

反应堆分析

上册

R. V. 梅弗雷布林 著
D. K. 霍姆斯

科学出版社

内 容 简 介

本书比较系统地介绍了原子反应堆的物理过程和物理计算方法,包括中子慢化、扩散和迁移理论,以及均匀与非均匀反应堆的临界计算,反应堆动态与控制的计算等。书内还列举了一些具体计算的例子,有助于读者运用所学的理论。

原书共有十三章,中译本分两册出版,上册包括一到七章,下册包括八到十三章。

本书可供高等院校原子能专业师生参考,也可供从事反应堆工作的科学技术人员阅读。

R. V. Meghreblian, D. K. Holmes
REACTOR ANALYSIS
McGraw-Hill, 1960

反 应 堆 分 析 (下 册)

R. V. 梅弗雷布林 D. K. 霍姆斯 著
姚 进 译

科学出版社出版
北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1977 年 4 月第 一 版 开本: 850×1168 1/32
1977 年 4 月第一次印刷 印张: 13 1/4
印数: 0001—2,960 字数: 353,000

统一书号: 13031·512

本社书号: 754·13—3

定 价: 1.65 元

反 应 堆 分 析

(下 册)

R. V. 梅弗雷布林 著
D. K. 霍 姆 斯

姚 进 译

科 学 出 版 社

1 9 7 7

序 言

本书的目的是对通常的“反应堆分析”课题提供一种完整的、前后一贯的数学处理,也就是说,根据某些近似的物理模型,对反应堆的核特性进行数学上的研究。反应堆分析这一课题,无论从观点或内容上说,都与反应堆物理有所不同。反应堆分析主要涉及处理反应堆物理行为所用的数学工具,而反应堆物理则更注意于这些系统的物理现象本身。因此,本书的特色与高等工程数学分析相近,而不与物理书籍相似。

本书主要是针对工程科学方面的一、二年级研究生而编写的,但是也可供物理专业的学生阅读。为了使这本书也可用作反应堆分析的初等课程的教科书,作者花费了不少脑筋。书中主要各章的引言部分就是为此目的而编写的。在这些章节中,一般都从基本数学模型入手,并着重讨论我们准备推导的那些主要物理概念。在这种情况下,严格的数学推理与更广泛的理论推导都留在后面各节内讨论。这样,我们希望本书既可用作一本初等教科书,同时又只要把每章后面的完整处理包括到课程之内,就可以作为中级课程的教材。

本书所用的材料,系以作者在橡树岭美国国立研究所的橡树岭反应堆工程学校五年期间讲课所编写的讲稿基础上扩充而成的,扩充的内容约占本书三分之一左右。

凡欲完全理解本书内容的读者,至少须先学习过高等微积分课程,并且最好学过偏微分方程及边值问题的普通课程,或者数学物理方法的初级课程。同时,他还应熟悉近代物理中的基本概念,并初步学会求解工程问题的数学分析方法。对于只需要了解反应堆分析的初步知识,因而只限于阅读各个初等章节的读者,则只须读过大学的微分方程就足够了。

在本书的处理过程中,反应堆分析的重要章节,都利用几种不同的数学模型加以推导。我们所选用的模型,都是在描述核反应堆所特有的各种中子现象中已被证明为很有用的模型。对于每种方法都着重进行了详细的描述,使读者得以深入掌握并能在新的、不同的情况下加以运用。几乎在每种情况下,都由数学处理推广到导出实用的公式,在这些公式之后一般还加上数字的例子,以表明应用公式时可能用到的计算技术。仅在极少的情况下,才只推导出了形式上的结果,这时主要目的仅在于说明所涉及的主要物理概念。

作者希望将反应堆分析的所有主要论题的讨论全部包括在本书之内,并用每一章来讨论一个课题。在许多情况下,同时列举几种分析方法,以便给出尽可能广泛的处理。这样的章节包括:第二章,几率概念;第三章,中子通量;第四章,慢化;第五章,扩散理论;第六章,费米年龄模型;第七章,迁移理论;第八章,有反射层反应堆;第九章,反应堆动态;和第十章,非均匀堆。应该注意到,其余各章主要只是上述普遍性论题的推广与应用。

第一、二及第三章的全部内容,和第四、五、六、八、九及第十章的第一节(或前几节)内的材料,可以构成反应堆分析初级课程的教材。本书的全部内容则可作为后续或中级课程的教材。

(下略)

R.V. 梅弗雷布林

D. K. 霍姆斯

目 录

序言	i
第一章 绪论	1
1.1 链式反应	1
1.2 核反应堆	18
1.3 反应堆的一般问题	23
第二章 几率概念和核截面	31
2.1 中子-核相互作用	31
2.2 碰撞几率	33
2.3 宏观截面	39
2.4 宏观截面及其物理性质	43
习题	52
第三章 增殖常数和中子通量	53
3.1 碰撞密度	53
3.2 中子平衡	54
3.3 无限介质的临界问题	58
3.4 在化学处理厂内安全储存计算上的应用	63
3.5 中子通量	67
习题	72
第四章 无限介质内的慢化过程	73
4.1 散射碰撞引起能量损失的机制	73
4.2 纯散射剂内的慢化密度	91
4.3 氢内的慢化	106
4.4 有吸收时的慢化密度	110
4.5 原子核素的混合物	120
4.6 无限均匀增殖介质	126
4.7 热组截面	135
4.8 四因子公式	160
习题	171

第五章	扩散理论：均匀单速反应堆	175
5.1	单速扩散方程	175
5.2	无限介质内的基本源	198
5.3	有限介质内的扩散	207
5.4	单速模型在增殖介质内的应用	217
5.5	扩散长度	244
5.6	单速模型的反应堆计算示例	251
5.7	核方法的应用	260
5.8	局部吸收剂内的中子群体问题	267
	习题	288
第六章	费米年龄理论：均匀多速反应堆	295
6.1	慢化与扩散联立方程	295
6.2	费米年龄理论和基本解	300
6.3	年龄理论内的无反射层反应堆	314
6.4	费米年龄理论的应用	333
6.5	反应堆温度系数	340
6.6	在重水慢化反应堆内的应用	354
	习题	361
第七章	迁移理论	364
7.1	绪论	364
7.2	单速迁移方程	365
7.3	与能量相关的玻耳兹曼方程	388
7.4	积分方程方法：单速模型	406
7.5	球谐方法的应用	430
7.6	中子年龄的计算方法	444

目 录

第八章 带反射层反应堆	467
8.1 绪论	467
8.2 单速模型	471
8.3 球对称的反应堆: 塞伯尔-威尔逊条件	491
8.4 双组模型	509
8.5 利用双组模型的计算举例	524
8.6 完全反射系统	532
8.7 费曼-威尔顿方法	543
8.8 带反射层反应堆的多组处理	582
习题	609
第九章 反应堆动态	612
9.1 忽略缓发中子时的中子通量随时间变化特性	613
9.2 脉冲中子束法测反应堆参量	624
9.3 缓发中子效应	634
9.4 取决于温度的反应堆动态	646
9.5 循环燃料反应堆的动态	660
9.6 裂变产物的衰变及可燃毒素	684
习题	700
第十章 非均匀反应堆	702
10.1 绪论与概述	702
10.2 不利因子与热中子利用系数	722
10.3 逃脱共振几率	739
10.4 快中子效应	775
10.5 空腔与燃料块对徙动面积的效应	782
10.6 范伯格-加拉宁的非均匀反应堆计算方法	788
第十一章 控制棒理论	808
11.1 单组模型下的中心控制棒	808

11.2	双组模型下的中心控制棒	815
11.3	双组模型下的偏心控制棒	827
11.4	双组模型下的控制棒圈	833
第十二章 含氢系统		839
12.1	对氢所需的特殊处理	839
12.2	戈泽耳-西伦加特方程的基本推导	841
12.3	含氢系统的玻耳兹曼方程的解	843
12.4	数值结果	852
第十三章 微扰理论		856
13.1	微扰理论的范围与方法	856
13.2	无限增殖介质内的微扰	865
13.3	裸反应堆在单速模型下的微扰	871
13.4	普遍系统内单速模型下的微扰	876
13.5	双组模型下的微扰	880
13.6	年龄-扩散模型内的微扰	883

第一章 绪 论

1.1 链式反应

通过研究维持核链式反应的中子群体，可以了解核链式反应堆的性质与行为。有关中子群体的情况，则可用中子密度分布函数很方便地表示出来。

链式反应的详细特征，取决于自由中子与反应堆系统的材料之间可能发生的各种核反应过程。正如在化学链式反应中一样，核链式反应的各种反应率直接依赖于链式反应载体的密度，而在目前情况下，这种载体就是中子。因此，为了要确定反应堆的各种性质（例如产生的功率及对辐射屏蔽的要求），就必须求出整个反应堆内的裂变反应率，从而也必须求出中子密度分布。事实上，反应堆内核特性及工程方面的一切基本特性，最后都可以由这些分布函数的资料推导出来。

反应堆分析的主题，就是研究求得中子密度分布函数所用的各种分析方法与模型。由于这些函数与由中子引起的各种核反应密切相关，因此至少须具备关于核物理基本概念的知识，才能对反应堆分析有较透彻的了解。

在本章第一节内，我们将扼要讨论对于反应堆物理具有重要意义的核反应的那些方面的内容。这一节的叙述方式，是以假定读者已学过核物理概论课程为前提的。第二节是反应堆的主要核成分以及各种反应堆类型的一个简述。而最后一节则为反应堆物理的主要问题和求解时所用的分析方法的概述。最后这一节的主要目的在于评述并帮助读者理解有关反应堆分析整个内容的各个问题。

a. 裂变反应 在介绍链式反应的普遍性问题前，先温习一下

关于核反应(特别是裂变反应)的某些基本概念,将会是有益的。在解释有关反应堆中子现象的物理特性时,此处列出的资料可以很方便地用作参考。

反应堆内参与链式反应的中子,大部分的动能范围在热能^①(百分之几电子伏^②)到裂变能(几兆电子伏)之间。虽然这个范围延伸到几乎八个数量级,但反应堆内由中子引起的所有重要的核反应,几乎都可能(而且很方便地)用一种假想模型(即玻尔^③复核模型)来加以描述。这种模型对于研究裂变过程特别有用。

在中子与核之间所发生的反应中,第一个步骤是生成复核。这可以用符号表示为

$$X^A + n^1 \rightarrow \{X^{A+1}\}^*, \quad (1.1)$$

其中 X^A 代表质量数为 A 的某种核,它俘获(吸收)了一个中子 n^1 。符号 $\{ \}^*$ 表示所产生的复核结构 X^{A+1} 处于激发态下。这个复核的激发能等于被俘获中子的动能及其在复核内的结合能之和。如果被俘获的中子相对于核的速度恰好为零,那么激发能将恰好等于结合能 E_b 。如果将(1.1)所包含的完整反应的逆过程写出,就很容易证明这一点。当复核仅以电磁辐射(γ 射线)形式放出过剩能量 E_γ 而达到几种可能的稳定状态之一时,就完成了上述的完整反应;这样

$$X^A + n^1 \rightarrow \{X^{A+1}\}^* \rightarrow X^{A+1} + E_\gamma. \quad (1.2)$$

现在,考虑非激发态(基态)的核 X^{A+1} 获得了能量 E_b (其大小刚好足以分出一个中子)的情况。相应的反应为

$$X^{A+1} + E_b \rightarrow \{X^{A+1}\}^* \rightarrow X^A + n^1. \quad (1.3)$$

这种反应称为中子的光电释放。然而,由细致平衡定理^{④⑤}可知,

① 相当于中子群体所处的介质内的原子核作热运动时的能量。

② 1 电子伏 = 1.6023×10^{-12} 尔格 = 1.6023×10^{-19} 瓦·秒。

③ N. Bohr, *Nature*, 137, 344(1936); J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", 340—342, John Wiley, 1952.

④ Blatt 和 Weisskopf, 见前注, 601—602 页。

⑤ E. Fermi, "Nuclear Physics", 再版, 145—146 页, 由 Jay Orear, A. H. Rosenfeld, 及 R. A. Schluter 编纂的注解, University of Chicago Press, Chicago, 1950.

这种反应恰好是(1.2)式的逆过程;因此,将方程(1.2)与(1.3)相比较,可见

$$E_f = E_b. \quad (1.4)$$

结合能概念对于理解核裂变过程是很重要的。因此,我们将对这个概念作一简要概述。由定义可知,核的总结结合能 $E_b^{\text{总}}$ 等于核质量与组成此核的各核子(质子及中子)质量和之差。设 M 为核质量, A 为质量数(即核子数), N_n 为中子数, m_n 及 m_p 分别为中子与质子的质量^①,而 c 为光速,则

$$E_b^{\text{总}} \equiv c^2 [m_n N_n + m_p (A - N_n) - M] = c^2 [N_n (m_n - m_p) + m_p A - M] \simeq c^2 (A m_n - M), \quad (1.5)$$

其中近似等式是根据 $m_n \simeq m_p$ 这一事实得出的。为了求得每一核子平均结合能 $\bar{E}_b$,可将上式一律除以 A :

$$\bar{E}_b \equiv \frac{E_b^{\text{总}}}{A} \simeq c^2 \left(m_n - \frac{M}{A} \right), \quad (1.6)$$

这就是将核分解为其组成粒子时,每分出一核子所需的平均能量。在整个质量标尺范围内, $\bar{E}_b$ 的值由大约是从1兆电子伏变化到9兆电子伏^②。在对反应堆物理重要的质量范围($A \gtrsim 70$)内, $\bar{E}_b$ 之值由 $A=70$ 处的8.6兆电子伏单调地减少到 $A=238$ 处的7.5兆电子伏。正是这种变化决定了裂变反应的两个基本特征。以后将证明,这种变化表明:(1)如果使 $A > 85$ 的核发生蜕变,则必有正能量释出;以及(2)从理论上讲,在此范围内的核是不稳定的,可能发生裂变。

首先,我们讨论原子核蜕变时所释放的能量问题。让我们取下述情况作为一个例子,即核 X^A 由中子引起裂变并生成两碎片 Y^{A_1} 及 Z^{A_2} ,其质量分别为 M_1 及 M_2 。根据复核概念,这一反应可写作

① 它们是: $m_n = 1.00893$ amu (原子质量单位) 和 $m_p = 1.00758$ amu, 而 $1 \text{ amu} = 1.66 \times 10^{-24}$ 克。

② 例如见 C. F. Bonilla, "Nuclear Engineering", 图 3-5, 63 页, McGraw-Hill, 1957.

$$n^1 + X^A \rightarrow \{X^{A+1}\}^* \rightarrow Y^{A_1} + Z^{A_2}, \quad (1.7)$$

一般说来,碎片的结合能与原始核的结合能不同;也就是说,碎片的质量之和将不等于裂变核 X^{A+1} 的质量。这一差额就表现为释放出的能量 E_f , 后者可由爱因斯坦(Einstein)的质量-能量关系决定, 在目前情况下

$$E_f \equiv c^2 [M_c - (M_1 + M_2)], \quad (1.8)$$

其中下角标 c 代表复核。如果我们利用关系式(1.6), 这一表达式可用各核的结合能写出;这样,普遍说来,对第 i 种核有

$$M_i \simeq A_i \left[m_n - \frac{\bar{E}_b^{(i)}}{c^2} \right]. \quad (1.9)$$

将此方程代入(1.8)可得

$$E_f \simeq (A+1) [\bar{E}_b^{(2)} - \bar{E}_b^{(c)}] + A_1 [\bar{E}_b^{(1)} - \bar{E}_b^{(2)}], \quad (1.10)$$

其中利用了 $A_c \equiv A+1 = A_1 + A_2$ 。这一函数随质量数的变化具有

如图 1.1 所示的普遍形状。自然, E_f 究竟准确地在何种 A 值处变为正值, 还将取决于蜕变方式。在对称划分 ($A_1 \equiv A_2$) 情况下, A 的临界值约为 85。对于远大于 85 的质量数, 有许多种蜕变方式都能引起正能量释放。

由裂变能关系式(1.10)所看到的主要现象是,在较重核的情况下,裂变碎片呈现较原始核为低的能态。这就暗示较重核

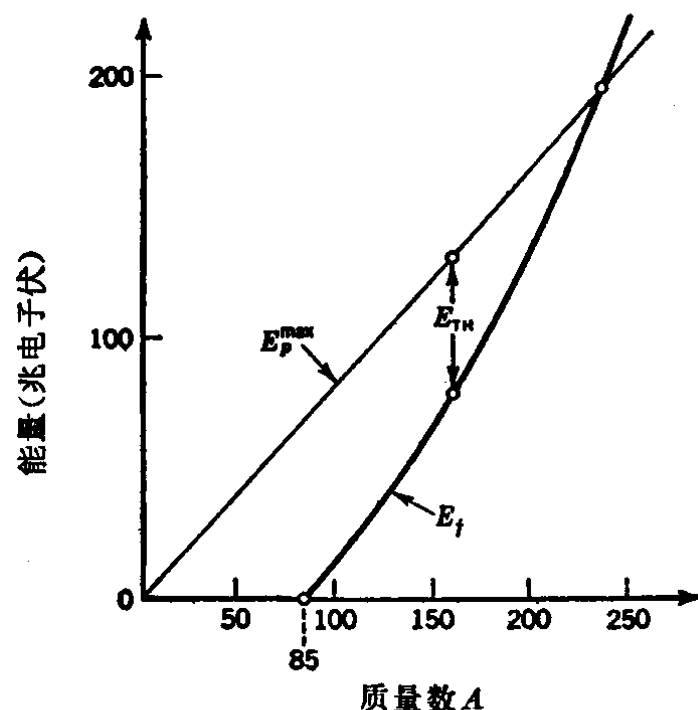


图 1.1 核的裂变能与静电排斥能作为质量数的函数

对于裂变过程是固有地不稳定的, 因而可能会发生自发裂变。然而, 经验表明, 自发裂变发生的速率却与我们仅仅根据裂变力学能所预测的速率不同。这种现象可以用以下事实解释: 除非核首先

取得一定的激发能或阈能,否则就不能蜕变。因此,在完整核和裂变碎片两种状态之间存在有一个能量势垒。如果我们取碎片分开无限远时的势能为零,则碎片合并状态(即由碎片组成的原始核)将具有能量 E_f 。势能曲线在此两极限之间的变化将显示出一个极大点,如图 1.2 所示。如势能的极大值为 $E_p^{\max}$,则 $E_p^{\max} - E_f \equiv E_{TH}$ 为裂变阈能。

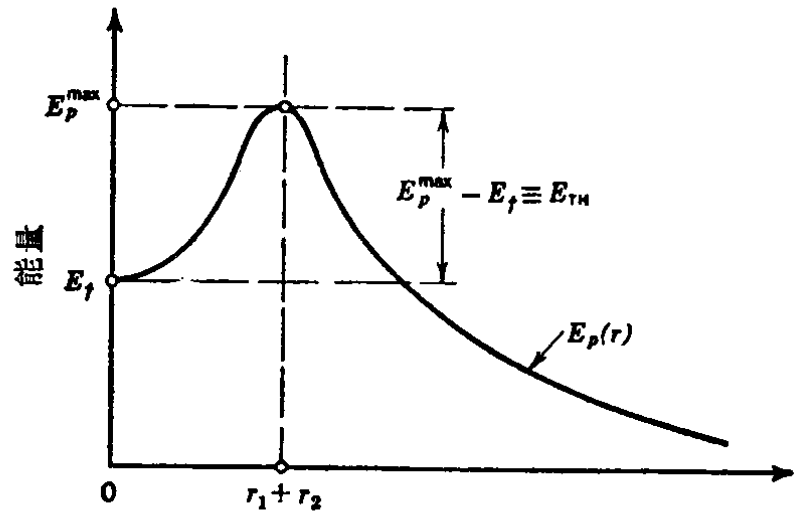


图 1.2 裂变碎片势能与其距离的函数关系

一个核可以通过吸收一个核子或电磁辐射,来取得克服势垒所需的激发能。在上述两种可能性之中,前一种更易引起裂变;因为吸收一个核子时,所能取得的能量不仅是它的动能,而且还有它的结合能。这一点已在前面讨论中子俘获反应时提到过了。如果通过这种方式取得的能量足够大,核结构即将发生不断增强的振荡,直至最后使它破坏,并生成各种碎片。

由使核畸变成一种极端形状以致分裂为碎片时所需的能量,可以估计出裂变阈能的值。已经证明^{①②},可以根据核的液滴模型来进行这种计算。核畸变能的两种主要来源为:组成核的各核子间的核力所引起的“表面张力”效应,以及由质子电荷所引起的静电斥力。当核被迫振动时,由于“表面张力”效应,任何与核的原始

① N. Bohr and J. A. Wheeler, *Phys. Rev.*, **56**, 426(1939); J. Frenkel *J. Phys.* (U.S.S.R.), **1**, 125(1939).
 ② D.Halliday 给出了基本处理方法,“Introductory Nuclear Physics”, 417-421 页, John Wiley, 1950.

形状的偏离都将引起其势能的增加。然而,这种畸变却倾向于将质子群分开,从而造成静电斥力的中心;这些斥力使系统的势能减少并进一步使畸变加大。如果这种畸变振荡导致“哑铃状”的核外形,则静电斥力可能最终超过核内引力,而此核即将分裂。

当分裂结果产生两个主要碎片时,裂变阈能就等于分离时刻两个碎片的势能。如果我们假设分裂时产生两个各含 Z_i 个质子且半径为 r_i 的球状核子集合体,则由静电场引起的势能极大值 $E_p^{\max}$ 正比于 $Z_1 Z_2 (r_1 + r_2)^{-1}$ 。当分开距离 r 大于 $r_1 + r_2$ 时,库仑力占优势;而当 $r < r_1 + r_2$ 时,核力占优势。在图 1.2 内表示出这种系统内势能 E_p 的一个代表性曲线。

势能 $E_p^{\max}$ 随质量数的变化,具有如图 1.1 所示的普遍形状。可以看出,对于所有 $A \leq 250$ 的核,阈能 $E_p^{\max} - E_f > 0$;在所有这些核内,若要引起裂变,就必须给以能量。然而,图上显示出,阈能随着质量数的增加而逐渐变小。当质量数接近 250 时,穿透势垒的自发裂变几率就迅速增大^①当 $A \gtrsim 250$ 时,这个几率基本上等于 1,因而这些核子不会呆在一起保持足够长的时间,因此不能说它是一种核结构。所以,在自然界中不存在 A 值如此之大的核,这是不足为奇的。

b. 核燃料 质量数在 $230 < A < 240$ 范围内的核,具有大约几兆电子伏的裂变阈能。因此,在这种情况下,可以通过吸收动能仅为几兆电子伏的辐射或中子而引起裂变。有少数几种核甚至可以由热(极慢)中子引起裂变。某一种核所获得的具体能量数值,强烈地依赖于被俘获粒子能给予此核多少激发能。前面已说明,由中子引起反应的情况,中子结合能构成这种激发能的一大部分(如果不是全部的话)。然而,对于较易裂变的几种核,它们的质量数虽然只相差一点点,这种结合能的变化可能大于 50%;因此各种核的可裂变性也有很大变化。这种相当大的变化,主要是由核-质量公式中奇偶项的影响引起的。若 $M(A, Z)$ 为包含 A 个核子(其

① Blatt 和 Weisskopf, 见前注, 567 页。

中 Z 个为质子)的核的质量,则以原子质量单位表示时^①,有

$$M(A, Z) = 0.99395A - 0.00084Z + 0.0141A^{2/3} + 0.000627\frac{Z^2}{A^{1/3}} + 0.083\frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta. \quad (1.11)$$

在目前的讨论中,最重要的一项为量 δ ,即所谓奇-偶项。它由下式定义:

$$\delta \equiv \begin{cases} 0, & \text{当 } A \text{ 为奇数;} \\ -\frac{0.036}{A^{3/4}}, & \text{当 } N_n \text{ 为偶数, } Z \text{ 为偶数;} \\ +\frac{0.036}{A^{3/4}}, & \text{当 } N_n \text{ 为奇数, } Z \text{ 为奇数;} \end{cases} \quad (1.12)$$

这些关系式表示出核的质量(因而也是它的结合能)与它所包含核子的种类和数目之间的关系。在复核内,可由下式得出中子结合能 E_b 的精确计算值:

$$E_b = c^2(M + m_n - M_c), \quad (1.13)$$

此式可与近似式(1.6)相比较。

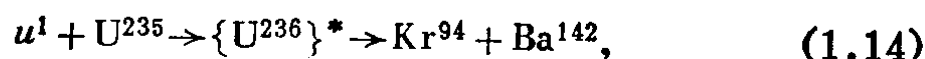
方程(1.11)至(1.13)表明,当核吸收中子后,所生成的复核结构内,质子数与中子数都是偶数时,由于这种核的 δ 项为负值,因此所获得的激发能最大。核子数为奇数的复核,所获得的激发能次之,而奇-奇型复核所得到的激发能最小。正是由于这个原因,同位素 U^{233} , U^{235} 和 Pu^{239} 俘获任何能量的中子都可以引起裂变,而 Th^{232} 和 U^{238} 却只能由极快中子引起裂变。在前三种核的情况下,中子俘获导致偶-偶型的复核结构,因此仅由中子结合能(~ 6.8 兆电子伏)所产生的激发能,就等于裂变阈能。所以这些核既可通过俘获热(极慢)中子而裂变,也可通过俘获快中子而裂变。正是这种特性,使得这些核成为特别重要的核燃料。如像后面将讨论的那样,由于这些核非常容易在热能范围内裂变,因此为了充分利用这种特性,采取措施使裂变中子慢化(减速)到热能是完

^① Bonilla, 见前注, 69—72 页。

全值得的，事实上，中子慢化问题是反应堆分析中的一个主要讨论题目。

在 Th^{232} 及 U^{238} 的情况下，复核是偶-奇型的核子结合体，因此这种状态下的结合能 (~ 5.3 兆电子伏) 小于裂变阈能 (~ 7.1 兆电子伏)。显然，当中子动能小于 1.8 兆电子伏时，这些核不可能由中子引起裂变。由于这些同位素的可裂变性受到上述限制，使得它们很难被用作稳恒态链式反应中的主要燃料成分，但是当它们存在于具有任何一种“热中子燃料”维持的链式反应中时，也能显著地加强链式反应。

由 E_f 的方程 (1.8) 可以算出上述任何一种同位素裂变反应所放出的能量。在大多数重要情况下，这个适用于两碎片分裂的表达式已足够了；因为复核分裂为三个碎片 (或更复杂的分裂) 的几率是极小的。通过计算 U^{235} 分裂的一个例子，可以粗略地估计出这类核通常可能产生出的裂变能数值。由此得出的数值是具有代表性的，因为几种裂变核质量数的差额很小，而裂变能对结合能的依赖关系又主要取决于 $\bar{E}_b^{(2)} - \bar{E}_b^{(c)}$ 一项 [参看 (1.10)]。因此，我们讨论下述反应



在质量数为 236 的核内，每一核子的平均结合能 $\bar{E}_b$ 约为 7.5 兆电子伏；而质量数为 94 及 142 的核内，此值分别为 8.6 及 8.3 兆电子伏。由近似关系式 (1.10) 可求出 E_f 为

$$E_f = (236)(8.6 - 7.5) + (142)(8.3 - 8.6) = 217 \text{ 兆电子伏}.$$

这样，每一个重核发生的典型裂变反应大约释放出 200 兆电子伏的能量。

裂变所产生的能量主要表现为裂变碎片的动能。当这些碎片由反应地点很快向外飞散时，它们与周围环境中的各种核相撞。这种碰撞相当频繁，因为碎片是高度电离的，因此与这些核的电子云发生强烈的库仑相互作用。这种相互作用主要是散射碰撞，而每次碰撞结果都使碎片将一部分动能传递给受击核。这样的一系列碰撞最后使碎片慢化到与周围环境处于热平衡的程度。大约有