger$
44.5	5500 ± 1172	51 ± 10	4 ± 1	40.4 ± 10	9.6 ± 0.2	$1/4 \ddagger$
47.6	210 ± 50	350 ± 50	350 ± 50	$40 \ddagger$	2.7 ± 0.3	
50.0	2200 ± 263	80 ± 6	33 ± 4	$40 \ddagger$	6.8 ± 0.4	
52.6	6600 ± 900	57 ± 7	7.7 ± 2	34.1 ± 5	22.8 ± 1.5	$3/4 *$

* 资料(12);

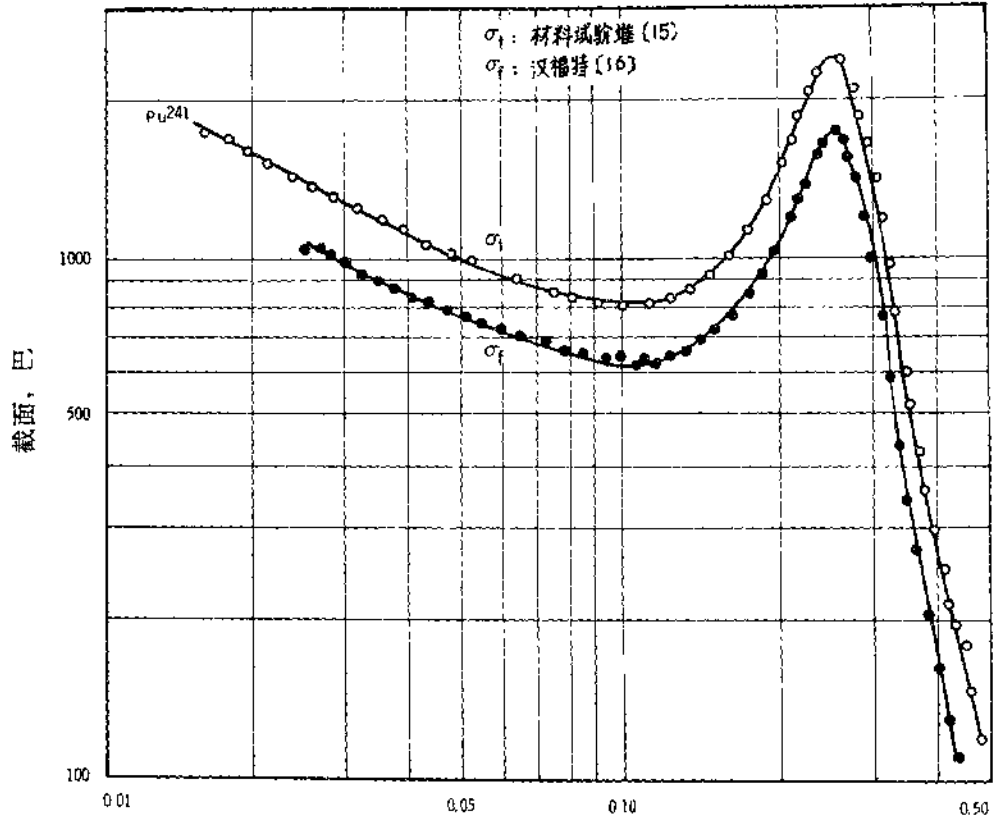
† 资料(9);

‡ 资料(14);

§ 假定值。

2-1.7 其它钚同位素的中子截面

只有 Pu^{239} 、 Pu^{240} 、 Pu^{241} 和 Pu^{242} 这几种钚同位素,它们的中子截面在反应堆系统中有重要意义,而且也只对这几种同位素的共振结构进行了测量。可以期望,当其他同位素,特别是 Pu^{238} ,有足够的样品时,将对它们的共振进行研究。对其余钚同位素,已有的截面资料^[1]仅是对反应堆或核武器中的积分中子谱得到的。奇质量数同位素对热中子都是可裂变的,虽然其中短半衰期的核没有实际价值。对于质量数低于240的偶质量数同位素,热中子裂变是更可能的。 Pu^{236} 同位素对慢中子几乎肯定是可裂变的, Pu^{238} 的裂变阈大概很接近热能。



中子能量, 电子伏

图2.3 在低能中子区, Pu^{241} 的总截面和裂变截面。Simpson和Schuman的总截面数据是第一次精确测量值⁽¹⁵⁾; 裂变截面数据引自参考资料⁽¹⁶⁾。

表2.2 Pu^{240} 和 Pu^{242} 的共振参数

	E_0 (电子伏)	Γ_T (毫伏)	Γ_n (毫伏)	Γ_f (毫伏)
Pu^{240}	1.054 ± 0.002	34 ± 2	2.36 ± 0.05	$0.0052^\dagger$ $< 0.02^\dagger$
	20.4 ± 0.1		2.35 ± 0.18	
	38.2 ± 0.2		15.2 ± 0.8	
	41.7 ± 0.3		1.9 ± 0.5	
	66.0 ± 0.6		45 ± 18	
	72.0 ± 0.7		29 ± 12	
	90 ± 1		17 ± 6	
	92 ± 1		4 ± 2	
	104 ± 1		60 ± 2	
	116 ± 1.5		< 40	
	119 ± 1.5		50 ± 30	
Pu^{242}	2.65 ± 0.01	27 ± 5	1.8 ± 0.3	$< 0.017^\dagger$
	53.6 ± 0.9		45 ± 4	

* 资料(1);

† HW-67219, pp.4-20 (1960)。

2—1.8 2200米/秒截面

美国原子能委员会整理了各种元素的中子截面汇编, 各种截面的参考中子能量相当于中子速度为 2200 米/秒。表 2.3 列出了较重要的钚同位素在 2200 米/秒 时的最佳截面数据。这些数据是以原子能委员会的最新汇编〔1〕、最近的评论〔13〕和新的结果为根据的。当然, 将来得到新的实验数据时, 这些数据将会有一些修改。

表2.3 钚同位素的2200米/秒截面

	σ_t (巴)	σ_a (巴)	σ_f (巴)	σ_r (巴)	$\bar{\nu}$ (中子数/每次裂变)
Pu^{238}			16.8 ± 0.3	403 ± 10	
Pu^{239}	1018 ± 5	1008 ± 6	754 ± 9	254 ± 11	2.89 ± 0.05
Pu^{240}	238 ± 10	281 ± 10	0.030 ± 0.045	281 ± 10	
Pu^{241}	1380 ± 15	1370 ± 15	1030 ± 8	340 ± 16	3.03 ± 0.05
Pu^{242}		30 ± 2	< 0.2	30 ± 2	

2—1.9 积分测量

对中子能谱进行平均的中子截面值在反应堆的物理计算中是重要的。阿贡国立实验室反应堆物理常数中心有一种汇编, 断续地发表对特定中子谱进行平均所得的最新截面数据〔18〕。对于钚同位素对 E^{-1} 慢化中子谱进行平均的各种截面, 只报告了少数测量结果, E^{-1} 谱一般用作反应堆的热能以上的参考中子谱。在共振区, 积分截面的最精确的估计, 常常是由计算得到的。计算是根据微观截面数据、共振参数和在测量范围以外的理论估计值进行的。

对反应堆计算中重要的核, Westcott (AECL, Chalk River) 已经进行了最完善的按照中子谱平均的截面计算。他假定了一个麦克斯韦 (Maxwell) 热中子谱和一个 E^{-1} 慢化中子谱, 然后, 他就一系列联结这两个成分的可能的函数, 进行了有效截面的计算。这些计算是按照麦克斯韦成分的温度函数进行的。这些计算值的最近结果〔19〕包括了 Pu^{239} 、 Pu^{240} 、 Pu^{241} 和 Pu^{242} 的有效截面。

2—2 快中子截面

在钚同位素的截面中, 当中子能量比几十千电子伏更大时, 就不再出现共振结构。在较高的中子能量下, 一系列其他的反应便成为可能, 中子能量在 1 兆电子伏以上时, 所有钚同位素都呈现出可观的裂变。快中子的总截面可写为:

$$\sigma_t = \sigma_f + \sigma_{\gamma} + \sigma_n, \text{弹性} + \sigma_n, \text{非弹性} + \sigma_n, 2n + \sigma_n, x \quad (2.9)$$

在截面值中, 只有中子总截面容易以很高的精确度测量到。由于随着裂变发射中子, 所以分截面的测量是非常困难的。此外, Pu^{239} 是唯一的具有足够数量和必要纯度的钚同位素, 从而能够对它进行裂变截面以外的截面测量。因此, 钚同位素的大部分截面性质必须从相似核素性质的半表象学反应理论来推得。快中子与核相互作用的理论描述是基于 Feshbach, Porter 和 Weisskopf⁽⁷⁾ 的复合势模型。用这种模型进行的最仔细的计算可能已被 Bjorklund 和 Fernbach⁽²⁰⁾ 完成了。他们的模型是把中子与质量数为 A 核的相互作用 $V(r)$, 表示为一个半径为 R 深度为 V_{CR} 的圆形的、有吸引力的、真实的位阱, 加上一个中心在 R 处深度为 V_{CI} 的高斯 (Gauss) 形状的想像的 (吸收的) 阱, 再加上一个真实的自旋轨道势, 其公式表示如下:

$$V(r) = V_{CR}\rho(r) + iV_{CI}g(r) + V_{SR} \left(\frac{\hbar}{2\pi\mu c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d\rho(r)}{dr} \vec{\sigma} \cdot \vec{l} \quad (2.10)$$

这里,

$$\rho(r) = \{ 1 + \exp[(r-R)/a] \}^{-1}$$

$$g(r) = \exp\{ -[(r-R)/b]^2 \}$$

$R = r_0 A^{1/3} = 1.25 A^{1/3}$ 费米, $a = 0.7$ 费米, $b = 1.0$ 费米, $\hbar/2\pi\mu c = \pi$ 介子康普顿波长, $\vec{\sigma}$ = 中子自旋矢量, 和 $\vec{l}$ = 第 1 分波的角动量矢量。

应用这个模型, 与大多数元素的截面比较, 在 17 兆电子伏处已得到势阱深度 $V_{CR} = 43$ 兆电子伏和 $V_{CI} = 11$ 兆电子伏⁽²¹⁾。自旋轨道势必须从观察到的弹性散射角分布中得到。

重原子核的快中子截面, 最近由 Allen 和 Henkel⁽²²⁾ 作了评论。关于钚同位素的资料, 连同最近的另外一些测量结果, 在下面的一些节中扼要地讲述。关于这个题目, 资料⁽²²⁾ 给出了更广泛的评论。

2-2.1 总截面⁽²¹⁻²³⁾

Pu^{239} 总截面的测量结果表示在图 2.4。在 10 兆电子伏以上时, 其总截面比早先预言的在短波长中子限制下的总截面 $\sigma_t = 2\pi(R + \lambda/2\pi)^2$ 只差百分之几。其他钚同位素的总截面与图中表示的行为没有显著的不同, 它们能够从前面给出的复合势模型参数计算出来。

2-2.2 俘获截面

辐射俘获截面随着中子能量的增加而迅速地减少。唯一的快中子辐射俘获截面 σ_r 的单能测定已经从 Diven 和 Hopkins⁽²⁴⁾ 对 Pu^{239} 的 σ_r/σ_t 测量中得到。这些结果也被表示在图 2.4 中。为了获得 σ_r 值所使用的 σ_t 值是取自实验数据的平滑曲线。当能量大于 1 兆电子伏时, 辐射俘获截面一般大于复核理论所预言的数值。Lane 和 Lynn 把这种过多的俘获归因于直接过程⁽²⁵⁾, 并且已经说明, 这个过程能够产生比形成复核所产生的 σ_r 值明显地大的 σ_r 值。偶质量数的钚同位素具有这样的 σ_r 截面, 即从 0.1 到 1 兆电子伏时 σ_r 大体不变, 随后便指数地减少。

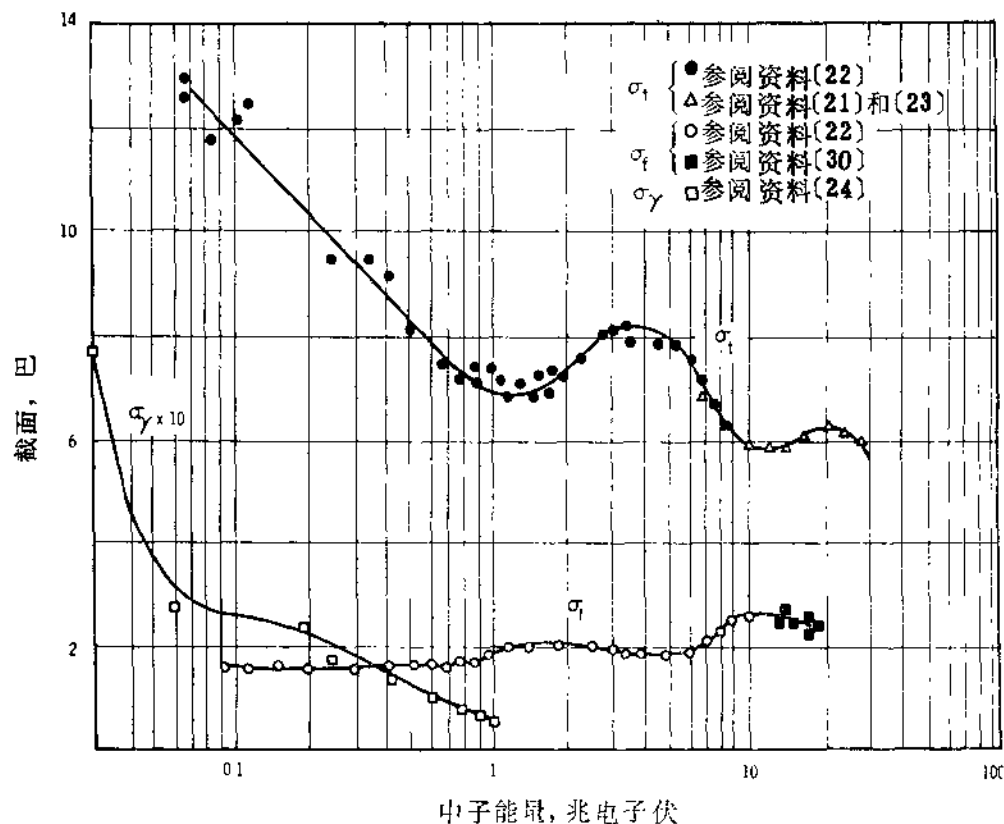


图2.4 Pu^{239} 对快中子的总、裂变和俘获截面。俘获截面值是从 α ($=\sigma_\gamma/\sigma_f$) 的测量^[24]和 σ_t 的平滑曲线值推出来的^[21、22、23、30]。

2-2.3 散射截面

快中子散射可以是弹性的，也可以是非弹性的。在高压下，象 $(n, 2n)$ 这样的多粒子发射便成为很可能。弹性散射截面由两部份组成。一部份是形状弹性散射，它可以用复合势模型进行计算。这部份是衍射型散射，它是高度各向异性的。另一部份，在低能区，随着复核的形成也有大量的弹性散射。这部份是各向同性的，它可以从形成复核的截面计算得到。非弹性散射可能引起碰撞的激发态。由于有几个低能态，从这些能级中去分辨非弹性散射是极为困难的，特别是在存在大量裂变中子时。

(a) **弹性散射的角分布** 对 Pu^{239} ，0.5和1.0兆电子伏的中子的弹性散射的角分布已经由 Allen等人^[26]得到，他们使用阈探测器来消除损失了大量能量的非弹性散射中子。这些分布与复合势模型的计算结果相当符合。这些测量结果表示在图2.5中。

(b) **非弹性散射截面** Cranberg^[27]做了入射能量为 0.55, 1.0和2.0兆电子伏的弹性和非弹性中子散射的测量。在这些测量中，测量了中子被散射到不同能量间隔的截面，这些能量间隔主要由飞行时间谱仪的能量分辨率来决定。测量结果表示在表2.4中。小能量损失的非弹性散射截面被包含在弹性散射中子截面中。在较高的入射

能量下, 这里有大量的非弹性散射激发能级, 非弹性散射的中子能谱应该是麦克斯韦分布。

$$N(E)dE = Ee^{-E/\theta}dE \quad (2.11)$$

已经发现, 被 U^{238} 非弹性散射的中子的能谱符合 $\theta=0.3$ 兆电子伏的麦克斯韦分布。

(c) $(n, 2n)$ 截面 当中子能量约为 6 兆电子伏时, $(n, 2n)$ 过程便成为非常可能。Blatt 和 Weisskopf⁽²⁸⁾ 给出了 $(n, 2n)$ 截面的公式

$$\sigma(n, 2n) = \sigma^*(n, n)[1 - (1 + \epsilon/\theta)e^{-\epsilon/\theta}] \quad (2.12)$$

这里, σ^* 是初次发射中子的截面, ϵ 是对 $(n, 2n)$ 阈能的过剩能量。Benveniste⁽²⁹⁾ 已经发现在核温度 $\theta=1$ 兆电子伏时的数值与观测到的重核的 $(n, 2n)$ 截面符合。

2-2.4 快中子裂变截面

对高能中子测量到的钚同位素的裂变截面表示在图 2.6 中。 Pu^{239} 在 10 兆电子伏以下的裂变截面是取自 1958 年 Allen 和 Henkel⁽²²⁾ 的论文, 而其他的截面只是在最近才获得⁽³⁰⁻³⁴⁾。对热中子可裂变的同位素 Pu^{239} 和 Pu^{241} 的截面, 随着远离共振区而缓慢地减小, 直到差不多成为常数。类似地, 对于具有正阈能值的同位素, σ_f 比较陡一些地增加直到坪值, 并在几个兆电子伏范围内保持着这个数值。这些快中子裂变截面曲线的大致状况可从以下的考虑来了解。裂变几率 σ_f 依赖于复核通过裂变分解的几率 Γ_f 和通过其他过程分解的几率之比。这样, 裂变截面成为:

$$\sigma_f = \sigma_c \frac{\Gamma_f}{\sum_i \Gamma_i} \approx \sigma_c \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \sum_i \Gamma_a} \quad (2.13)$$

这里, σ_c 是形成复核的截面, Γ_a 是有可能重新发射中子过程的宽度, 俘获和发射粒子的宽度是可以忽略不计的。裂变截面在阈能以上时所观察到的接近常数的情况 (图 2.6), 意味着裂变宽度对中子宽度的比在几个兆电子伏内是个常数。Huizenga 和 Vandenbosch⁽³⁵⁾ 最近已经给出了 Γ_a 和 Γ_f 对激发能的依赖关系的详细讨论。

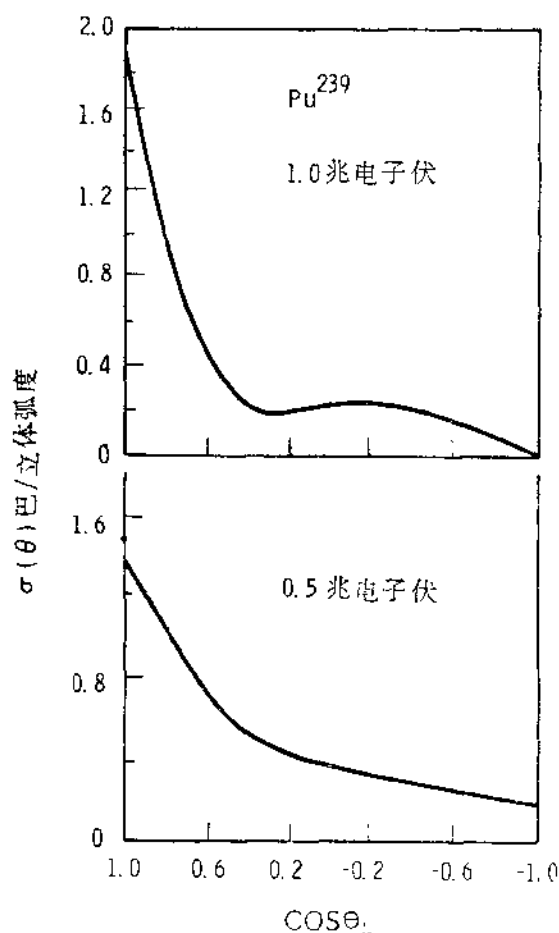


图2.5 0.5和1.0兆电子伏的中子被 Pu^{239} 弹性散射的角度变化⁽²⁶⁾。

表2.4 Pu^{239} 对中子的散射*

入射中子能量 E_n , 兆电子伏	被散射中子能量 兆电子伏	截面 巴
0.55 ± 0.01	$0.490-0.550^*$	6.18
	$0.275-0.49$	0.35
	$0.200-0.275$	0.14
1.0 ± 0.024	$0.85-1.0$	5.06
	$0.50-0.85$	0.16
	$0.25-0.50$	< 0.06
2.00 ± 0.04	$1.5-2.0$	4.00
	$1.0-1.5$	0.19
	$0.50-1.0$	0.24
	$0.25-0.5$	0.24

* 数据引自资料(27)。

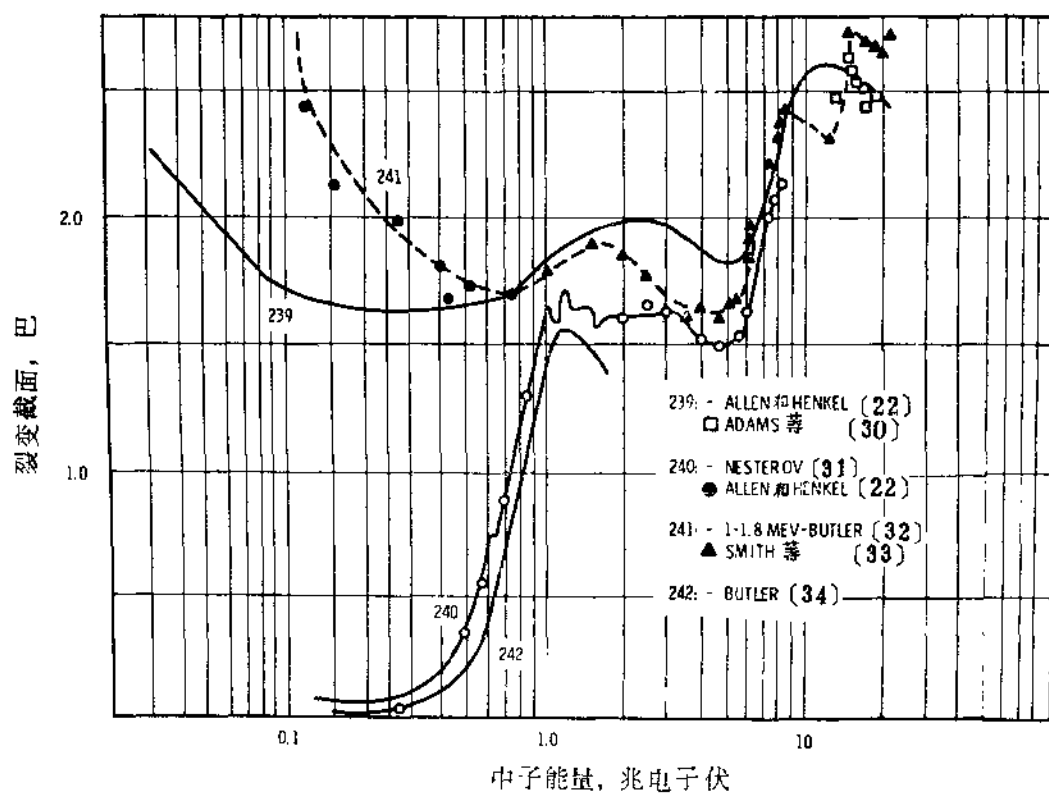


图2.6 钚同位素对快中子的裂变截面(22、30-34)。

(a) **阈的描述** Hill和Wheeler^[36]把裂变阈描述为势垒穿透过程,在这个过程中不存在某个能量,使得低于这个能量的裂变截面恒为零。他们已经计算了通过假设的裂变势垒的隧道效应的几率,并找到了低于阈能 E_t 的中子隧道效应的几率:

$$\langle \frac{\Gamma_t}{D} \rangle = \frac{1}{2\pi} \exp \left(-\frac{4\pi^2(E_t - E)}{h\omega} \right) \quad (2.14)$$

这里的 D 是能级间距, $h\omega/2\pi$ 是依赖于势垒形状的特征能量。如果在裂变阈附近,非裂变的宽度不急剧地变化,那末,裂变截面行为将从这个表示式由裂变宽度得到。把方程(2.14)代入方程(2.13),便得到:

$$\sigma_f \approx \frac{\sigma_f(\text{坪})}{1 + \exp \left(\frac{4\pi^2(E_t - E)}{h\omega} \right)} \quad (2.15)$$

这里的 $\sigma_f(\text{坪})$ 是阈能以上的 σ_f 值,而根据这个表示式,阈能 E_t 是裂变截面达到坪值一半时的能量。这公式与 Pu^{240} 和 Pu^{242} 阈裂变曲线的粗略形状符合得好。对 Pu^{240} ,方程(2.15)与裂变阈曲线符合,并给出 $E_t = 0.67$ 兆电子伏和 $h\omega/2\pi = 0.84$ 兆电子伏。但是, Pu^{240} 在1.06电子伏共振处所测量到的裂变宽度(表2.2)相当于 $h\omega/2\pi = 0.32$ 兆电子伏。如同大多数其他已经研究过的核那样, Pu^{242} 的低能裂变测量结果显示 $h\omega/2\pi$ 值的同样的不一致性。对于远低于阈能的中子能量,裂变截面的变化能够估计到什么程度,是不清楚的。

(b) **高能坪** 在中子能量约为6到7兆电子伏时,裂变截面(图2.6)又出现急剧增加。裂变截面的这些增加归因于“二次机会”裂变。在这里,碰撞核在中子非弹性散射之后具有足够激发裂变的能量。在13兆电子伏中子能量范围内, σ_f 的类似增加归因于 $(n, 2n'f)$ 反应,在那里,从复核中再次发射出二个中子后发生裂变。从对测量出的核裂变几率(σ_f/σ_c)的经验符合和由复合势模型计算的 σ_c 值,可以计算出裂变截面坪值的大小。Henkel^[37]已经用这种方法在10-20%的误差内计算出 U^{238} 的“二次和三次机会”裂变的坪值。中子能量在第一个坪以上所发生的裂变是两种或更多种不同复核裂变的组合。当考虑外推各种裂变参数到更高的中子能量时,应该考虑这个特征。这些裂变参数将在2.3节中讨论。

(c) **精细结构** 表示在图2.6中的所有的裂变截面显示出 σ_f 值在各个坪上随中子能量的增大而轻微地减小。从方程2.13中是可以预计到的,如果次级中子发射的宽度比裂变宽度更快地增加的话。此外, Pu^{240} 的裂变阈曲线显示出,在1兆电子伏以下有三个几十千电子伏宽度的明显的坪,而在稍高能量处有几个突降。大部分的坪和突降,似乎与 Pu^{240} 的可疑的激发态有关(表1.2)。这样,大约在0.60兆电子伏处的坪归因于新的中子非弹性散射能级的开放。所以增加的宽度 $\Gamma_{n'}$ 与裂变宽度竞争改变了裂变曲线的倾斜度。在 Pu^{240} 中激发能级具有类似的明显关系,这些能级是在0.94, 1.02和1.06兆电子伏处。

Bohr 裂变模型对精细结构作了另一个解释。在这个模型里,裂变的突然增加可能是由于增加了新的裂变道。按照这个模型,具有适当自旋和宇称的复核的各个激发态将组成各自的位垒和衰变方式。目前,这种可能性还没有充分地研究过。

Northrop等人^[38]已经研究了 Pu^{239} 由负能中子引起的裂变几率。这个实验是通过测量 (d, pf) 过程来完成的。在那里,一定的氘核和质子能量对应于某一确定的中子能量。由研究这个作为质子能量函数的裂变反应,能够在低于中子结合能的激发能下来研究复核。这些实验给出了对应于中子能量 -1.61 兆电子伏的裂变阈,在 -0.72 兆电子伏处观测到第二个阈。这两个不同的阈,按照Bohr裂变模型,可能是由于不同自旋态的复核的不同旋转能级引起的。

(d) **裂变碎片的各向异性** 对由快中子引起的裂变,两个裂变碎片的发射方向一般不是各向同性的。这各向异性是由裂变碎片的轨道角动量引起的。Simmons和Henkel对包括 Pu^{239} 在内的许多核,作了作为快中子能量函数的裂片碎片的各向异性的广泛测量,并扼要地叙述了其他人的工作^[39]。所有的结果显示了,在阈能处,不同的裂变方式(如 $(n, n'f)$)各向异性程度不同。测量到的各向异性可以用在 0° 处单位立体角内的碎片数目和在 90° 处单位立体角内的碎片数目的比值来表示。在 Pu^{239} 的第一个坪的区域处,这个比值大概是1.10左右的常数。在6和7兆电子伏之间,在 $(n, n'f)$ 裂变发生的地方,这个比值增加到1.20左右,随后便减少。在13兆电子伏左右发生同样的增加和减少。Bohr裂变模型^[5]认为碎片分布的各向异性与裂变位垒中变形核的旋转量子态有关。其他人已经把这种方法推广到包括大量的裂变道。当裂变碎片各向异性现象的许多定性特征被理论解释了的时候;在其他方面,理论与实验观测到的结果相矛盾^[39]。Huizenga和Vandenbosch^[35]给出了裂变碎片各向异性的Bohr模型的详细讨论。

2-3 其他裂变参数

前几节中已经考虑了中子与铀同位素可能的相互作用的几率或截面。裂变过程是最有实际兴趣的相互作用。这一节将涉及裂变过程的详细参数。裂变过程的两个特征是很重要的:每次裂变中释放的大量能量(约200兆电子伏),它使裂变过程作为能源来使用;以及裂变中的中子再发射,它使链式反应得以继续进行。裂变中释放能量的精确数量一般是不太重要的,但是有用能量的分布却是重要的,因为它决定裂变中发射出的中子数目和能量,而这些中子的能量分布和数目的详细情况,在决定链锁反应系统的行为中又起着重大的作用。

单个裂变作用的详细结果具有非常大的变化。分裂为两个具有一定电荷和质量的碎片的特定方式,决定单个裂变中有用能量的分布。在一定的裂变方式中,可能发射出从0大约到10的任何个瞬发中子。裂变中得到的能量的很多数值意味着许多裂变特性能够用统计方法来描述。另一方面,还存在着精细结构,因为从核壳层模型可以推论出某些组态具有更高的稳定性。此外,根据A.Bohr裂变模型,复核在裂变作用中可能通过的道是被严格地限制的,这进一步支持了特殊的裂变方式。

我们发现,对裂变过程的两种见解是有用的。裂变过程的统计性质使得可以用经验的或半经验的方法,给出一种核的各种裂变参数的相互关系和不同核间裂变参数的相互关系。由这些关系常常能够预言某一给定核的某些裂变参数,其精确度对许多实际计算是足够的。另一方面,为了了解被观测到的相互关系,有时必须考虑这些参数的精细结构,

而且,确实存在的精细结构是有重大实际重要性的。在裂变的质量产额分布中可以找到重要精细结构的例子。质量产额分布决定缓发中子的份额和不希望有的裂变产物的出现。

裂变过程的各个方面有许多评论,要了解关于这个问题的更详细的资料,可以参见这些评论^[35,40,41]。这里的讨论将局限于钚同位素的重要裂变参数的现况,它们是由实验测定的或者从简单的理论或经验关系中推导出来的。

2—3.1 裂变的能学

裂变中释放出来的能量是分配在许多过程中的。瞬时的能量释放是在大约 10^{-15} 秒或更短的时间内放出的。它是以裂变碎片的动能 $\bar{E}_k$, $\bar{\nu}$ 个瞬发裂变中子动能 $\bar{\nu}\bar{E}$ 和受激的初始裂变碎片放出的 γ 射线能量 $\bar{E}_\gamma$ 出现的。动能 $\bar{E}_k$ 主要是由初始裂变碎片之间的库仑力造成的,因此它强烈地依赖于复核的核电荷。许多种不同裂变核的 $\bar{E}_k$ 实验值已经由 Terrell^[42] 给以符合,并给出关系式:

$$\bar{E}_k = 0.121 Z^2 / A^{1/3} \quad (2.16)$$

$\bar{E}_k$ 对引起裂变的中子的能量没有明显的依赖关系。 Pu^{239} 慢中子裂变的 $\bar{E}_k$ 值已测得为 172 ± 2 兆电子伏^[42] 和 174.4 ± 1.7 兆电子伏^[43], Pu^{241} 已测得为 174 ± 3 兆电子伏^[42]。这些实验数值与方程(2.16)所预计的数值 172.0 和 171.6 是相当一致的。 Pu^{239} 或 Pu^{241} 的 $\bar{E}_k$ 的最佳估计值取为 173 ± 3 兆电子伏。Milton 和 Fraser^[43] 最近已测定了由慢中子引起的 Pu^{239} 的二分裂的初始裂变碎片的质量和能量的几率分布。在热中子引起的 Pu^{239} 或 Pu^{241} 的裂变中,每次裂变大约产生 3.0 个中子(见表 2.5),而每个中子的平均能量为 2.0 兆电子伏。这样,从慢中子引起的裂变中,大约有 6 兆电子伏的动能由瞬发裂变中子带走。 $\bar{\nu}\bar{E}$ 的数值随着引起裂变的中子能量的增加而增加,这个依赖关系将在这一章的后面作进一步的讨论。

表 2.5 裂变中子的平均能量

裂 变 核 素	$\bar{E}$ (实验值), 兆电子伏	$\bar{\nu}$, 中子数/每次裂变	$\bar{E}$ (计算值), 兆电子伏
$\text{Pu}^{239} + n$	$2.00 \pm 0.05^*$	2.89 ± 0.05	2.00
$\text{Pu}^{241} + n$	$2.00 \pm 0.05^\dagger$	3.03 ± 0.05	2.026

* 见参考资料[42];

† 见参考资料[54]。

从钚同位素裂变所发射的瞬发 γ 谱显然是从未充分研究过。最近测量了从 U^{235} 慢中子裂变和 Cf^{252} 自发裂变发出的瞬发 γ 谱。对 U^{235} 裂变测得的 $\bar{E}_\gamma$ 值为 7.2 ± 0.8 兆电子伏^[44]。 γ 谱是由每次裂变产生的约 7.4 个 γ 光子组成,而每个 γ 光子的平均能量约为 1 兆电子伏,最可几能量约为 0.4 兆电子伏。 Cf^{252} 自发裂变的结果,和 $\bar{E}_\gamma$ 分别为 8.2 兆电子伏^[45] 和 9 兆电子伏^[46],而每次裂变发射出 10 个左右 γ 光子的结果十分相似。钚同位素裂变的瞬发 γ 发射可期,和 $\bar{E}_\gamma$ 约为 8 兆电子伏的瞬发 γ 发射相类似。 $\bar{E}$ 的数值也应该随入射中子能量的增加而增加。瞬发裂变释放 γ 能量的理论计算值显著地低于测量

值。Terrell^[42]考虑了中子发射和中子结合能的详细情况,计算出 $\bar{E}_\gamma$ 的数值为4.9兆电子伏。这种差异的原因,目前还不清楚。

裂变中释放的一部分能量是由于初始裂变产物的衰变。当然,这些衰变主要是伴随着产生中微子的 β 衰变和从激发态的 γ 辐射。对这些能量释放形式的能量和时间的关系已经进行了大量的计算。这些计算^[47]给出了 γ 衰变能 E_γ^d 约为7兆电子伏/每次裂变和 β 衰变能 E_β^d 约为6兆电子伏/每次裂变。由中微子(ν^0)带走的观察不到的能量计算约为11兆电子伏。每次裂变产生的总缓发能量中的一半是在裂变后30分钟内释放的。

裂变中发出的缓发中子是一个不重要的能源,只有0.5%左右的裂变发射缓发中子,它的平均能量小于0.5兆电子伏。瞬发中子是一个附加能源,因为它们被俘获后将放出中子结合能。如果裂变是由慢中子引起的,那么在平均的裂变作用中将放出 $(\bar{\nu}-1)$ 个中子的净俘获能。假定中子的平均结合能为6兆电子伏,那么, $6(\bar{\nu}-1)$ 或12兆电子伏的附加能量将以俘获 γ 辐射 E_c 的形式释放出来。

在 Pu^{239} 或 Pu^{241} 的热中子裂变中放出的总能量近似地为:

$$\begin{aligned} E &= \bar{E}_k(173) + \bar{\nu}E(6) + \bar{E}_\gamma(8) + E_\gamma^d(7) + E_\beta^d(6) + E_c(12) + \nu^0(11) \\ &= 187 \text{兆电子伏 (瞬发)} + 25 \text{兆电子伏 (缓发)} + 11 \text{兆电子伏 } (\nu^0) \\ &= 223 \text{兆电子伏 (总的)} \end{aligned} \quad (2.17)$$

其中, 179兆电子伏($\bar{E}_k + E_\beta^d$)被局限在局部空间内, 33兆电子伏($\bar{\nu}E + \bar{E}_\gamma + E_\gamma^d + E_c$)分布在空间, 以及11兆电子伏(ν^0)离开这个区域而损失掉。

2-3.2 瞬发中子发射

许多实验表明, 裂变中发射出的全部瞬发中子与其说是裂变核在裂变后或者裂变瞬间发射出来的, 倒不如说是从高激发态裂变碎片中发射出来的。但是, 最近测量的慢中子引起的 U^{235} 裂变表明, 大约有10%的瞬发中子不是从运动着的裂变碎片中发射出来的⁽⁴⁸⁾。碎片发射中子的几率取决于裂变碎片的激发能和碎片核中的中子结合能。同样, 发射出的中子能量依赖于碎片的动能和质量以及碎片核的过剩能量。如果已知构成初始裂变碎片的核素的几率分布和碎片的能量, 那末, 根据中子发射的预定模型可以计算出发射中子的重复性和能谱。目前所有的资料⁽⁴³⁾对于进行严格计算是不够详细的。

Leachman^[49]根据测量到的裂变碎片动能分布和外推的原子质量计算了碎片的激发能分布。然后, 他用核的蒸发理论计算了每次裂变瞬发中子数的几率分布 $P\nu^0$, 计算出的分布与测量出的分布符合得很好。

Terrell^[42]也根据核蒸发理论作了稍微简单的计算。这些计算预言的许多瞬发中子发射特性和测量结果符合得非常好。在这个计算中, 裂变碎片的初始激发能是从每个裂变核的 $\bar{\nu}$ 的测量值得到的。一个假设的激发能的高斯分布用来推算碎片温度的几率分布, 它可以应用到核蒸发理论中来计算发射中子的重复性和能谱。

(a) 中子能谱 Terrell的中子发射谱计算^[42]表明, 在实验室坐标系中的能量分布可以很近似地用能量麦克斯韦分布来表示, 如

$$N(E) \propto \sqrt{E} e^{-E/T} \quad (2.18)$$

在这个方程中, T 是温度指标, 而不是核蒸发理论中的核温度。虽然能谱 $N(E)$ 的推导是从运动着的碎片的核子发射的各向同性的假设得来的, Terrell 指出中子发射的各向异性效应可能是小的。实验观察到的谱可以恰当地用麦克斯韦形状来表示。Terrell 确定了一个更有趣的关系, 这就是中子发射谱的平均能量 $\bar{E}$ 与发射中子数的下列关系:

$$\bar{E}(\text{Mev}) = 0.78 + 0.621(\bar{\nu} + 1)^{1/2} \quad (2.19)$$

在这个表示式中, 常数 0.78 兆电子伏是运动着的碎片的每个核子的平均动能的经验数值, 第二项是从碎片的平均核温度推导得到的。这个表示式在引用的误差范围内, 对所有实验测定的 $\bar{\nu}$ 值是合适的。

对 Pu^{239} 和 Pu^{241} 慢中子裂变发射的中子能谱已经进行了实验测量。对 Pu^{239} 从微分谱 $N(E)$ 两次分别的测量^[40, 50] 所得到的 $\bar{E}$ 值相差 20%。用阈探测器方法在三次分别的测量^[61-63] 中得到了相对于 U^{235} 的 $\bar{E}$ 值。后一种测量方法可以达到更高的精确度。由于理论预言了谱形, 由比较测量所得到的 $\bar{E}$ 值可能是一个最好的正确估计值。对 Pu^{241} 只作了一次微分谱 $N(E)$ 的测量^[54]。这些测量结果, 连同用方程(2.19)计算的 $\bar{E}$ 值以及前面给出的 $\bar{\nu}$ 值(表2.3), 都在表2.5中给出。

(b) **随中子能量的变化。** 当引起裂变的中子能量增加时, 这增加的能量加到初始碎片的激发能中, 因为裂变碎片的动能主要起因于库仑力。因此, 瞬发中子的数目和能量将以近似直线关系随着中子能量的增加而增加。根据 Terrell 的计算^[42], $\bar{\nu}$ 的关系应当近似为:

$$\frac{d\bar{\nu}}{dE_n} \approx \frac{1}{E_n} \approx 0.15 \text{ 兆电子伏}^{-1} \quad (2.20)$$

式中, 每次发射中子的平均能量变化 E_n 假定为 6.7 兆电子伏。实验发现, 对于一些裂变核素, 由方程(2.20)给出的关系是在 0.125 ± 0.025 兆电子伏⁻¹ 数值内符合。人们获得了中子能量直到 15 兆电子伏的 Pu^{239} 的 $\bar{\nu}$ 值和 Pu^{240} 的自发裂变的 $\bar{\nu}$ 值, Pu^{240} 的 $\bar{\nu}$ 值和 Pu^{239} 由能量为 -8.3 兆电子伏的中子引起的裂变的 $\bar{\nu}$ 值相当。在目前的实验误差范围内, 这些数据和从其它核素所得到的 $\bar{\nu}$ 和中子能量的依赖关系相符合。发射谱平均能量 $\bar{E}$, 和引起裂变的中子能量 E_n 的依赖关系(计算得到的), 可以从 $\bar{\nu}$ 的能量变化方程(2.20)和方程(2.19)求得:

$$\frac{d\bar{E}}{dE_n} \approx \frac{0.046}{(\bar{\nu} + 1)^{1/2}} = 0.023 \quad (2.21)$$

例如 Pu^{239} 和 Pu^{241} 的热中子裂变的 $\bar{\nu}$ 值约为 3.0, 这个结果没有被实验证实。Cranberg 和 Levin^[55] 发现, 当 E_n 变化 1 兆电子伏时, $\bar{E}$ 没有明显的变化。但是由方程(2.21)所指望得到的微小的差别, 在他们的测量中是不会看出来的。

(c) **裂变中子的重复性** 一次裂变中发射 ν 个中子的几率分布 P_ν , 是确定裂变能量的一个重要参数, 用通常的分布函数去符合观测到的分布 P_ν 的尝试已经做过了。这些尝试表明, 包括一个二项式分布在内的几个试验函数虽没有很大的偏离, 但在统计