






高等学校试用教材


核反应堆物理分析



谢仲生 主编



罗经宇 审校



原子能出版社

高等学校试用教材

核反应堆物理分析

谢仲生

尹邦华 潘国品

编 著

傅龙舟 于文砚

罗经宇

审 校

原子能出版社

1981·北京

内 容 简 介

本书介绍核反应堆物理的基础理论和分析计算方法。内容包括：与堆物理有关的核物理知识，中子输运理论基础，中子在介质中的扩散、慢化和热化，分群扩散理论与数值计算方法，非均匀效应，燃耗，反应性控制，反应堆动力学和微扰理论。

本书是高等学校反应堆工程专业的试用教材，也可供有关专业的工程技术及研究人员参考。

主 审

著 者

潘国品 尹邦华

傅龙舟 于文砚

审 校

罗经宇

高等学校试用教材

核 反 应 堆 物 理 分 析

谢仲生

尹邦华 潘国品

编 著

傅龙舟 于文砚

罗经宇 审校

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

原子能出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本787×1092_{1/16}·印张23³/₄·字数590千字

1981年2月第一版·1981年2月第一次印刷

印数001—1,200·统一书号：15175·281

定价：2.90元

前 言

本书是根据1978年6月在北京召开的反应堆工程专业教材会议审定的《核反应堆物理分析》编写大纲编写的。

本书着重介绍核反应堆物理的基础理论和分析方法，以及核设计中一些基本的计算方法。在编写中，努力贯彻理论联系实际的原则并尽量反映反应堆物理近代计算方面的内容。在内容的选择和安排上，力求做到由浅入深，浅显易懂，尽量避免艰深的理论和复杂的公式推导。对于各种计算方法和程序，则着重于阐述它们之间具有共性的理论基础和算法思想，尽量避免过多的具体数学过程。

全书共分十三章。第一章介绍与堆物理有关的中子物理知识；第二至九章讨论中子在反应堆系统内运动的基本规律（扩散、慢化和热化等）以及临界问题的计算；第十至十二章则属于动态方面的问题；第十三章介绍微扰理论基础。带*号部分是属于参考性的章节，可根据具体情况选用，也可作为课外阅读的参考材料。由于各校反应堆工程专业的培养目标和教学时数不同，使用本书时，可根据具体情况对部分章节内容作适当的删减或补充。

阅读本书的读者应具有高等数学、原子核物理、数理方程和数值分析等方面的知识。

本书由谢仲生主编。参加编写的有：西安交通大学尹邦华（第一、六、八章，附录和第五章第2节）、于文砚（第二、三章）、傅龙舟（第十二章）、谢仲生（第四、五、七、九、十三章和第一章第7节）和上海交通大学潘国品（第十、十一章）。

本书由清华大学罗经宇审校。他对本书各章内容和主要公式都进行了详细、认真的审校并提出许多宝贵的意见和建议。在此编者表示衷心的感谢。

在本书编写过程中得到了有关科研和设计单位的大力支持和帮助。许汉铭、马大园、蒲富痒、扬顺海、章宗耀、徐及明、刘正纶、李植华、侯凤旺、杨修周、邬国伟和吴清泉等同志参加了本书初稿的讨论并提出许多宝贵意见；许汉铭、马大园同志参加了本书的定稿工作，并提出了许多宝贵的修改意见，对提高书稿质量有很大帮助。在此，我们表示深切的谢意。

由于我们水平有限，工程实践和教学经验不足，加之编写时间匆促，书中缺点和错误一定不少，恳切地希望同志们批评指正。

编 者

1980年3月

目 录

| | |
|----------------------|-----|
| 第一章 中子与原子核的相互作用 | 1 |
| 1. 中子与原子核的相互作用 | 1 |
| 2. 中子截面和反应率 | 6 |
| 3. 中子的散射过程 | 15 |
| 4. 核裂变过程 | 23 |
| 5. 热中子能谱和热中子的平均截面 | 28 |
| 6. 共振吸收 | 31 |
| 7. 核数据库 | 36 |
| 第二章 链式裂变反应与核反应堆简介 | 38 |
| 1. 链式裂变反应 | 38 |
| 2. 热中子反应堆内的中子循环 | 41 |
| 3. 核燃料的转换与循环 | 43 |
| 4. 动力反应堆的一般介绍 | 49 |
| 第三章 单速中子扩散理论 | 52 |
| 1. 单速中子扩散方程 | 52 |
| 2. 非增殖介质内的中子扩散 | 59 |
| 3. 均匀增殖介质内中子的扩散 | 67 |
| 4. 有反射层反应堆的单群扩散理论 | 77 |
| 第四章 中子输运方程 | 89 |
| 1. 中子角通量和中子流密度 | 89 |
| 2. 中子输运方程 | 92 |
| *3. 特征值(临界)问题和源迭代法 | 102 |
| 4. 中子输运方程的积分形式 | 104 |
| 5. 球谐函数方法 | 106 |
| 6. 扩散近似 | 111 |
| *7. 离散坐标(S_N)方法 | 118 |
| 第五章 中子慢化能谱 | 125 |
| 1. 无限均匀介质内中子的慢化能谱 | 126 |
| 2. 均匀介质中的共振吸收 | 135 |
| 3. 反应堆慢化能谱的近似计算 | 146 |
| 4. 有限介质内的慢化——扩散-年龄近似 | 155 |
| 第六章 分群扩散理论 | 162 |
| 1. 双群扩散理论 | 163 |
| 2. 多群扩散理论 | 171 |
| 3. 少群群常数的计算(MUFT简介) | 178 |
| 第七章 多群扩散方程的数值解法 | 182 |
| 1. 源迭代法 | 182 |
| 2. 一维扩散方程的数值解法 | 184 |

| | |
|-----------------------|-----|
| 3. 二维扩散方程的数值解法 | 189 |
| * 4. 三维问题的数值解法 | 194 |
| 5. 多群临界问题的数值解法 | 199 |
| 第八章 栅格的非均匀效应 | 202 |
| 1. 栅格的非均匀效应 | 202 |
| 2. 栅格的均匀化处理 | 203 |
| 3. 热中子不利因子和热中子利用系数 | 206 |
| 4. 栅元有效共振积分 | 218 |
| 5. 快中子倍增效应 | 230 |
| 6. 栅格几何参数的选择 | 232 |
| 第九章 中子的热化 | 234 |
| 1. 热化过程的一般特征 | 234 |
| 2. 散射核的近似模型 | 237 |
| 3. 无限均匀介质内中子的热化 | 244 |
| * 4. 栅元内热中子空间-能量分布的计算 | 251 |
| 第十章 燃 耗 | 255 |
| 1. 核燃料中重同位素成分随时间的变化 | 255 |
| 2. 裂变产物的中毒 | 262 |
| 3. 燃耗计算 | 274 |
| 4. 核燃料管理 | 279 |
| 第十一章 反应性温度系数和反应性控制 | 282 |
| 1. 温度系数 | 282 |
| 2. 反应性控制的任务和方式 | 288 |
| 3. 控制棒控制 | 290 |
| 4. 可燃毒物控制 | 303 |
| 5. 化学补偿控制 | 305 |
| 第十二章 反应堆动力学 | 308 |
| 1. 反应堆动态方程 | 309 |
| 2. 倒时方程 | 311 |
| 3. 阶跃扰动时的反应堆动态方程的解 | 314 |
| 4. 斜坡输入扰动时的反应堆动态方程的解 | 319 |
| 5. 零功率反应堆的传递函数 | 320 |
| 6. 小正弦输入扰动时的反应堆动态方程的解 | 322 |
| * 7. 零功率反应堆的频率特性 | 323 |
| * 8. 具有反馈的反应堆 | 327 |
| * 9. 反应堆稳定性问题 | 333 |
| 第十三章 微扰理论 | 344 |
| 1. 共轭算子和反应堆共轭方程 | 344 |
| 2. 中子价值 | 349 |
| 3. 微扰理论及其应用 | 354 |
| 附录1 物理常数 | 360 |
| 附录2 换算因子 | 360 |

| | | |
|------|--|-----|
| 附录3 | 元素和一些分子的截面和核参数 | 361 |
| 附录4 | 非 $1/v$ 因子 | 363 |
| 附录5 | $\psi(\zeta, x)$ 和 $\chi(\zeta, x)$ 的表 | 364 |
| 附录6 | $J(\zeta, \beta)$ 的表 | 364 |
| 附录7 | δ 函数 | 365 |
| 附录8 | 指数积分函数 | 366 |
| 附录9 | $E_n(x)$ 函数 | 366 |
| 附录10 | 误差函数 $\text{erf}(x)$ | 367 |
| 附录11 | 贝塞尔函数 | 367 |
| 附录12 | 勒让特多项式和球谐函数 | 370 |
| 附录13 | 积分变换 | 372 |

第一章 中子与原子核的相互作用

核反应堆内的主要核过程是中子与核反应堆内各种元素的相互作用的过程。因此，在讨论反应堆的物理过程之前，首先必须对中子与原子核的相互作用有一定的了解。本章将概略地介绍一下反应堆物理分析中常碰到的有关中子与原子核相互作用的一些核物理知识。

1. 中子与原子核的相互作用

1.1 中子

中子是组成原子核的核子之一。它的静止质量稍大于质子的静止质量。

中子的静止质量 $m = 1.6749543 \times 10^{-24}$ 克

$= 1.0086650$ 原子质量单位

工程计算中通常取 m 等于 1 原子质量单位。

中子不带电荷，因此它在靠近原子核时不受核内正电的斥力；它亦不能产生初级电离。中子在原子核外自由存在时是不稳定的，它通过 β 衰变转变成质子，其半衰期约为 12 分钟。在热中子反应堆内，中子的平均寿期约为 10^{-3} 至 10^{-4} 秒，它比自由中子的半衰期短得多，因此在反应堆物理分析中可以不考虑自由中子的不稳定问题。

中子具有粒子性和波动性。它与原子核的相互作用过程有时表现为两个粒子的碰撞，有时表现为中子波与核的相互作用。中子的波长 λ 为

$$\lambda = \frac{2.86 \times 10^{-9}}{\sqrt{E}} \text{ 厘米}, \quad (1-1)$$

式中 E ——中子能量，电子伏。（这里取中子静止质量 m 等于 1。）

在实际计算中，一般用中子折算波长 λ ：

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{4.55 \times 10^{-10}}{\sqrt{E}} \text{ 厘米}. \quad (1-2)$$

从 (1-1) 式可知，中子波长随能量增加而变短。例如， $E = 1$ 兆电子伏， λ 约等于 10^{-12} 厘米； $E = 0.03$ 电子伏， λ 约等于 1.7×10^{-8} 厘米。可见能量为 1 兆电子伏的中子的波长和原子核的直径相当，而能量为 0.03 电子伏的中子的波长就变得和原子的直径相当了。理论计算时，可以把中子波看成无限个分波的叠加，而能够与核发生相互作用的分波数目随入射中子波长的变短而增加。设靶核的半径为 R ，入射中子的能量为 E ，根据 (1-2) 式算得中子的折算波长为 λ 。如果 $\lambda \gg R$ ，则只需考虑 s 波中子与核的相互作用¹⁾；若中子能量继续增大，以至于使得 R/λ 等于 1—2，则除考虑 s 波中子外，还必须考虑 p 波中子与核的相互

1) 关于 s 波中子、p 波中子、d 波中子等的严格定义，请参考文献 [1]。

作用等等。以后我们会看到，中子的能量不同，它与原子核相互作用的几率、方式也就不同。

在反应堆物理分析中研究中子与原子核的相互作用时，通常按中子能量把它们分为：

(i) 快中子 (0.1兆电子伏以上)；(ii) 超热中子 (1电子伏到0.1兆电子伏)；(iii) 热中子 (1电子伏以下)。

1.2 中子与原子核的相互作用过程

1.2.1 中子与原子核相互作用的机理

中子与原子核相互作用的机理有三种：复合核的形成、势散射和直接相互作用。

势散射是最简单的核反应。它是中子波和核表面势相互作用的结果，中子并未进入靶核。任何能量的中子都有可能引起这种反应。这种作用的特点是：散射前后靶核的内能没有变化。入射中子把它的一部分或全部动能传给靶核，成为靶核的动能，势散射后，中子改变了运动方向和能量。势散射前后中子与靶核系统的动能和动量守恒，所以势散射为一种弹性散射。

所谓直接相互作用是指：入射中子直接与靶核内的某个核子碰撞，使某个核子从核里发射出来，而中子却留在核内。如果从靶核里发射出来的核子是质子，这就是直接相互作用的 (n, p) 反应。如果从核里发射出来的核子是中子，而靶核发射 γ 射线，同时由激发态返回基态，这就是直接非弹性散射过程。入射中子要具有较高的能量才能与原子核发生直接相互作用。不过，在核反应堆内具有那样高的能量的中子，其数量是很少的。所以在反应堆物理分析中，这种直接相互作用方式是不重要的。

复合核的形成是最重要的中子与原子核的相互作用形式。在这个过程中，入射中子被靶核 ${}_Z^AX$ 吸收，形成一个新的核——复合核 ${}_{Z+1}^{A+1}X$ 。中子和靶核两者在质心坐标系的总动能 E_c 就转化为复合核的内能。同时中子的结合能 B 也给了复合核，于是使复合核处于基态以上的激发态 (或能级) $E_c + B$ 上 (见图 1-1)。

复合核的激发态衰变有多种方式。由于激发态的能量是统计地分配在许多核子上的，因此复合核可以在激发态上停留一段时间。当核内无规则碰撞使某一个核子得到足够的能量时，复合核便通过放出一个核子或一组核子而衰变。若放出一个质子而衰变，就称为 (n, p) 反应；放出 α 粒子的衰变称之为 (n, α) 反应 (如图 1-1 所示)。若放出的核子是一个中子，而余核 ${}_Z^AX$ 又重新直接回到基态，就称这个过程为共振弹性散射或称为复合弹性散射，简称 (n, n) 反应。如果放出中子后，余核 ${}_Z^AX$ 仍处于激发态，然后通过发射 γ 射线返回基态，就称这个过程为共振非弹性散射或称为复合非弹性散射，简称 (n, n') 反应。复合核也可以通过发射俘获 γ 射线而衰变，称这个过程为辐射俘获，简称 (n, γ) 反应。复合核一旦发射 γ 射线而衰变到束缚态时，它就不能再通过放出核子而衰变了。复合核还可以通过分裂成两个较轻的核的方式而衰变，称这一过程为核裂变，简称 (n, f) 反应。

当具有某些特定的能量值的入射中子恰好使形成复合核激发态接近于一个量子能级时，那么，形成复合核的几率就显著地增大。这种现象就叫做共振现象 (包括共振吸收，共振散射和共振裂变等)。共振吸收对反应堆的物理过程有着很大的影响。

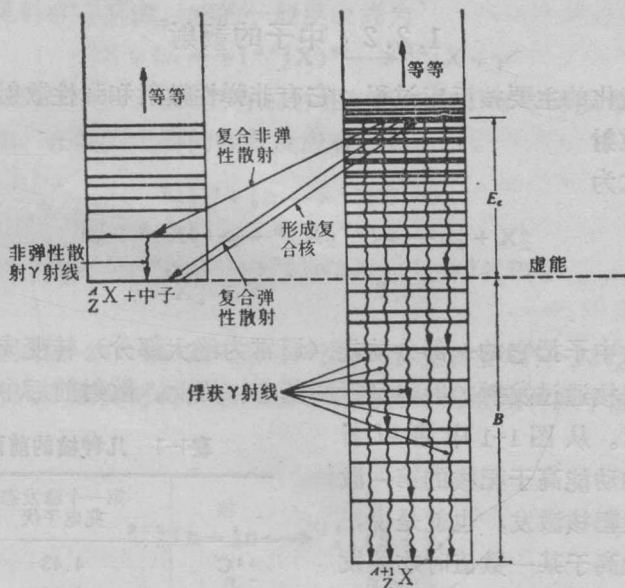


图1-1 复合核的形成和衰变

可以发现，天然放射性的基本定律，即某个系统在单位时间内的衰变几率为一常数，也适用于核在激发态的自发衰变。但是，在讨论激发态的衰变时，通常用能级宽度 Γ 来描述处于激发态的核的衰变，即用 Γ 来表示衰变常数 λ ：

$$\Gamma = \hbar \lambda \text{ 电子伏}, \quad (1-3)$$

式中 \hbar ——普朗克常数 h 除以 2π ，即 $\hbar = h/2\pi$ 。这样，能级宽度为 Γ 的激发态，其平均寿命 \bar{t} 便等于：

$$\bar{t} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (1-4)$$

由此可见，复合核的激发态的寿命与能级宽度成反比。辐射俘获反应要求复合核有较长的寿命，因而能级宽度 Γ 小。例如，铀-239在第一个虚能级处的俘获共振宽度 Γ 为 0.027 电子伏， \bar{t} 为 2.4×10^{-14} 秒。而氧-16 在第一个虚能级的散射共振宽度 Γ 为 41 千电子伏，此时复合核的平均寿命 \bar{t} 为 1.5×10^{-24} 秒。

单位时间内处于激发态的复合核的某种衰变方式的几率，可以用该过程的能级分宽度来表示。例如，发射 γ 射线的分宽度 Γ_γ 通常叫做辐射宽度，它表示单位时间内复合核发射 γ 射线而衰变的几率； Γ_n 叫做中子宽度，它表示单位时间内复合核放出中子而衰变的几率，等等。因为总衰变几率是所有可能衰变方式的几率的总和，所以与之相对应的有

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \dots, \quad (1-5)$$

复合核以某种方式衰变的相对几率，显然等于该衰变方式的分宽度与总宽度之比。例如，以放出中子的方式衰变的相对几率便等于 Γ_n/Γ ，等等。

综合以上所述，在反应堆内，中子与原子核的相互作用可分为两大类：

- (1) 散射：有弹性散射和非弹性散射；
- (2) 吸收：包括辐射俘获、核裂变、 (n, α) 、 (n, p) 反应等。

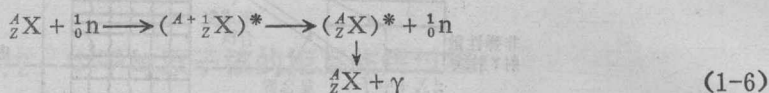
下面分别介绍这些过程。

1.2.2 中子的散射

散射是使中子慢化的主要核反应过程。它有非弹性散射和弹性散射两种。

(1) 非弹性散射

它的一般反应式为



在这个过程中，入射中子把它的一部分动能（通常为绝大部分）转变成靶核的内能，使靶核处于激发态，然后靶核通过发射 γ 射线又返回基态。因此，散射前后中子与靶核系统的动量守恒，但动能不守恒。从图1-1中可以看出，只有入射中子的动能高于靶核的第一激发态的能量时才能使靶核激发，也就是说，只有入射中子的能量高于某一数值时才能发生非弹性散射。由此可知，非弹性散射有阈能的特点。

表1-1 几种核的前两个激发态的能量

| 核 | 第一个激发态 兆电子伏 | 第二个激发态 兆电子伏 |
|--------------------|----------------|----------------|
| ${}^{12}\text{C}$ | 4.43 | 7.65 |
| ${}^{16}\text{O}$ | 6.06 | 6.14 |
| ${}^{23}\text{Na}$ | 0.45 | 2.0 |
| ${}^{27}\text{Al}$ | 0.84 | 1.01 |
| ${}^{56}\text{Fe}$ | 0.84 | 2.1 |
| ${}^{238}\text{U}$ | 0.045 | 0.145 |

表1-1列出几种堆内常用元素核的前两个激发能级的能量。从表中可以看出，轻核激发态的能量高，重核的低。但即使对于

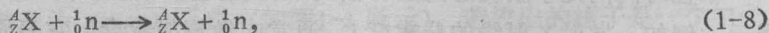
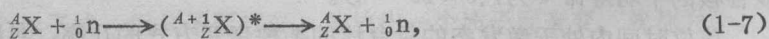
铀-238核，中子至少必须具有45千电子伏以上的能量才能发生非弹性散射。因此，只有在快中子反应堆中，非弹性散射过程才是重要的。

由于裂变中子的能量在兆电子伏范围内，因此在热中子反应堆内仍会发生一些非弹性散射现象。但是，在中子能量很快降低到非弹性散射阈能以下后，便需借助弹性散射来使中子慢化。

(2) 弹性散射

弹性散射还可分为共振弹性散射和势散射两种。前者经过复合核的形成过程，后者不经过复合核的形成过程，因此共振弹性散射只对特定能量的中子才能发生。

弹性散射的一般反应式为：



(1-7)式为共振弹性散射，(1-8)式为势散射。

在弹性散射过程中，由于散射后靶核的内能没有变化，它仍保持在基态，散射前后中子-靶核系统的动能和动量是守恒的，所以可以把这一过程看作“弹性球”式的碰撞，根据动能和动量守恒，用经典力学的方法来处理。

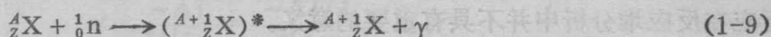
在热中子反应堆内，中子从高能慢化到低能起主要作用的是弹性散射。

1.2.3 中子的吸收

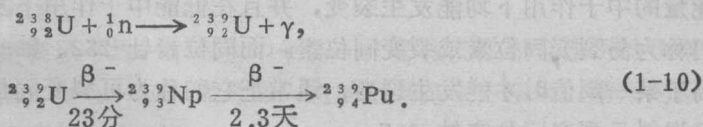
中子吸收反应有 (n, γ) ， (n, f) ， (n, α) 和 (n, p) 反应等。

(1) 辐射俘获 (n, γ)

辐射俘获是最常见的吸收反应。它的一般反应式为

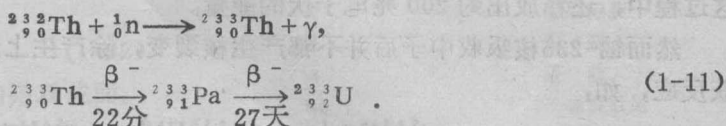


生成的核 ${}^{A+1}_ZX$ 是靶核的同位素，往往具有放射性。低能中子与中等质量核、重核作用时易于发生这种反应。例如，在堆内重要的俘获反应有：



铀-238核吸收中子后生成铀-239，铀-239经过两次 β^- 衰变转变成钚-239。钚-239在自然界里是不存在的，它是一种人工裂变材料。这一过程对核燃料的增殖和原子能的利用有重大的意义。

类似的反应还有：



铀-233在自然界中也不存在，它也是一种人工裂变材料。钍-232在自然界的蕴藏量是很丰富的，因此这一过程对于利用钍的资源是非常重要的。

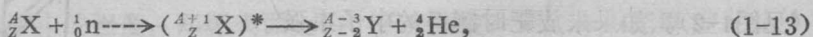
应该指出，由于辐射俘获会产生放射性，这就给反应堆设备维护、三废处理、人员防护等等带来不少问题。例如，在用轻水作慢化剂、冷却剂、反射层或屏蔽材料时，就要考虑中子与氢核的辐射俘获反应：



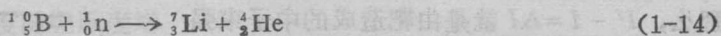
此反应放出高能 γ 射线（能量超过2.2兆电子伏）。此外，还有空气中的氩-40在辐射俘获反应后，生成半衰期为18.2小时的氩-41，等等。

(2) (n, α)、(n, p) 等反应

(n, α) 反应的一般式为

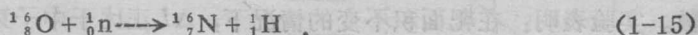


例如，热中子与硼-10引起的(n, α)反应为



在低能区，这个反应的截面很大，所以硼-10被广泛地用作热中子反应堆的控制材料。同时这个反应在很宽的能区内很好地满足 $1/v$ 变化规律，硼-10也经常用来制作热中子探测器。

对(n, p)反应，例如有



氮-16的半衰期为7.3秒，它放出 β 和 γ 射线，这一反应是水中放射性的主要来源。

往往用(n, p)反应来生产示踪元素，如 ${}^{32}_{16}\text{S}(n, p){}^{32}_{15}\text{P}$ 反应，磷-32为示踪元素。

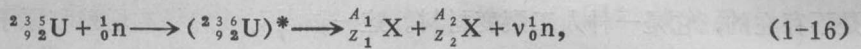
若入射中子的能量很高，则形成复合核的能级也就变高，这时还能够引起(n, n), (n, 2n)等反应。但是，在核反应堆内产生这种反应的几率很小。因为对于大多数元素，(n, 2n)反应阈大约在7到10兆电子伏范围内，(n, 3n)反应阈大约在10到30兆

电子伏范围内。而在核反应堆内，具有这样高的能量的中子的数量是很少的。因而，这些核反应在反应堆分析中并不具有重要的意义。

(3) 核裂变

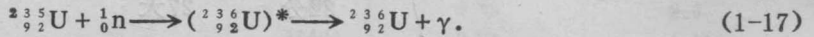
核裂变是反应堆内最重要的核反应。同位素铀-233、铀-235、钚-239和钚-241在各种能量的中子作用下均能发生裂变，并且在低能中子作用下发生裂变的可能性较大，通常把它们称为易裂变同位素或裂变同位素。而同位素钍-232、铀-238和钚-240等只有在中子能量高于某一阈值时才能发生裂变，通常把它们称为可裂变同位素。目前，热中子堆内最常用的核燃料是裂变同位素铀-235。

铀-235的裂变反应一般为



式中 ${}_{Z_1}^{A_1}\text{X}$, ${}_{Z_2}^{A_2}\text{X}$ ——中等质量数的核，叫做裂变碎片； ν ——每次裂变平均放出的中子数。在这个过程中，还释放出约 200 兆电子伏的能量。

然而铀-235核吸收中子后并不都产生核裂变，除产生上述裂变反应外还可能产生辐射俘获反应，如：



2. 中子截面和反应率

现在我们来定量地讨论中子与原子核的相互作用情况。

2.1 微观截面

假定有一单向均匀平行中子束，其强度为 I （即：在单位时间内，通过垂直于中子飞行方向的单位面积上有 I 个中子），该中子束垂直地打在一个薄靶上，靶的面积是 1 平方厘米，厚度为 Δx ，靶片内单位体积中的原子核数是 N 。在靶后某一距离处放一中子探测器

（见图1-2）。如果未放靶时测得的中子束强度是 I ，放靶后测得的中子束强度为 I' ，那么， $I' - I = \Delta I$ 就是由靶造成的中子束强度的降低量。因为中子一旦与靶核发生作用

（不论是散射还是吸收）就会使中子离开它原来的飞行方向，中子探测器就不能探测到

这些中子了。所以，通过靶以后的中子束的强度的降低量 ΔI 便等于与靶核发生作用的中子数。实验表明：在靶面积不变的情况下， ΔI 正比于中子束强度 I 、靶厚度 Δx 和靶的核密度 N 。即：

$$\Delta I \propto -IN\Delta x \quad (1-18)$$

引入比例常数 σ ，则

$$\Delta I = -\sigma IN\Delta x, \quad (1-19)$$

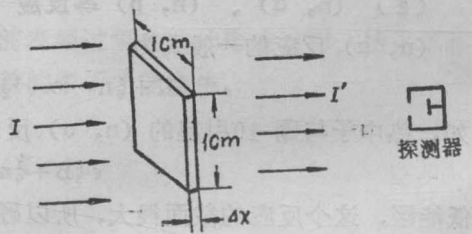


图1-2 穿过薄靶后平行中子束的衰减

$$\sigma = \frac{-\Delta I}{IN\Delta x} = \frac{-\Delta I/I}{N\Delta x}, \quad (1-20)$$

式中, $-\Delta I/I$ ——平行中子束中与靶核发生作用的中子所占的份额;
 $N\Delta x$ ——单位面积上的靶核数。

从(1-20)式可以看出, σ 是表示平均一个入射中子与一个靶核发生相互作用的几率大小的一种度量。 σ 就叫做微观截面。由(1-20)式可知, 它的量纲是平方厘米。常用的单位是靶, 1靶等于 10^{-24} 厘米²。并且我们以各种不同的角标表示各种不同的相互作用过程的截面(见表1-2)。其中无弹性散射截面 $\sigma_{n,e}$ 定义为

$$\sigma_{n,e} = \sigma_i - \sigma, \quad (1-21)$$

根据截面的定义得

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_{n,\alpha} + \dots, \quad (1-22)$$

式中 $\sigma_{n,\alpha}$ 表示(n, α)反应的微观截面。

微观截面可由实验测得或理论算出。在文献[7]中给出各种元素对不同能量中子的各种核反应的截面值。许多手册通常只给出当中子能量为0.0253电子伏时, 各种元素的有关截面值(见附录3)。

表1-2 截面角标符号

| 符 号 | 表示中子的作用过程 |
|----------|-----------|
| s | 弹性散射 |
| in | 非弹性散射 |
| γ | 辐射俘获 |
| f | 裂 变 |
| a | 吸 收 |
| ne | 无弹性散射 |
| t | 总截面 |

2.2 宏观截面、平均自由程

2.1.1 宏观截面

将(1-18)式改写成 $dI = -\sigma INdx$, 设靶厚度为 x , 对上式积分, 得

$$I(x) = I_0 e^{-\sigma N x}, \quad (1-23)$$

式中 I_0 ——入射平行中子束的强度, 即靶表面上的中子束强度; $I(x)$ ——靶厚度 x 处未经碰撞的平行中子束强度。

由此可见, 平行中子束强度随靶厚度增加按指数规律衰减(见图1-3)。通常令

$$\Sigma = N\sigma, \quad (1-24)$$

把 Σ 叫做宏观截面, 它是一个中子与一立方厘米内原子核发生核反应的平均几率大小的一种度量。根据(1-19)式得

$$\Sigma = N\sigma = \frac{-dI/I}{dx}. \quad (1-25)$$

可以看出, 它也是一个中子穿行单位距离与核发生相互作用的几率大小的一种度量。宏

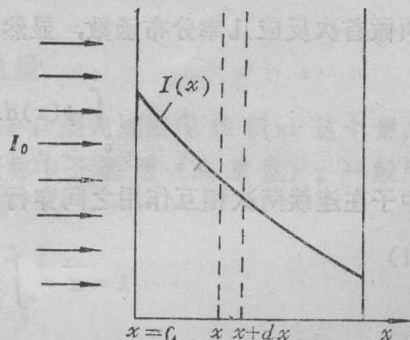


图1-3 在厚靶内平行中子束的衰减

观截面的单位是厘米⁻¹。对应于不同的核反应过程有不同的宏观截面，所用的角标符号与微观截面的相同。

为计算宏观截面必须知道单位体积内的原子核数 N ，对于单元素材料

$$N = \frac{N_0 \rho}{A}, \quad (1-26)$$

式中， N_0 ——阿伏加德罗常数；

ρ ——材料的密度，克/厘米³；

A ——该元素的原子量。

对于由几种元素组成的均匀混合物，宏观截面可以写成

$$\Sigma = \sum_i N_i \sigma_i. \quad (1-27)$$

式中， σ_i 为第 i 种元素的某种核反应的微观截面； N_i 表示每立方厘米混合物中第 i 种元素核的数目。

对于化合物，在 (1-26) 式中用分子量 M 代替 A 便可求得单位体积内的分子数 N 。若用 v_i 表示化合物的一个分子里含有第 i 种元素的原子数目，那么，化合物的宏观截面可以写成

$$\Sigma = \sum_i v_i N \sigma_i. \quad (1-28)$$

2.2.2 平均自由程

根据 (1-23) 式

$$\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\Sigma x}, \quad (1-29)$$

因为 $I(x)/I_0$ 是入射平行中子束穿过厚度为 x 的物质后而未发生核反应的中子份额。所以 $e^{-\Sigma x}$ 就是一个中子穿行 x 长的路程仍未发生核反应的几率。由 (1-25) 式知道，中子在 x 及 $x+dx$ 之间发生核反应的几率为 Σdx 。如果令 $p(x)dx$ 表示一个中子在穿行 x 距离后未发生核反应，而在 x 和 $x+dx$ 之间发生首次核反应的几率，则

$$p(x)dx = e^{-\Sigma x} \Sigma dx, \quad (1-30)$$

$p(x)$ 叫做首次反应几率分布函数，显然应有

$$\int_0^{\infty} p(x) dx = \int_0^{\infty} e^{-\Sigma x} \Sigma dx = 1. \quad (1-31)$$

如把中子在连续两次相互作用之间穿行的平均距离叫做平均自由程，并用 λ 表示，那么有

$$\begin{aligned} \lambda = \bar{x} &= \int_0^{\infty} x p(x) dx = \Sigma \int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} dx \\ &= \frac{1}{\Sigma} \text{厘米}. \end{aligned} \quad (1-32)$$

同样，其它各种核反应过程也可按类似的方法处理，如定义散射平均自由程 $\lambda_s = 1/\Sigma_s$ 、吸收平均自由程 $\lambda_a = 1/\Sigma_a$ 等等。可以证明 $\lambda_t = 1/\Sigma_t$ ，且有

$$\frac{1}{\lambda_t} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_a} \quad (1-33)$$

2.3 核反应率、中子通量和平均截面

2.3.1 核反应率

单位体积内的中子数叫做中子密度，用 n 表示。在核反应堆内，中子密度一般在 10^8 到 10^{11} 中子/厘米³ 范围内；单位体积内的原子核数在 10^{17} 到 10^{22} 范围内。因此，在核反应堆内发生的中子与原子核的相互作用过程，大量的中子与大量的原子核的相互作用过程。在核反应堆物理分析中，常用核反应率来定量地描述这种相互作用过程的统计行为。

在核反应堆内，中子的运动方向是杂乱无章的。设中子以同一速率 v （或者说具有相同的动能）在介质内杂乱无章地运动，介质的宏观截面为 Σ ，平均自由程为 λ ， $\lambda = 1/\Sigma$ 。此时，一个中子与介质原子核在单位时间内发生作用的统计平均次数为 $v/\lambda = v\Sigma$ 。因而每秒每单位体积内的中子与介质原子核发生作用的总次数（统计平均值），用 R 表示，便等于

$$R = nv\Sigma \quad \text{中子/厘米}^2 \cdot \text{秒}, \quad (1-34)$$

式中， n ——中子密度，中子/厘米³。 R 就叫做核反应率，它是反应堆物理分析中常用的一个重要的物理量。对应于不同的核反应过程有不同的核反应率，如吸收反应率 $R_a = nv\Sigma_a$ ，裂变反应率 $R_f = nv\Sigma_f$ ，等等。

对于由多种元素组成的均匀混合的物质，反应率应为中子与各种元素核相互作用的反应率之和，即

$$\begin{aligned} R &= nv\Sigma_1 + nv\Sigma_2 + \dots \\ &= nv \sum_{i=1}^m \Sigma_i \end{aligned} \quad (1-35)$$

式中， $\Sigma_i = N_i\sigma_i$ ，为第 i 种元素核在混合物中的宏观截面， N_i 由 (1-26) 式求出；求和是对混合物内所有的 m 种元素而言的。

2.3.2 中子通量

在核反应堆物理分析中（例如在计算核反应率时），经常地出现乘积 nv 这个量，因此给它一个专门的名称，叫做标量中子通量，习惯上简称中子通量（或通量）。一般用 ϕ 表示：

$$\phi = nv \quad \text{中子/厘米}^2 \cdot \text{秒}, \quad (1-36)$$

这样，(1-34) 式便可写成

$$R = \Sigma\phi, \quad (1-37)$$

即中子与介质原子核相互作用的反应率等于宏观截面与中子通量的乘积。

由 (1-36) 式可以看出，中子通量等于该点的中子密度与该点中子速度的乘积。它表示

一立方厘米内所有的中子在一秒钟内穿行距离的总和。中子通量是核反应堆的重要参数，它的大小反映出堆的功率水平。在目前的热中子动力堆内，热中子通量的数量级一般约为 10^{13} 至 10^{14} 中子/厘米²·秒。

应该指出，尽管中子通量与前述的平行中子束的强度具有相同的单位，但它们的物理意义是不相同的。在一般情况下，中子通量并不具有“通量”（每秒通过单位面积的中子数）的意义，只有对所有中子都具有同一运动方向的平行中子束来讲才是如此。实际上，由于任一点处中子的运动方向是杂乱无章的，因而(1-36)式所定义的中子通量是该点沿空间各个方向的所有微分中子束的强度之总和。它是一个标量。在第四章中将它对作进一步的讨论。

2.3.3 平均截面

实际上，在核反应堆内，中子并不具有同一速度 v ，而是以不同的速度在运动着。若令 $n(v)$ 为中子速度在 v 附近单位速度间隔内的中子密度，那么，总的中子密度 n 便等于

$$n = \int n(v) dv. \tag{1-38}$$

根据中子通量的定义，总的中子通量 ϕ 应为

$$\phi = \int n(v)v dv = \int \phi(v) dv, \tag{1-39}$$

式中， $\phi(v) = n(v)v$ ，它为中子速度在 v 附近单位速度间隔内的中子通量。若定义中子平均速度 \bar{v} ：

$$\bar{v} = \frac{\int n(v)v dv}{\int n(v) dv} = \frac{\phi}{n}, \tag{1-40}$$

则

$$\phi = n \bar{v} \tag{1-41}$$

即，总的中子通量等于总的中子密度乘以中子平均速度。

考虑到截面是中子速度的函数，此时核反应率 R 应为

$$\begin{aligned} R &= \int \Sigma(v)n(v)v dv \\ &= \int \Sigma(v)\phi(v) dv. \end{aligned} \tag{1-42}$$

为了以后计算方便，引入平均截面的概念。若用 $\bar{\Sigma}$ 表示平均宏观截面，并令平均宏观截面与总的中子通量的乘积等于反应率 R ：

$$R = \int \Sigma(v)\phi(v) dv = \bar{\Sigma}\phi. \tag{1-43}$$

这样，便可求得平均宏观截面

$$\bar{\Sigma} = \frac{\int \Sigma(v)\phi(v) dv}{\int \phi(v) dv} = \frac{R}{\phi}. \tag{1-44}$$