

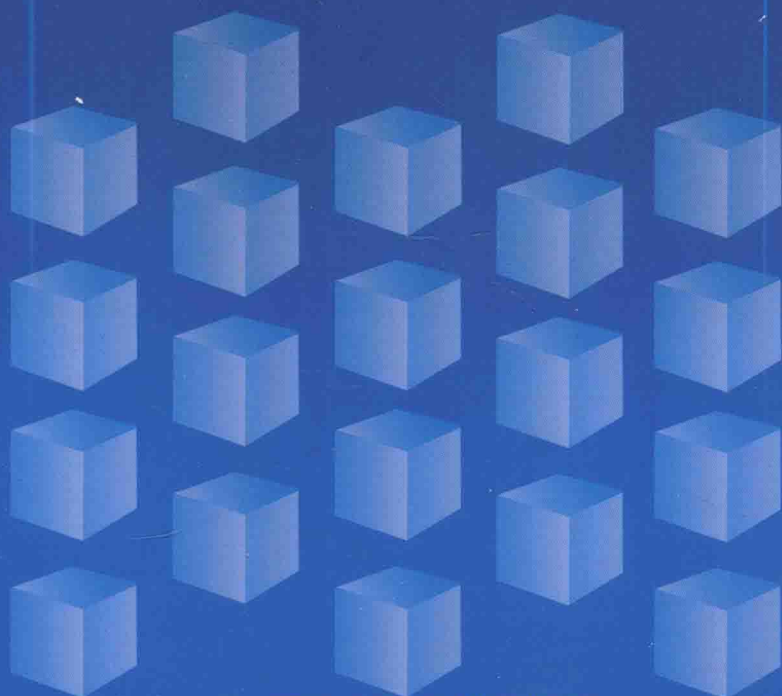


西安交通大学

专业学位研究生教育系列教材

核反应堆动力学与运行基础

赵福宇 魏新宇 编著



西安交通大学出版社
XI'AN JIAOTONG UNIVERSITY PRESS

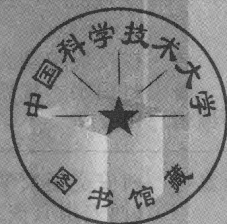


西安交通大学

专业学位研究生教育系列教材

核反应堆动力学与运行基础

赵福宇 魏新宇 编著



西安交通大学出版社
XI'AN JIAOTONG UNIVERSITY PRESS

内容简介

本书为西安交通大学研究生院立项资助的工程硕士教材。考虑到工程硕士的特点,教材力求回避繁杂的数学推导,深入浅出地叙述物理概念。本教材从核裂变出发,叙述了反应堆的启动、运行和关闭过程,物理启动和次临界运行以及临界运行过程的动力学特性,分析叙述了各种反馈效应和各种反应性控制手段,系统地、完整地叙述了反应堆运行动态过程中的物理特性。

图书在版编目(CIP)数据

核反应堆动力学与运行基础/赵福宇,魏新宇,编著.
—西安:西安交通大学出版社,2015.8
ISBN 978-7-5605-7468-4

I. ①核… II. ①赵… ②魏… III. ①反应堆动力学-
研究生-教材 IV. ①TL327

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2015)第 129196 号

书 名	核反应堆动力学与运行基础
编 著	赵福宇 魏新宇
责任编辑	田 华

出版发行	西安交通大学出版社 (西安市兴庆南路 10 号 邮政编码 710049)
网 址	http://www.xjtpress.com
电 话	(029)82668357 82667874(发行中心) (029)82668315(总编办)
传 真	(029)82668280
印 刷	陕西时代支点印务有限公司

开 本	727mm×960mm 1/16	印张	11.5	字数	208 千字
版次印次	2015 年 9 月第 1 版 2015 年 9 月第 1 次印刷				
书 号	ISBN 978-7-5605-7468-4/TL·11				
定 价	23.80 元				

读者购书、书店添货、如发现印装质量问题,请与本社发行中心联系、调换。
订购热线:(029)82665248 (029)82665249
投稿热线:(029)82664954
读者信箱:jdgy31@126.com

版权所有 侵权必究

前 言

核能发电和核动力系统是涉及到多学科、多领域的工程系统。对于在核电站工作的人员来说,绝大多数不是从事堆芯设计和理论计算工作的,并不需要深入的理论知识;而无论从事哪一方面的工作,了解反应堆的物理特性以及运行特点却是十分必要的。从这一立场出发,本书把反应堆的启动、运行、关闭作为一个完整过程,分别讨论了各个阶段的中子动力学特性和堆芯运行特点,重在物理概念的清晰叙述,回避了繁杂的数学推导。这无疑是适合工程硕士的需求的。

本书第1章、第2章、第3章和第9章由赵福宇教授编写,第4章、第5章、第6章、第7章和第8章由魏新宇讲师编写,全书由赵福宇教授统稿。

西安交通大学出版社田华编辑为本教材的出版提供了大力的帮助,在此表示感谢!

由于本教材涉及到广泛的工程实际问题,加之编者水平有限,肯定存在许多不足之处,敬请读者不吝指正。

目 录

第 1 章 核裂变的基础知识	(1)
1.1 链式裂变反应	(1)
1.2 裂变中子能谱与快中子能谱	(2)
1.3 热中子能谱及影响因素	(3)
1.4 中子扩散及中子年龄	(5)
1.5 中子循环	(7)
1.6 中子寿命与中子平均自由程	(8)
1.7 水铀比与有效增殖因数的关系	(8)
1.8 缓发中子	(10)
第 2 章 中子动力学方程	(14)
2.1 迁移方程	(14)
2.2 扩散方程	(16)
2.3 点堆方程	(17)
2.4 倒时方程	(17)
2.5 反应堆周期	(19)
第 3 章 核反应堆动力学基础	(21)
3.1 次临界、临界和超临界	(21)
3.2 次临界反应堆的增殖特性	(22)
3.3 次临界反应堆的动力学特性	(27)
3.4 临界反应堆的动力学特性	(31)
3.5 下限周期和上限周期	(34)
3.6 反应性的反馈特性	(36)
第 4 章 反应性反馈效应	(43)
4.1 反应性	(43)
4.2 反应性变化	(47)
4.3 温度效应与温度系数	(49)

4.4	反应堆的自稳自调特性	(53)
4.5	燃料温度系数	(57)
4.6	慢化剂温度系数	(60)
4.7	空泡系数	(66)
4.8	冷却剂流量效应	(67)
4.9	压力系数	(68)
4.10	硼浓度对温度系数的影响	(68)
4.11	控制棒、可燃毒物对温度系数的影响	(71)
4.12	温度系数随燃耗的变化	(73)
4.13	功率系数	(74)
4.14	功率亏损	(76)
4.15	再分布效应	(77)
第5章	中毒效应	(83)
5.1	核燃料同位素成分随时间的变化	(83)
5.2	裂变产物的中毒	(85)
5.3	^{135}Xe 中毒	(87)
5.4	平衡 ^{135}Xe 中毒	(89)
5.5	核反应堆功率启动时的 ^{135}Xe 中毒	(90)
5.6	停堆后的 ^{135}Xe 中毒与碘坑	(92)
5.7	功率变化时的 ^{135}Xe 中毒	(96)
5.8	氙振荡	(97)
5.9	^{149}Sm 的中毒	(100)
第6章	反应性控制	(104)
6.1	反应性控制中所用的物理量	(104)
6.2	反应性控制的任務	(105)
6.3	反应性控制的方法	(107)
6.4	控制棒控制	(109)
6.5	化学补偿控制	(123)
6.6	可燃毒物控制	(127)
第7章	反应堆燃料管理	(132)
7.1	核燃料循环	(132)

7.2	压水堆装、换料布置方式	(132)
7.3	堆芯寿期	(136)
7.4	燃耗	(137)
7.5	核燃料的转换与增殖	(138)
第 8 章	反应堆启动与关闭	(141)
8.1	反应堆物理启动	(141)
8.2	初次临界	(142)
8.3	低功率物理试验	(145)
8.4	反应堆停闭	(145)
8.5	停堆深度	(148)
8.6	衰变热	(149)
第 9 章	核反应堆运行	(151)
9.1	反应堆功率(中子通量密度)的测量	(151)
9.2	反应堆功率分布	(154)
9.3	轴向功率分布控制	(158)
9.4	常轴向偏移控制(CAOC)	(161)
9.5	P 与 ΔI 保护梯形	(162)
9.6	CAOC 的运行特性	(164)
9.7	A 模式运行	(165)
9.8	G 模式运行	(168)
9.9	负荷跟踪运行的发展趋势	(172)
参考文献		(175)

第1章 核裂变的基础知识

现阶段,世界范围内的核能利用主要还是以核裂变产生能量为主,其中利用热中子堆来产生能量又是最为主要的技术路线。在热中子堆中,能量循环的途径主要是通过核裂变产生能量,然后通过中间环节将能量转换为电能或者动力。顾名思义,热中子反应堆内的核裂变主要是由热中子引起的。本章主要阐述与核裂变有关的基本概念和中子在堆内的物理过程。

1.1 链式裂变反应

当燃料核遭受中子轰击发生裂变时,同时放出次级中子。若次级中子能再次引起燃料核裂变,又同时放出次级中子,……,只要这个过程延续着,反应堆就不断地释放出能量。通常把这一连串的裂变反应称为原子核链式裂变反应。链式裂变反应的示意图如图 1.1 所示。

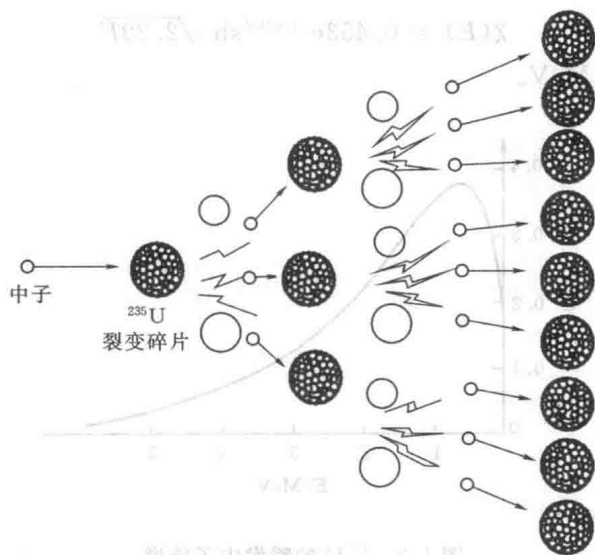


图 1.1 链式裂变反应的示意图

裂变反应过程中,一个中子使一个铀核发生裂变后又会产生 2~3 个次级中子。因此,裂变反应发生后,可以不再依靠外界补充中子,核裂变就能继续自持地裂变下去,这样的核反应称为自持链式裂变反应。

对于热中子反应堆,引起核燃料 ^{235}U 裂变的主要是热中子。由于核燃料 ^{235}U 的富集度比较低,所以反应堆中存在大量的 ^{238}U 。

1.2 裂变中子能谱与快中子能谱

裂变过程中放出的中子称为裂变中子。裂变中子 99% 以上都是在裂变的瞬间(约 10^{-14} s)释放出来的,称为瞬发中子。不到 1% 的中子是在裂变发生后较长时间才释放出来,称为缓发中子。

裂变发出的瞬发中子的能量是连续分布的,这个分布用函数 $\chi(E)$ 表示,称之为瞬发中子能谱。函数 $\chi(E)$ 定义为,每个瞬发中子的能量出现在 E 处的单位能量间隔内的几率。因而 $\chi(E)dE$ 表示瞬发中子的能量出现在 $E+dE$ 之间的几率。显然,每个瞬发中子具有任何能量的几率必等于 1,即 $\chi(E)$ 是被归一的,称为归一化条件

$$\int_0^{\infty} \chi(E)dE = 1 \quad (1-1)$$

^{235}U 裂变的瞬发中子能谱,如图 1.2 所示。该能谱可用经验公式来表示

$$\chi(E) = 0.453e^{-1.036E} \text{sh} \sqrt{2.29E} \quad (1-2)$$

式中: E 的单位是 MeV。

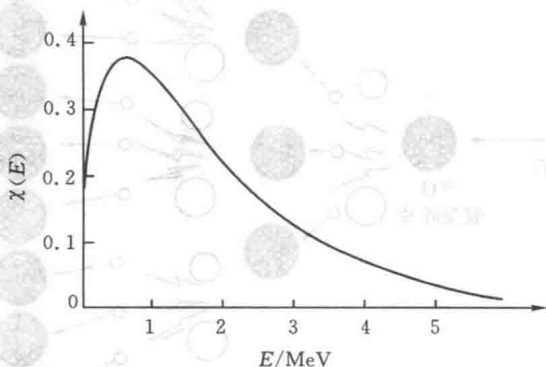


图 1.2 ^{235}U 的瞬发中子能谱

一般认为,这个能谱与入射中子的能量无关,同时,各种可裂变核的瞬发中子能谱也都比较接近。

瞬发中子的平均能量约为

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} E \chi(E) dE = 1.98 \text{ MeV} \quad (1-3)$$

裂变中子的平均能量约为 2 MeV。这些中子在堆芯内与慢化剂原子核发生连续的散射而慢化,能量逐渐减少而进入热化区,逐渐与介质原子核达到热平衡,在介质中扩散运动,直到被吸收。

习惯上把 $E > 0.1 \text{ MeV}$ 的中子归为快中子区; $E_c < E < 0.1 \text{ MeV}$ 的中子归为慢化区,这里 E_c 称为分界能或缝合能。快中子能谱(快中子区和慢化区)有如下特点。

(1) 快中子区 ($E > 0.1 \text{ MeV}$)。

在这个高能区内,中子从裂变产生尚未充分慢化,因而其能谱与 ^{235}U 的裂变中子谱是非常接近的,可以很好地利用裂变谱 $\chi(E)$ 来近似表示。

(2) 慢化区 ($E_c < E < 0.1 \text{ MeV}$)。

在反应堆物理分析中,通常把某个分界能量 E_c 以下的中子称为热中子,对于压水反应堆,通常取 E_c 为 0.625 eV 或 1 eV。

在无限介质(包括弱吸收介质)中,这一能区内中子通量密度的能谱分析近似地服从费米谱或 $1/E$ 分布,即

$$\phi(E) \propto \frac{1}{\xi \Sigma_s E} \quad (1-4)$$

计算表明除共振区外,在很大的慢化区内,慢化能谱可以很好地用上式描述。

1.3 热中子能谱及影响因素

慢化到 $E < E_c$ 的这一能区的中子称为热中子。确切地讲,所谓热中子是指与它们所在介质的原子(或分子)处于热平衡状态中的中子。我们知道气体分子的热运动速度服从于麦克斯韦-玻尔兹曼分布,若介质是无限大、无源的,且不吸收中子,那么与介质原子处于热平衡状态的热中子,它们的速度分布也服从于麦克斯韦-玻尔兹曼分布,即

$$N(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (1-5)$$

式中: $N(v)$ 为单位体积、单位速度间隔内的热中子数; v 为中子速度; m 为中子质量; k 为玻尔兹曼常数; T 为介质温度(K)。

与式(1-5)相应的热中子的能量分布 $N(E)$ 为

$$N(E) = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} E^{1/2} \quad (1-6)$$

式中: $N(E)$ 为单位体积、单位能量间隔内的热中子数。

在反应堆物理分析中, 习惯上把式(1-6)的分布函数 $N(E)$ 叫作中子密度的麦克斯韦-玻尔兹曼分布。 $N(v)$ 的分布曲线如图 1-3 所示。

根据 $\frac{\partial N(v)}{\partial v} = 0$, 可求得热中子速度分布 $N(v)$ 的最可几速度 v_0 为

$$v_0 = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = 1.28 \times 10^4 T^{\frac{1}{2}} \text{ cm/s} \quad (1-7)$$

在室温 $T = 293.4 \text{ K}$ 时, $v_0 = 2200 \text{ m/s}$, 相应的中子能量为 0.0253 eV 。

图 1.3 中还分别给出介质温度为 500 K 和 1000 K 时热中子密度的麦克斯韦-玻尔兹曼分布。当介质温度升高时, 热中子密度的速度分布谱向中子速度增加的方向偏移, 最可几速度 v_0 值增大, 但具有最可几速度的中子在热中子总数中所占的份额减小。

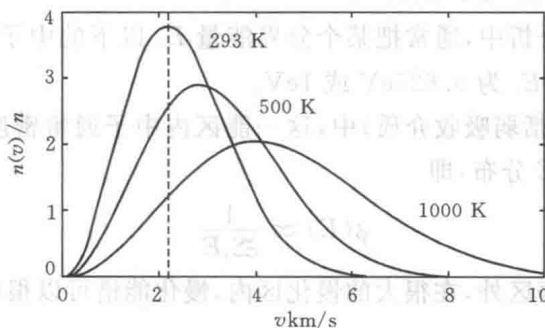


图 1.3 热中子密度的麦克斯韦-玻尔兹曼分布

实际上, 热中子能谱的分布形式和介质原子核的麦克斯韦的分布形式并不相同。这是因为:

①在反应堆中, 所有的热中子都是从较高的能量慢化而来, 尔后逐步与介质达到热平衡状态的, 这样, 在能量较高区域内的中子数目相对地就要多些;

②由于介质或多或少地要吸收中子, 因此, 必然有一部分中子尚未来得及同介质的原子(或分子)达到热平衡就被吸收了, 其结果又造成了能量较低部分的中子份额减少, 能量较高部分的中子份额相对地增大。

由于这两个原因共同作用的结果, 在能量较高处的中子数目相对地增大, 而在能量较低处的中子数相对地有所减少, 使得实际的热中子能谱与介质的麦克斯韦

谱并不相同(见图 1.4 中的曲线 1 和曲线 2), 实际的热中子能谱朝能量高的方向有所偏移, 即热中子的平均能量和最可几能量都要比介质原子核的平均能量和最可几能量高, 通常把这一现象称之为热中子能谱的“硬化”。

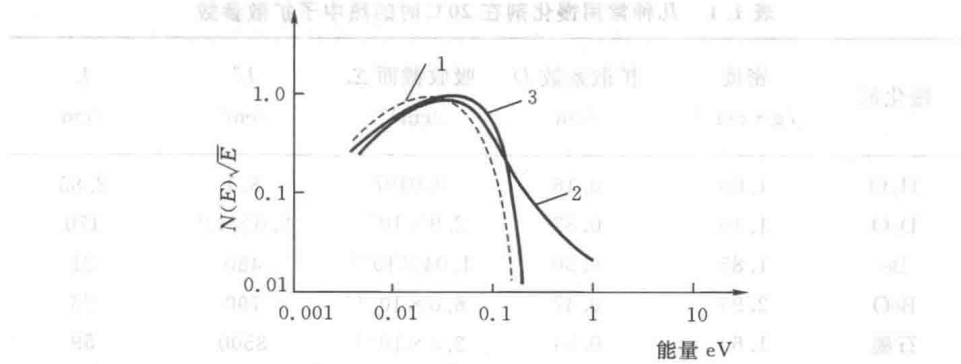


图 1.4 热中子的能谱分布

1—温度为 T_m 时介质原子核能谱(麦克斯韦谱);

2—实际的热中子谱; 3—中子温度为 T_n 时的麦克斯韦谱

要精确地计算热中子谱是比较复杂的问题, 这是因为在处理能量低于 1eV 的中子与慢化剂核的散射时, 已不能再把慢化剂核看成是静止的、自由的, 这时必须考虑慢化剂原子核热运动的影响、化学结合键的影响以及中子与散射波之间的干涉效应等等。但作为一种粗略的近似, 可以认为, 热中子能谱依然具有麦克斯韦谱的分布形式(见式(1-6)), 只不过热中子的最可几能量比介质原子核的最可几能量要高。可以近似认为用某个温度 T_n 代替式(1-6)中的介质温度 T , 便可得到反应堆内近似的热中子能谱为

$$N(E) = \frac{2\pi}{(\pi k T_n)^{3/2}} e^{\frac{-E}{k T_n}} E^{\frac{1}{2}} \quad (1-8)$$

它的分布形式如图 1.4 中的曲线 3 所示。这相当于把介质的麦克斯韦谱向右移动, 近似计算用曲线 3 代替曲线 2。这里引进的待确定的量 T_n , 称中子温度。由于前文已介绍的能谱硬化的原因, 中子温度要比介质温度高, 其偏离实际介质温度的程度跟介质对中子的慢化能力和吸收特性有关。

1.4 中子扩散及中子年龄

由于中子与介质核的多次碰撞, 使得中子在堆内以杂乱的折线进行运动。这种运动的总趋势, 是使中子从密度高的区域移动向密度低的区域, 这样的过程叫“扩散”。无论对单能中子或是任何能量分布的中子都会发生扩散。

在扩散理论中有两个重要的物理参数,扩散系数 D 和扩散长度 L 。它们是确定中子在介质内扩散过程的重要参数。表 1.1 给出了反应堆中常用的一些材料的热中子扩散参数数值。

表 1.1 几种常用慢化剂在 20℃ 时的热中子扩散参数

慢化剂	密度 /g · cm ⁻³	扩散系数 D /cm	吸收截面 Σ_a /cm ⁻¹	L^2 /cm ²	L /cm
H ₂ O	1.00	0.16	0.0197	8.1	2.85
D ₂ O	1.10	0.87	2.9×10^{-5}	3.0×10^4	170
Be	1.85	0.50	1.04×10^{-3}	480	21
BeO	2.96	0.47	6.0×10^{-4}	790	28
石墨	1.60	0.84	2.4×10^{-4}	3500	59

为了描述中子的慢化过程,引入物理量慢化密度 $q(r, E)$, 它表示在 r 处每秒每立方米内能量降到 E 以下的中子数。因为中子只在与原子核碰撞时才损失能量,而在两次碰撞之间不损失能量,所以 $q(r, E)$ 等于 r 处每秒每立方米内使中子能量降到 E 以下的总碰撞数。例如,假定在某处能量高于 1MeV 的中子每秒每立方米的总碰撞数为 10^{16} , 在碰撞后有一半中子降到这个能量以下,则在 1MeV 处的慢化密度为每秒每立方米 0.5×10^{16} 。

引入中子年龄 $\tau(E)$

$$\tau(E) = \int_E^{E_0} \frac{D(E)}{\xi \Sigma_a(E)} \frac{dE}{E} \quad (1-9)$$

式中: $D(E)$ 为扩散系数, m; ξ 为平均对数能降。 $q(r, E)$ 变为 $q(r, \tau)$, 当中子能量等于源能量 ($E = E_0$) 时, $\tau = 0$, 随着能量的降低, τ 将逐渐增大。

设想在无限均匀非吸收介质内有一个单能快中子点源, 每秒各向同性地放出 s 个中子。如果球坐标系的原点取在点源处, 根据对称性可知, 慢化密度的空间变量只与 r 有关, 求解年龄方程且满足源条件的解是

$$q(r, \tau) = \frac{s \exp(-r^2/4\tau)}{(4\pi\tau)^{\frac{3}{2}}} \quad (1-10)$$

图 1.5(a) 给出了 $q(r, \tau)$ 与 r 的函数关系, 其中 τ 为参变量, 曲线为高斯分布曲线, 其宽度随 τ 的增加而变宽。这种现象在物理上的解释就是较大的 τ 值对应于中子经历了较长时间的慢化, 因此这些中子有机会从源扩散更远。

图 1.5(b) 给出了 $q(r, \tau)$ 与 τ 的函数关系, 其中 r 为参变量。可以看出对应于最大慢化密度的 τ 值是随 r 增加的。换句话说, 在源附近慢化的中子大多数具有

小的年龄,而在离源较远处,大多数中子年龄都比较大,这在物理上也是可以料到的,因为中子迁移的离源越远,越可能获得较大的年龄。

中子年龄是表征中子慢化过程的一个重要特征参数。假定慢化介质是弱吸收中子的,则有

$$\tau(E) = \int_E^{E_0} \frac{dE}{3\xi(1-\mu)E\Sigma_s(E)} \quad (1-11)$$

通常,在慢化能区,散射截面随中子能量的变化并不剧烈,如果能用一个适当的平均值代替积分号中的 $\Sigma_s(E)$,则可以得到一个 τ 的估计值。

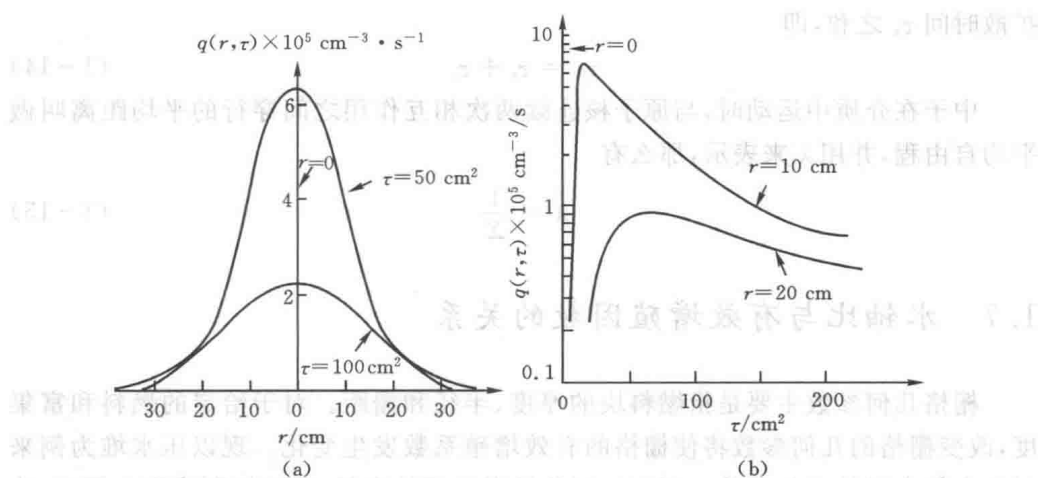


图 1.5 点源的慢化密度

1.5 中子循环

考虑热堆中自持链式裂变过程的中子循环。设在某代循环开始时,有 n 个裂变中子,它们被有效慢化以前,考虑到 ^{238}U 的快中子裂变效应,慢化到 1.1MeV 以下的快中子数目将增加到 $n\xi$ 个。这些中子继续慢化,在慢化过程中由于共振吸收而减少,因而逃脱共振吸收而慢化到热能区的中子数目为 $n\xi p$ 个。考虑到中子在慢化和扩散过程中的泄漏损失,实际上热中子数目只有 $n\xi p P_F P_T$ 个。显然其中被燃料所吸收的热中子数目为 $n\xi p P_F P_T$ 。其余部分的热中子被非燃料的材料吸收。被燃料吸收的热中子引起裂变而产生新一代的裂变中子数目等于 $n\xi p f \eta P_L$ 。这样经过一代中子循环,有效增殖因数为

$$k_{\text{eff}} = (n\xi p f \eta P_L) / n = \xi p f \eta P_L \quad (1-12)$$

式中: $P_L = P_F P_T$ 。假定反应堆是无限大的, 因而没有中子泄漏, 则得无限介质增殖因数为

$$k_{\infty} = \xi p f \eta \quad (1-13)$$

上式就是热中子堆通常所称的四因子公式。

1.6 中子寿命与中子平均自由程

堆内中子的平均寿命(中子代时间)就是中子平均慢化时间 τ_s 与热中子平均扩散时间 τ_a 之和, 即

$$\tau_0 = \tau_s + \tau_a \quad (1-14)$$

中子在介质中运动时, 与原子核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 来表示, 那么有

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} \quad (1-15)$$

1.7 水铀比与有效增殖因数的关系

栅格几何参数主要是指燃料块的厚度、半径和栅距。对于给定的燃料和富集度, 改变栅格的几何参数将使栅格的有效增殖系数发生变化。现以压水堆为例来讨论它们之间的变化关系。固定二氧化铀燃料棒的直径, 改变栅距或固定栅距, 改变棒径, 都将改变燃料和慢化剂的体积比 V_{H_2O}/V_{UO_2} 。由于水中的氢核对中子慢化起主要作用, 因此还常用单位栅元体积内核子数比 N_H/N_U , 或 N_{H_2O}/N_U 来代替 V_{H_2O}/V_{UO_2} , 其中 $N_U = N_{235} + N_{238}$ 。 N_H/N_U 不仅是栅格几何参数的函数, 而且与水和燃料的密度有关。当 V_{H_2O}/V_{UO_2} 变化时, 栅格的有效增殖系数 k 将随之发生变化。一般来讲, 这主要是由于共振吸收(逃脱共振俘获概率)和热中子的利用系数发生变化的缘故。

为讨论方便, 不妨假设几何曲率 B^2 以及徙动面积 M^2 和 V_{H_2O}/V_{UO_2} 的变化关系不大。当 V_{H_2O}/V_{UO_2} 增加时, 一方面由于栅元的慢化能力增大, 慢化过程中的共振吸收减少, 即逃脱共振俘获概率增加, 因而, 将使有效增殖系数 k 增加; 然而, 在另一方面, V_{H_2O}/V_{UO_2} 的增加表示栅元中慢化剂的含量增大, 使热中子被慢化剂吸收的份额增加, 因而, 热中子利用系数下降而使 k 下降(见图 1.6(a))。在低的 N_H/N_U 值时, 前一种效应是主要的, 因此 V_{H_2O}/V_{UO_2} 增加使有效增殖系数 k 增加。但是当 V_{H_2O}/V_{UO_2} 增加到某个值时, 由于共振吸收减少所带来的 k 的增益恰好被慢化剂中有害吸收增大所引起的 k 下降所抵消。若再进一步增加 V_{H_2O}/V_{UO_2} , 则

慢化剂内的热中子吸收进一步增加,将导致 k 下降。这两个效应相互作用的结果使 k 随 V_{H_2O}/V_{UO_2} 的变化如图1.6(b)所示。即存在着一个 (V_{H_2O}/V_{UO_2}) 比值,它使 k 达到极大值。

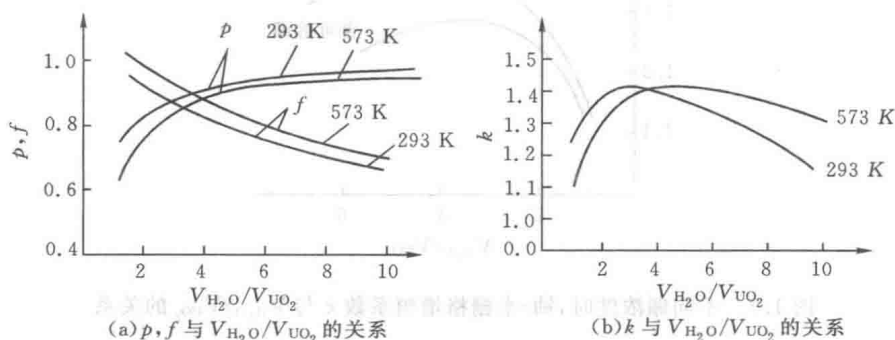


图 1.6 铀-水栅格增殖系数 k 与 V_{H_2O}/V_{UO_2} (N_H/N_U) 的关系

这就是说,在给定燃料富集度和慢化剂材料的情况下,存在着使堆芯的有效增殖系数达到极大值或临界体积为极小的栅格几何参数,有时把这样的栅格叫做最佳栅格。但是,应该指出,这是从反应堆物理方面来看,而且仅仅是从有效增殖系数极大的角度来看是最佳的。在 k 的极大值左侧的栅格通常称为慢化不足(或欠慢化)栅格,在右侧的称为过分慢化栅格。从安全角度要求,实际压水反应堆的栅格的 V_{H_2O}/V_U 或 N_H/N_U 的设计和运行的值必须选在图1.6(b)中 k 的极大值的左边,即欠慢化区。只有这样,当温度升高,水的密度下降时, N_H/N_U 减小,相当于 V_{H_2O}/V_{UO_2} 减小, k 值下降,反应堆才是安全的。至于选在 k 的极大值左边的哪一点上,需根据热工-水力、结构设计和经济性因素综合考虑来确定。目前所有的压水堆的栅格在运行条件下都是慢化不足的。这主要就是从安全角度出发的,因为慢化不足的压水堆具有负的反应性温度系数。对燃料棒直径的确定,主要是考虑其结构、力学及热工-水力等因素。

压水堆都采用改变溶解在水中的硼(^{10}B)酸的浓度的方法来补偿由于燃料的燃烧和裂变产物中毒所引起的反应性损失。从图1.7中可以看出,当硼的浓度增加时,最佳的 N_H/N_U 值变小,这是由于慢化剂中中子吸收剂(^{10}B)的存在增强了慢化剂的寄生吸收。一个慢化剂中不含硼的慢化不足的栅格,当可溶硼浓度增加时,有可能成为一个过分慢化的栅格。也就是有可能成为具有正反应性温度系数的反应堆。为避免出现这种情况,要求在最大的可溶硼浓度下,反应堆依然保持为慢化不足的栅格。

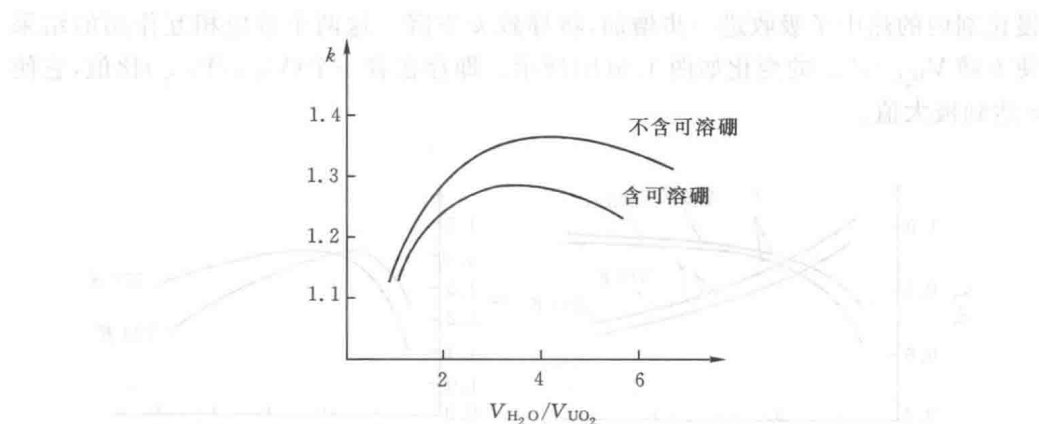


图 1.7 不同硼浓度时,铀-水栅格增殖系数 k 与 V_{H_2O}/V_{UO_2} 的关系

1.8 缓发中子

在核反应堆静态问题中,认为瞬发的裂变中子和缓发的裂变中子是没有区别的,它们共同组成了裂变中子,也就是说,缓发中子并不影响核反应堆的静态特性。然而,不到 1% 份额的,裂变后 1 秒至几分钟产生的裂变中子(缓发中子),却对核反应堆中子通量密度与时间的关系,有着重要影响。

1. 缓发中子的产生

瞬发中子是核裂变过程后的裂变产物直接发射的,没有明显的延迟(延迟小于 10^{-15} 秒)。瞬发中子是核裂变过程后的直接裂变产物立即发射的,这是因为裂变产物核的激发能 E^* , 通常较中子的分离能量(中子结合能 E_{Bn})大得多。这种激发态的典型裂变时间可以是 10^{-15} 秒或更小,这个时间完全是可以忽略的。

某些裂变产物核可以通过 β 衰变成为其激发能大于中子结合能的子核,随后这样的核可以立刻发射 1 个中子,该中子的发射,已经延迟了此核经过 β 衰变时所用的相当长的时间。实际上缓发中子的整个缓发时间有两部分,即 β 衰变所用的时间和中子发射所用的时间,中子发射所用的时间很短,可以忽略不计。

由于只有产生缓发中子的母核衰变与核反应堆动力学有关,所以将产生缓发中子的那些母核定义为先驱核素。

2. 缓发中子的有效份额

每次核裂变平均产生的中子总数 ν (包括瞬发中子和缓发中子)用相应的中子产额表示

$$\nu = \nu_p + \nu_d \quad (1-16)$$